

01; 10; 12

© 1993

О РАДИАЛЬНОЙ СТРУКТУРЕ ИОННЫХ ПУЧКОВ

В.Л. Б о б р о в, А.А. К а з я к и н,
А.Р. К а р и м о в, Ю.В. М а к а р о в

Известно [1], что в ионных пучках большого сечения могут реализоваться радиальные распределения плотности с локальным минимумом на оси пучка, отличные от известных равновесных распределений гауссовского типа [2, 3]. В таких системах неоднородность в радиальном распределении проявляется благодаря усилению процессов, которые в пучках существенно меньшего размера либо пренебрежимо малы, либо отсутствуют.

Профили плотности с провалом в центральной части могут формироваться в результате перезарядки на неоднородном фоне с характерным размером неоднородности, соизмеримым с поперечным размером пучка. Подобное распределение может получаться также под действием собственного кулоновского поля пучка при учете фокусирующего действия ионной оптики. Радиальное движение ионов определяется собственным электрическим полем, величина которого тем больше, чем частица дальше находится от центра, и начальным радиальным импульсом, направленным к центру пучка и возрастающим с увеличением начального радиуса иона на поверхности ионной оптики. Под действием этих факторов возможно такое перераспределение частиц в пучке, что вместо одного центрального максимума будут формироваться два максимума в точках, где радиальная составляющая импульса равна нулю.

Поэтому в целях наиболее оптимальной диагностики пучков большого сечения представляет интерес исследовать радиальное распределение по траектории пучка в типичных условиях проведения эксперимента в зависимости от степени неоднородности начального распределения плотности по сечению пучка. Здесь рассмотрен протонный пучок, формируемый источником КОВАР 20/10 со следующими параметрами: энергия протонов 13 кэВ, диаметр выходной апертуры источника 0,11 м, фокусное расстояние ионной оптики 0,8 м. Расстояние от поверхности ионной оптики до входа в магнит 0,15 м. Ось источника ионов лежит в медианной плоскости и перпендикулярна входной плоскости магнита. Равновесный радиус поворота пучка составлял 0,4 м. В качестве характерного начального распределения возьмем неоднородное

$$n_b(r) = \begin{cases} 0, & r < R_a \\ n_0, & R_a < r < R_b \end{cases}, \quad (1)$$

где $R_a = 0.025$ м, $R_b = 0.05$ м и соответствующее однородное распределение. Естественно, что данные распределения следует рассматривать как предельные, между которыми заключен реальный профиль.

Оценим область, в которой движение ионов определяется только начальными условиями. Считаем, что пучковая плазма может рассматриваться как бесстолкновительная, а электроны — имеющими бoльцмановское распределение. В случае, когда расплывание пучка происходит благодаря тепловой раскодимости и под действием собственного поля пучка [4], изменение начального распределения (1) описывается уравнением [4]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} + \frac{T}{M_i} \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} \frac{\partial}{\partial \vec{r}} (\ln(n_i)) = 0, \quad (2)$$

где $n_i = \int f(t, \vec{r}, \vec{v}) d\vec{v}$ — плотность ионов, T — электронная температура.

В [4, 5] показано, что в автомодельном решении для малых x/t решения для квазинейтральной плазмы и нейтрального газа близки. Используя этот результат, будем исследовать разлет плазменного кольца в области, где для расчета радиального распределения можно использовать свободномолекулярное уравнение Больцмана с начальным бoльцмановским распределением

$$f(\vec{v}, \vec{r}, t = 0) = n_b (\beta^3 / \pi^{3/2}) \exp(-\beta^2 v^2). \quad (3)$$

Здесь $\beta = (M_i / 2kT_i)^{1/2}$, из решения которого получаем распределение плотности

$$n_b(t, x, y) = n_0 \left\{ \operatorname{erfc} \left[\frac{\beta}{t} (y - R_b) \right] - \operatorname{erfc} \left[\frac{\beta}{t} (y - R_a) \right] \right\} x, \\ \left\{ \operatorname{erfc} \left[\frac{\beta}{t} (x - \sqrt{R_b^2 - y^2}) \right] - \operatorname{erfc} \left[\frac{\beta}{t} (x - R_a) \right] \right\}. \quad (4)$$

Таким образом, когда характерное значение аргумента функций, входящих в (4), достаточно велико, например, порядка 10, изменение начального профиля обусловлено только начальным распределением скорости пучковых частиц.

В случае учета дисперсии по массам в магнитном поле и влияния конечной температуры ионов на радиальную структуру пучка использовался метод пробных частиц [6]. Начальное положение пробных частиц задавалось в плоскости эмиссионной поверхности в соответствии с используемым начальным распределением плотности. Предполагалось, что пучок моноэнергетический с точностью до тепловой составляющей, которая имеет бoльцмановское распределение с характерной температурой T_i , и имеет трехкомпонентный

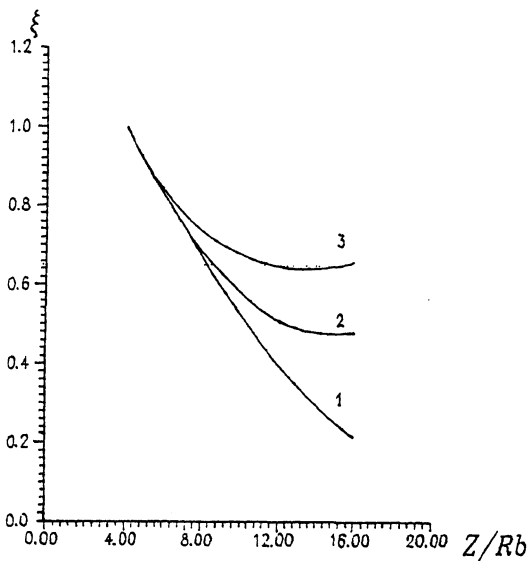


Рис. 1. Зависимость ξ по траектории пучка при $T_i = 300$ К (1), 9000 К (2), 20 000 К (3).

состав [7]: H^+ – 60%, H_2^+ – 30%, H_3^+ – 10%. Пучок моделировался ансамблем из 200 частиц.

Были проведены расчеты с различной температурой T_i с целью выявления влияния теплового разброса на пространственную структуру пучка. В качестве параметра, отражающего это воздействие, возьмем отношение радиуса пучка, рассчитанного по ансамблю пробных частиц, к своему номинальному значению R_B :

$$\xi = R/R_B = \frac{1}{(N-1)R_B} \sum_i |\vec{R}_i - \vec{R}_{cp}|,$$

где $|\vec{R}_i - \vec{R}_{cp}|$ – расстояние i -й частицы относительно частицы, соответствующей центру пучка на поверхности старта.

Изменение ξ по траектории пучка представлено на рис. 1. Из приведенных результатов следует, что в условиях эксперимента тепловое расхождение не оказывает влияния при $r < 10R_B$, тогда как на больших расстояниях расширение пучка, связанное с тепловым разбросом, следует принимать во внимание. Но, поскольку цель состоит в том, чтобы показать влияние начальной неоднородности на структуру пучка, наиболее сильно проявляющееся при малых температурах, то расчетные зависимости радиальных профилей плотности выполнены при $T_i = 300$ К.

На рис. 2 представлены результаты расчетов радиального профиля пучка по траектории движения в магнитном поле, соответствующие

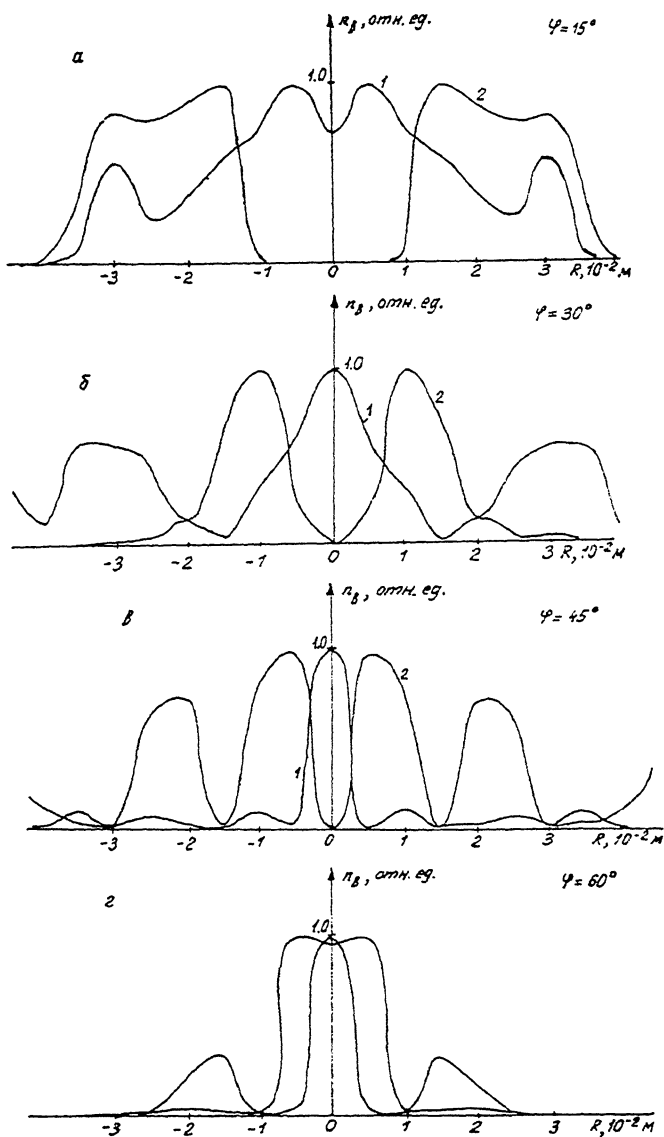


Рис. 2. Распределение плотности по сечению пучка при различных углах поворота φ . Кривые (1), (2) – расчетные зависимости, отвечающие однородному и неоднородному начальному распределению плотности соответственно.

шие кольцевому и однородному начальному распределению. Вплоть до угла 60° (угол 60° соответствует фокусу ионной линзы) происходит фокусировка пучка, связанная с работой ионной оптики и действием магнитного поля. Из представленных зависимостей сле-

дует, что рассмотренные случаи хорошо могут быть идентифицированы при достаточно подробном экспериментальном исследовании радиального распределения тока.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Н е з л и н М.В. Динамика пучков в плазме. М.: Энергоиздат, 1982.
- [2] Н о l m a A.J. // Cern Sci. Rept. 1987. P. 79.
- [3] Д е в и д с о н Р. Равновесие и устойчивость интенсивных пучков. В кн.: Основы физики плазмы / Под ред. А.А. Галеева и Р. Судана, доп. к т. 2, М.: Энергоиздат, 1984.
- [4] Г у р е в и ч А.В., П а р и й с к а я Л.В. // ЖЭТФ. 1965. Т. 49. В. 2 (8). С. 647.
- [5] Г у р е в и ч А.В., П а р и й с к а я Л.В., П и т а е в с к и й Л.В. // ЖЭТФ. 1968. Т. 54. В. 3. С. 891.
- [6] Б е р д Г. Молекулярная газовая динамика. М.: Мир, 1981.
- [7] Инжекторы быстрых атомов водорода. М.: Энергоиздат, 1981.

Поступило в Редакцию
15 января 1993 г.