

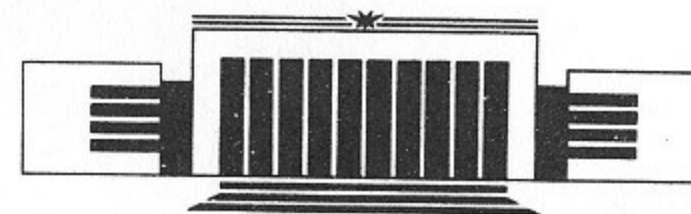


7  
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

А.Л. Шабалин

УМЕНЬШЕНИЕ ФАЗОВОЙ ПЛОТНОСТИ  
В ПУЧКАХ С ВЫСОКОЙ ЯРКОСТЬЮ

ПРЕПРИНТ 91-57



НОВОСИБИРСК

## Уменьшение фазовой плотности в пучках с высокой яркостью

А.Л. Шабалин

Институт ядерной физики  
630090, Новосибирск 90, СССР

### АННОТАЦИЯ

Рассматриваются физические процессы, вызывающие увеличение виртуального размера эмиттера и уменьшение яркости в пучках заряженных частиц из точечных источников (автоэлектронные эмиттеры, ЭГД-источники ионов, ионные источники с полевой ионизацией). Увеличение виртуального размера эмиттера происходит из-за взаимного отталкивания хаотически расположенных заряженных частиц пучка. Результаты расчетов хорошо согласуются с имеющимися экспериментальными данными.

### ABSTRACT

A virtual source size growth in the high brightness charged particle beams which originate at point sources (field electron emitters, liquid metal ion sources, gaseous field ion sources) has been investigated. The reason of this growth is the Coulomb repulsion of random distributed particles in the beam. An analytical expression for this growth was received. The growth of virtual source size occurs far from the source in the optical column. The theory is in a good agreement with experimental results on field electron emitters and liquid metal ion sources. It predicts a significant virtual source size growth for gaseous field ion sources.

© Институт ядерной физики СО АН СССР

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы интенсивно совершенствуются квазиточечные ионные и электронные источники с высокой эмиссионной плотностью тока, в которых образование заряженных частиц происходит за счет процессов в сильных электрических полях — автоэлектронной эмиссии, полевого испарения ионов, полевой ионизации. Эти источники отличаются чрезвычайно высокой исходной яркостью

$$B = \frac{j_0 W}{\pi T_0}, \quad (1)$$

где  $j_0$  — эмиссионная плотность тока,  $W$  — энергия частиц,  $T_0$  — температура частиц на поверхности эмиттера. Яркость  $B$  имеет смысл величины тока, эмитируемого с единичной площади в единичный телесный угол.

Выберем ось, вдоль которой распространяется пучок заряженных частиц, и построим фазовое пространство поперечных координат и поперечных импульсов. Каждая частица в этом четырехмерном пространстве будет изображаться точкой, объем, занимаемый облаком таких точек, называется эмиттансом пучка, а яркость  $B$  пропорциональна плотности точек в этом облаке. По теореме Лиувилля, в отсутствие зависящих от времени полей, фазовый объем и яркость одинаковы в любом сечении пучка. К сожалению, на практике оказывается, что при ускорении и транспортировке пучков фазовый объем, как правило, более или менее значительно увеличивается, а яркость падает (исключение составляют электронные и позитронные пучки в накопителях, сильно охлаждающиеся за счет синхротронного излучения, что приводит, как следует из (1),

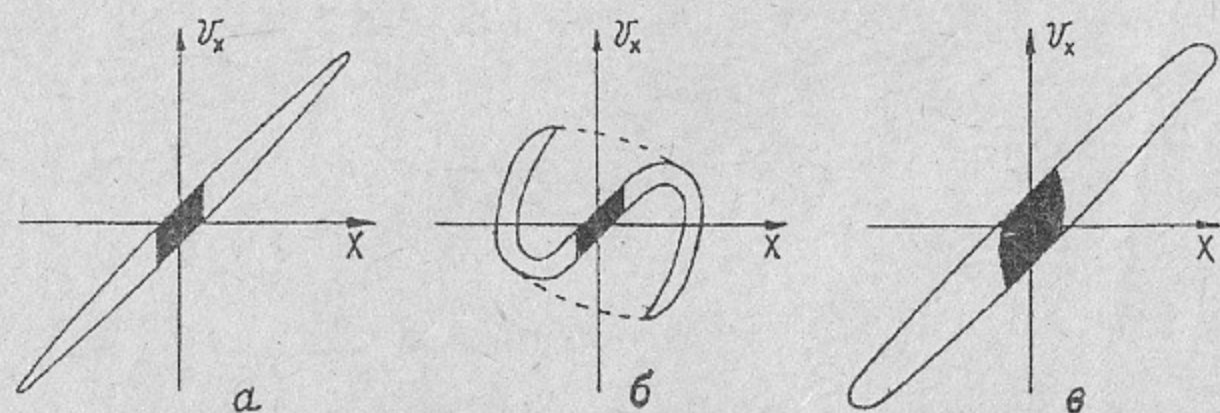


Рис. 1. а — Фазовый портрет неискаженного пучка; б — пучок искажен сферической aberrацией, штриховой линией показан эффективный фазовый объем; в — фазовый портрет пучка, частицы которого испытали взаимное рассеяние.

к увеличению их яркости, а так же протонные и антипротонные пучки при электронном и стохастическом охлаждении [1, 2]). Рассмотрим возможные причины увеличения фазового объема. На рис. 1,а показан типичный фазовый портрет пучка из ионного источника, а на рис. 1,б — тот же пучок, но прошедший через оптическую систему со сферической aberrацией. Хотя реальный фазовый объем пучка в этом случае не изменился, его фазовый портрет стал запутанным и эффективный фазовый объем, занимаемый пучком (показано штриховой линией) возрос в несколько раз. Соответственно уменьшилась и средняя яркость. Очевидно, этот случай не противоречит теореме Лиувилля, так как реальный фазовый объем пучка сохранился. Если же мы в самом начале с помощью апертурной диафрагмы вырежем малую часть пучка (на рисунке закрашено черным), то не только реальный, но и эффективный фазовый объем этой части останется тем же.

Иная ситуация складывается, если происходит взаимное рассеяние частиц пучка или же в пучке развиваются колебания. В этом случае условия теоремы Лиувилля не выполняются, так как на частицы действуют силы, зависящие от времени. При этом в процессе транспортировки фазовый объем пучка начинает разбухать, не меняя существенно своей формы (рис. 1,в). Если мы опять выделим малую часть пучка, то в отличие от предыдущего случая ее фазовый объем также возрастет.

Таким образом, в первом случае рост эмиттанса происходит из-за плохого качества ионно-оптической системы. Этот рост не является фун-

даментальным, так как, в принципе, можно построить ионно-оптическую систему, которая будет распутывать эмиттанс, превращая пучок рис. 1,б обратно в пучок рис. 1,а, при этом яркость увеличится до первоначальной. И наоборот, во втором случае рост эмиттанса, определяемый свойствами самого пучка, является фундаментальным, и яркость пучка рис. 1,в не может быть увеличена бездиссипативным способом.

В результате появления квазиточечных источников с высокой яркостью обнаружился ряд эффектов, характерных для ярких пучков и приводящих к фундаментальному снижению их яркости. Рассмотрим для примера ЭГД-эмиттер ионов. Типичный радиус его эмиссионной зоны составляет  $r_0 \sim 20 \text{ \AA}$  [3], а температура ионов на поверхности эмиттера  $T_0 \sim 1 \text{ эВ}$ . Ионный пучок из ЭГД-эмиттера быстро расширяется. Если предположить, что эмиттанс пучка не увеличивается, то из-за расширения пучка на расстоянии  $r = 20 \text{ см}$  от эмиттера поперечная температура ионов должна уменьшиться до  $T_{i\perp} = T_0 \left(\frac{r_0}{r}\right)^2$ ,  $T_{i\perp} \sim 10^{-16} \text{ эВ}$ . Очевидно, что малейший нагрев такого холодного пучка, например, за счет кулоновского расталкивания хаотически расположенных ионов, приведет к резкому росту эмиттанса.

Этот эффект, который удобно интерпретировать как рост виртуального размера источника, рассчитывался численно методом Монте-Карло в электронных и ионных пучках в [4] и [5] соответственно, однако в полученных результатах трудно выделить какие-либо зависимости. Попытка аналитического расчета роста виртуального размера, на наш взгляд, ошибочная, предпринята в [6]. Эффекты кулоновского расталкивания заряженных частиц рассмотрены также в [7]. В данной статье приводятся расчеты роста виртуального размера источника за счет кулоновского расталкивания хаотически расположенных заряженных частиц пучка и проводится сравнение с экспериментальными результатами. Везде в следующей главе речь будет идти об ионных пучках, однако все рассуждения с таким же успехом можно применять и к пучкам электронов.

## 2. ТЕОРИЯ

Сначала дадим определение виртуального размера эмиттера. Пусть точка А (рис. 2) расположена на большом расстоянии  $r$  от эмиттера,

$$r \gg a_s,$$

где  $a_s$  — физический размер эмиттера (эмиттером можно считать и кроссовер пучка). Ионы, приходящие в эту точку, имеют угловой разброс  $\theta \ll 1$ , и виртуальный размер источника

$$a = \theta r = \frac{\Delta v_{\perp}}{v} r. \quad (2)$$

Здесь  $\Delta v_{\perp}$  — разброс поперечных скоростей,  $v$  — полная скорость ионов.

Если в пучке отсутствуют электрические поля, то при свободном разлете ионов виртуальный размер источника не меняется,  $a = \text{const}$ , и с увеличением  $r$  разброс поперечных скоростей  $\Delta v_{\perp}$  уменьшается. Те-

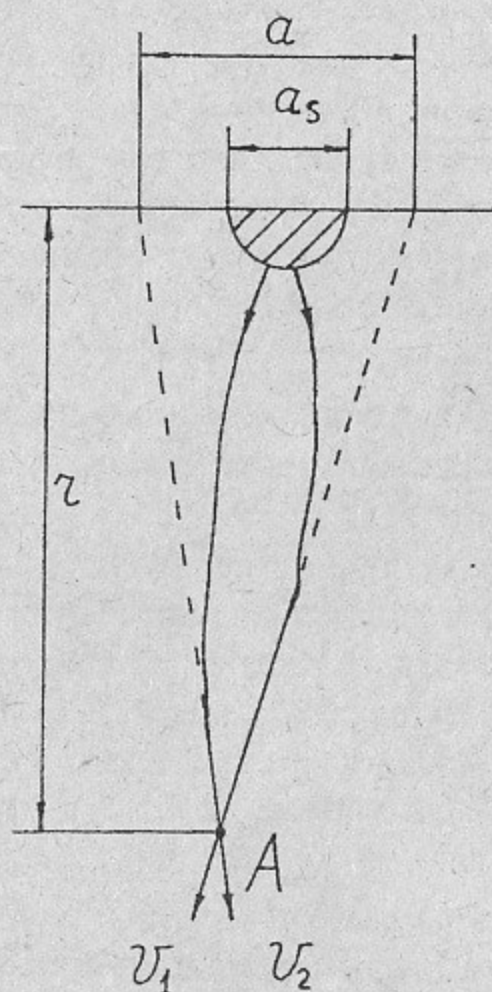


Рис. 2. Определение виртуального размера эмиттера  $a$ . Показаны крайние траектории частиц, приходящих в точку  $A$ .

перь учтем собственное поперечное поле пучка. Это поле можно условно разделить на две составляющие. Первая обусловлена полным пространственным зарядом пучка (в предположении, что заряд равномерно “размазан”) и вызывает упорядоченное расширение пучка, не приводящее к росту эмиттанса. Для компенсации этого расширения достаточно слегка увеличить фокусирующее действие линзы. Вторая составляющая поперечного поля обусловлена дискретностью заряда ионов и флуктуирует во времени, что приводит к росту эмиттанса.

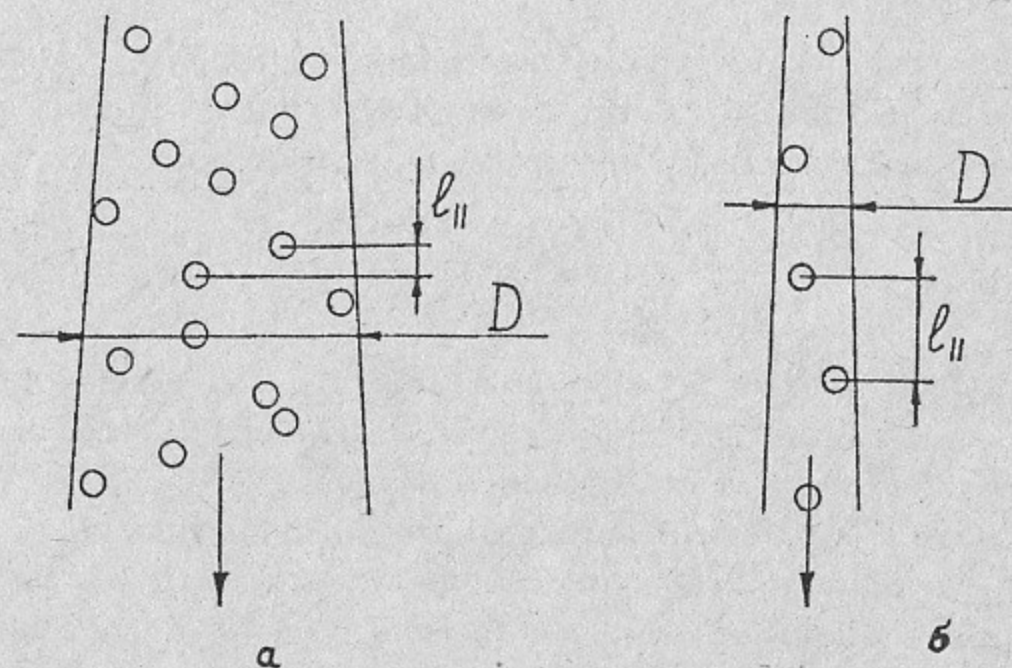


Рис. 3.  $a$  — Режим “заряженного облака”;  $b$  — “одиночный” режим.  $D$  — диаметр пучка,  $l_{\parallel}$  — среднее продольное расстояние между частицами.

Обозначая поперечное флуктуирующее поле как  $F_{\perp}$ , запишем изменение виртуального размера

$$da = \frac{r}{v} dv_{\perp F}, \quad (3)$$

где  $dv_{\perp F}$  — изменение поперечной скорости, вызванное флуктуирующим полем,

$$dv_{\perp F} = \frac{e}{m} F_{\perp} \frac{dr}{v}, \quad (4)$$

$e$ ,  $m$  — заряд и масса иона, соответственно, (изменение продольной скорости, вызванное флуктуирующим полем  $F_{\parallel}$ , приводит к росту энерго-разброса ионов [6, 8]).

Так как энергия ионов  $\frac{mv^2}{2} \doteq eU$ , где  $U$  — ускоряющие напряжения, из (3) и (4) имеем

$$da = \frac{F_{\perp}}{2U} r dr. \quad (5)$$

Для вычисления  $F_{\perp}$  рассмотрим два разных случая (рис. 3,  $a$ ,  $b$ ). В пучке на рис. 3,  $a$  среднее продольное расстояние между ионами

$$l_{\parallel} = \frac{e}{j} v, \quad (6)$$

где  $J$  — ионный ток, существенно меньше поперечного размера пучка. В этом случае каждый ион движется в окружении облака других ионов. Назовем этот случай режимом “заряженного облака”. В пучке на рис. 3, б наоборот,

$$l_{\parallel} \gg D, \quad (7)$$

$D$  — диаметр пучка. В этом случае ионы движутся поодиночке, друг за другом, в так называемом “одиночном” режиме. Очевидно, что величина  $F_{\perp}$  в этих двух случаях будет существенно разной.

Для вычисления  $F_{\perp}$  в режиме заряженного облака воспользуемся результатами [9], где приведена функция распределения вероятности  $p(|F|)$  для модуля гравитационного поля в облаке случайно расположенных звезд плотностью  $n$ . Так как электрические силы также меняются как  $r^{-2}$ , результаты [9] пригодны и для облака заряженных частиц:

$$p(|F|) = \frac{H(\beta)}{F^*},$$

$$F^* = 2\pi \left(\frac{4}{15}\right)^{2/3} en^{2/3},$$

$$\beta = \frac{|F|}{F^*},$$

$$H(\beta) = \frac{2}{\pi\beta} \int_0^{\infty} \exp\left[-\left(\frac{x}{\beta}\right)^{3/2}\right] x \sin x \, dx \quad (8)$$

Для функции распределения вероятности компоненты поля  $F_{\perp}$  несложные выкладки дают:

$$H(\beta_{\perp}) = \frac{1}{2} \int_{\beta_{\perp}}^{\infty} \frac{H(\beta)}{\beta} d\beta, \quad (9)$$

где

$$\beta_{\perp} = \frac{F_{\perp}}{F^*}.$$

Функция  $H(\beta_{\perp})$  рассчитана численно, ее график приведен на рис. 4.

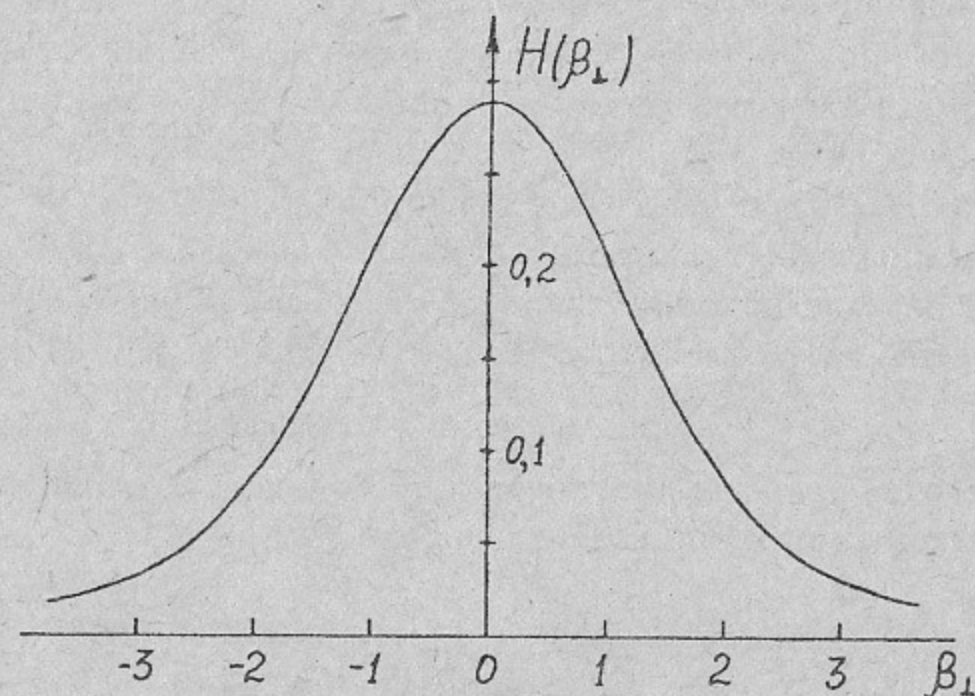


Рис. 4. График функции  $H(\beta_{\perp})$ .

В сфокусированном пучке яркость плавно спадает от центра к краям, причем профиль плотности тока, в основном, совпадает с функцией  $H(\beta_{\perp})$  (рис. 4). За размер эмиттера примем диаметр, на котором плотность тока падает в два раза по отношению к центру. Так как ширина функции  $H(\beta_{\perp})$  на полувысоте равна примерно 3, из (5) имеем

$$da = \frac{3F^*}{2U} r \, dr. \quad (10)$$

При свободном расширении пучка с угловой интенсивностью  $I$  из точечного источника выражение (10) можно переписать как

$$da = 3\pi \left(\frac{4}{15}\right)^{2/3} \left(\frac{mI^2}{2U^4}\right)^{1/3} \frac{dr}{r^{1/3}}, \quad (11)$$

или

$$a_0 = \frac{9\pi}{15^{2/3}} \left(\frac{mI^2}{U^4}\right)^{1/3} (r_2^{2/3} - r_1^{2/3}), \quad (12)$$

где  $r_1, r_2$  — расстояния от источника, между которыми происходит рост виртуального размера.

Интегрируя выражение (11), мы подразумеваем, что при движении пучка плотность ионов плавно уменьшается, а их относительное расположение не меняется, т. е. перемешивание ионов не происходит. Если же

ионы перемешиваются, то сила, действующая на какой-либо ион, хаотически меняется по величине и направлению, и выражение (12) становится неверным. Рассмотрим основные причины, которые могут приводить к перемешиванию ионов.

Во-первых, ион под действием флуктуирующего поля  $F$  приобретает скорость и начинает двигаться относительно остальных ионов, т. е. происходит переход потенциальной энергии взаимодействия ионов в тепловую энергию их хаотического движения. Характерное время перехода  $\tau \sim \omega^{-1}$ , где  $\omega = \left(\frac{4\pi n e^2}{m}\right)^{1/2}$  — частота ленгмюровских колебаний (плазменная частота). Так как плотность пучка все время меняется, то набег фазы плазменных колебаний оценивается по формуле

$$\Delta\varphi = \int \omega(t) dt. \quad (13)$$

До тех пор, пока  $\Delta\varphi \ll 1$ , можно считать, что ионы практически не сместились со своих позиций, и перемешивания не произошло. Перемешивание наступает, когда становится  $\Delta\varphi \sim 1$ . Вычисляя интеграл (13), находим

$$\Delta\varphi = \left(\frac{2m}{e}\right)^{1/4} \frac{J^{1/2}}{\alpha U^{3/4}} \ln \frac{r_2}{r_1}. \quad (14)$$

Здесь  $\alpha$  — апертурный угол,  $r_1, r_2$  — расстояния от источника, между которыми считается набег фазы. Для рассмотренного ниже электронного пучка  $J = 1 \text{ мкА}$ ,  $U = 20 \text{ кВ}$ ,  $\alpha = 3 \cdot 10^{-3} \text{ рад}$ , и

$$\Delta\varphi = 0,034 \ln \frac{r_2}{r_1}.$$

Перемешивание наступает при

$$\frac{r_2}{r_1} = \exp(0,034^{-1}) = 6 \cdot 10^{12},$$

т. е. эффектом перемешивания за счет взаимного отталкивания можно заведомо пренебречь. Аналогичные результаты получались и в других рассмотренных нами примерах.

Однако, если два иона окажутся очень близко друг к другу на расстоянии

$$l \ll n^{-1/3},$$

то они будут сильно отталкиваться и быстро разлетятся, в результате чего действующая на них сила уменьшится. Это приводит к тому, что “хвосты” функции распределения ионов по поперечным скоростям спадают значительно быстрее, чем у функции  $H(\beta_{\perp})$  ( $H(\beta_{\perp}) \sim \beta_{\perp}^{-5/2}$  при  $\beta_{\perp} \rightarrow \infty$ ).

Во-вторых, перемешивание ионов может происходить из-за разницы их продольных скоростей, обусловленной конечным энергоразбросом. Несложно показать, что при малой разности скоростей взаимное смещение  $\Delta l$  двух ионов, пролетевших расстояние  $r$

$$\Delta l = \frac{\Delta W}{2W} r, \quad (15)$$

где  $W$  — полная энергия,  $\Delta W$  — энергоразброс. Перемешивание наступает, когда взаимное смещение становится порядка среднего расстояния между ионами, т. е.

$$\Delta l \sim n^{-1/3}.$$

Оценки, выполненные для различных случаев, показывают, что этим эффектом также можно, как правило, пренебречь.

II, наконец, перемешивание может происходить из-за неизотропного расширения ионного пучка. Выберем систему координат, движущуюся вместе с ионным пучком, в центре которой находится какой-нибудь “пробный” ион, а ось  $z$  направлена вдоль оси пучка (рис. 5). Если ионное облако расширяется изотропно, то скорость  $i$ -го “полевого” иона в этой системе координат

$$\vec{v}_i = A \vec{R}_i, \quad (16)$$

где  $A$  — константа, а  $\vec{R}_i$  — радиус-вектор  $i$ -го иона (эта ситуация похожа на расширение Вселенной, причем  $A$  — аналог постоянной Хаббла). При таком расширении нормированное поле  $\beta$  в каждой точке не меняется ни по величине, ни по направлению, уменьшается только нормировочный множитель  $F^*$ . Именно для этого случая и получено решение (12). Пучок же расширяется только в поперечном направлении, а вдоль оси  $z$  расстояние между ионами не меняется.

Будем считать, что плотность падает только из-за изотропного расширения (16), на которое накладывается движение

$$u_{zi} = -Az_i, \quad u_{\rho i} = \frac{A}{2} \rho_i, \quad (17)$$

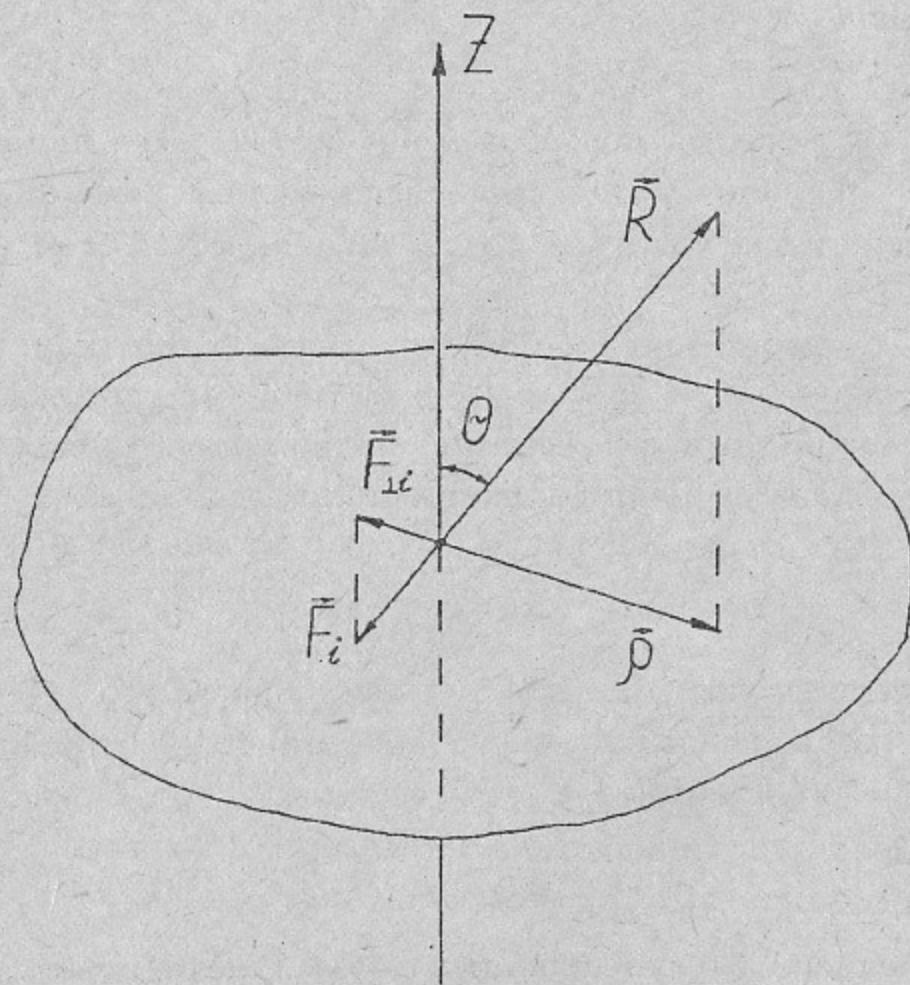


Рис. 5. Цилиндрическая система координат  $(z, \vec{\rho})$ , в центре которой находится "пробный" ион.  $\vec{R}$  — координата "полевого" иона.

где  $z_i, \rho_i$  — координаты  $i$ -го "полевого" иона в цилиндрической системе координат, причем константы в (17) подобраны так, чтобы анизотропное движение не меняло среднюю плотность пучка. Полная скорость  $i$ -го иона

$$\begin{aligned} \vec{V}_i &= \vec{v}_i + \vec{u}_i, \\ V_{zi} &= 0 \\ V_{\rho i} &= \frac{3}{2} A \rho_i, \end{aligned} \quad (18)$$

т. е. суммарное движение (18) правильно описывает расширение пучка в движущейся системе координат.

Оценим скорость изменения поперечного электрического поля  $\vec{F}_\perp$  в точке расположения "пробного" иона только за счет неизотропного движения (17) (вектор  $\vec{F}_\perp$  лежит в плоскости, перпендикулярной оси  $z$ ). Так

как одно и то же поле  $\vec{F}_\perp$  может создаваться разными конфигурациями "полевых" ионов, то и скорость его изменения

$$\vec{f}_\perp = \frac{d\vec{F}_\perp}{dt}$$

также может быть различной. Мы не будем искать функцию распределения вероятности  $W(\vec{F}_\perp, \vec{f}_\perp)$ , которая определяет вероятность того, что поле  $\vec{F}_\perp$  изменяется со скоростью  $\vec{f}_\perp$ , а найдем некоторую характерную скорость изменения поля  $\vec{F}_\perp$ . Очевидно, что

$$\vec{F}_\perp = e \sum \frac{\vec{\rho}_i}{R_i^3},$$

где  $\vec{\rho}_i$  — вектор в плоскости, перпендикулярной оси  $z$  (см. рис. 5), а сумма берется по всем "полевым" ионам. Тогда

$$\vec{f}_\perp = e \sum \left( \frac{1}{R_i^3} \frac{\partial \vec{\rho}_i}{\partial t} - 3 \frac{\vec{\rho}_i}{R_i^4} \frac{\partial R_i}{\partial t} \right). \quad (19)$$

Так как мы рассматриваем только неизотропное движение (17),

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vec{\rho}_i}{\partial t} &= \frac{A}{2} \vec{\rho}_i, \\ \frac{\partial R_i}{\partial t} &= u_{\rho i} \sin \theta_i + u_{z i} \cos \theta_i = A \left( \frac{\rho_i}{2} \sin \theta_i - z_i \cos \theta_i \right), \end{aligned} \quad (20)$$

и (19) можно переписать как

$$\vec{f}_\perp = eA \sum \left( \frac{1}{2} \frac{\vec{\rho}_i}{R_i^3} - \frac{3}{2} \frac{\vec{\rho}_i}{R_i^3} \frac{\rho_i}{R_i} \sin \theta_i + 3 \frac{\vec{\rho}_i}{R_i^3} \frac{z_i}{R_i} \cos \theta_i \right),$$

или

$$\vec{f}_\perp = eA \sum \frac{\vec{\rho}_i}{R_i^3} \left( \frac{1}{2} - \frac{3}{2} \sin^2 \theta_i + 3 \cos^2 \theta_i \right). \quad (21)$$

Подставляя в (21) среднее по телесному углу значение  $\sin^2$  и  $\cos^2$ , имеем

$$\vec{f}_\perp = \frac{A}{2} e \sum \frac{\vec{\rho}_i}{R_i^3} = \frac{A}{2} \vec{F}_\perp. \quad (22)$$

Разумеется, выражение (22) не претендует на большую точность, а дает некоторое типичное значение для  $\vec{f}_\perp$ .

Среднее время жизни  $\tau$  ионной конфигурации с напряженностью поля  $\vec{F}_\perp$  можно оценить как

$$\tau = \frac{F_\perp}{f_\perp} = \frac{2}{A}$$

За это время "полевой" ион, имевший координату  $\rho_1$ , удалится на расстояние

$$\rho_2 = \rho_1 + v_\rho \cdot \tau = \rho_1 + \frac{3}{2} A \rho_1 \tau = 4\rho_1.$$

т. е. пучок полностью перемешивается, расширившись в 4 раза. Очевидно, что этим перемешиванием пренебречь нельзя.

Для учета перемешивания представим ситуацию, когда путь, проходимый пучком, разбит на отрезки  $[r_n; r_{n+1}]$ , причем на каждом отрезке нормированное поле  $\beta_\perp$ , действующее на "пробный" ион, одно и то же, а при переходе на другой участок оно меняется случайным образом. Тогда увеличение виртуального размера

$$a = \sqrt{\sum a_n^2}, \quad (23)$$

где  $a_n$  — увеличение виртуального размера на  $n$ -м участке, рассчитанное по формуле (12).

Пойдем сумму (23) для случая, когда каждый предыдущий отрезок в  $\xi$  раз больше следующего, т. е.

$$\frac{|r_n - r_{n+1}|}{|r_{n+1} - r_{n+2}|} = \xi.$$

(у нас  $\xi = 4$ ). Выберем первый отрезок от  $r_{\max}$  до  $r_{\max}/\xi$ , второй — от  $r_{\max}/\xi$  до  $r_{\max}/\xi^2$  и так далее. Тогда из (12), (23)

$$a^2 = \left(a_0 - \frac{a_0}{\xi^{2/3}}\right)^2 + \left(\frac{a_0}{\xi^{2/3}} - \frac{a_0}{\xi^{4/3}}\right)^2 + \dots,$$

или

$$a^2 = a_0^2 \left[ (1 - \xi^{-2/3})^2 + \frac{(1 - \xi^{-2/3})^2}{\xi^{4/3}} + \frac{(1 - \xi^{-2/3})^2}{(\xi^{4/3})^2} + \dots \right] \quad (24)$$

Суммируя прогрессию (24), получаем

$$\frac{a}{a_0} = \frac{1 - \xi^{-2/3}}{\sqrt{1 - \xi^{-4/3}}} \quad (25)$$

$\xi$	1.1	2	3	4	5	6	10
$a/a_0$	0.18	0.48	0.59	0.66	0.70	0.73	0.80

Некоторые значения функции (25) приведены в таблице. Таким образом, учет неизотропности расширения пучка приводит к замедлению роста виртуального размера, а именно, результат, рассчитанный по формуле (12), необходимо умножать на коэффициент 0.66.

Теперь оценим поперечное электрическое поле  $F_\perp$  в "одиночном" режиме

$$F_\perp(r) \sim \frac{e}{l_\parallel^2} \cdot \frac{D}{l_\parallel} \quad (26)$$

Если рассмотреть два пучка с одинаковой угловой интенсивностью, но один узкий (одиночный режим), а другой широкий (режим заряженного облака), то отношение поперечных флуктуирующих полей в этих пучках на одинаковом расстоянии  $r$  от эмиттера

$$\frac{F_\perp(r)}{F^*(r)} \sim \left(\frac{r}{r^*}\right)^{7/3}, \quad (27)$$

где  $r^*$  — расстояние, на котором узкий пучок перейдет из "одиночного" режима в режим заряженного облака,

$$r^* = \frac{l_\parallel}{2\alpha}$$

Таким образом, в "одиночном" режиме, когда выполняется неравенство (7), поперечные флуктуирующие поля в пучке резко уменьшаются, что приводит к подавлению роста виртуального размера источника.

### 3. СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Как следует из (12), основное увеличение виртуального размера происходит не вблизи, а на большом расстоянии от источника, т. е. конечный виртуальный размер существенным образом зависит от конструкции конкретной ионно- (или электронно-) оптической колонны. Мы рассмотрим три примера. В [4] численно, методом Монте-Карло рассчитан рост виртуального размера автоэлектронного эмиттера и проведены эксперименты по измерению этого размера. В [10] измерялся виртуальный размер ЭГД-эмиттера ионов, а в [11, 12] предложен проект ионно-оптической колонны для источника ионов с полевой ионизацией.



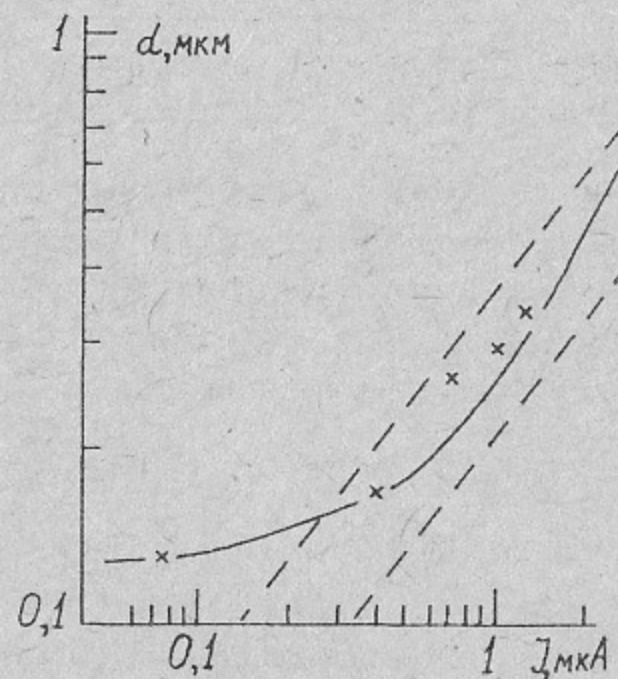


Рис. 6. Зависимость диаметра электронного пучка от тока. Крестики — результаты [4], сплошная кривая — расчеты [4], штриховые кривые — наши расчеты (верхняя — диаметр пучка на уровне 1/10, нижняя — на уровне 1/2).

### 3.1. Автоэлектронный эмиттер

В [4] использовалась однолинзовая колонна с полной длиной 21.5 см, увеличением  $M = 2.5$  апертурный угол на мишени  $\alpha = 3 \cdot 10^{-3}$  рад, энергия электронов  $eU = 20$  кэВ. Рост виртуального размера эмиттера происходит в расходящемся пучке перед линзой, и в сходящемся пучке после нее. Так как взаимное расположение электронов в пучке до и после линзы одинаковое, то суммарный виртуальный размер получается как сумма виртуальных размеров до линзы и после нее, а не как корень квадратный из суммы квадратов. На рис. 6 приведены экспериментальные результаты [4] для диаметра пучка на мишени и результаты расчетов по формулам (12) (25). Так как в [4] не указано, на какой высоте измерялся диаметр пучка, расчеты проведены для диаметра на полувысоте  $a_{0.5}$  и для диаметра на высоте 1/10 от максимальной  $a_{0.1}$ . При больших токах расчеты неплохо согласуются с экспериментом. При малых токах диаметр пучка определяется другими причинами (видимо, хроматической aberrацией), а вклад виртуального размера пренебрежимо мал.

### 3.2. Электрогидродинамический (ЭГД) источник ионов

Виртуальный размер ЭГД-источника измерялся в работе [10] в колонне, описание конструкции которой приведено в [13]. В этой колонне пучок

ионов галлия ускоряется до энергии  $eU = 50$  кэВ и с угловой интенсивностью  $I = 75$  мкА/рад<sup>2</sup> проходит расстояние  $r \approx 7.5$  см до апертурной диафрагмы. На этом участке и происходит рост виртуального размера, так как после диафрагмы пучок движется в "одиночном" режиме. Расчетное значение виртуального размера источника в такой колонне  $a_{1/2} = 22$  нм неплохо согласуется с экспериментальной величиной  $a_{1/2} = 40 \pm 20$  нм [10]. Эти расчеты проделаны также в [8].

### 3.3. Ионный источник с полевой ионизацией

Измерения виртуального размера ионных источников с полевой ионизацией не проводились, отмечается только, что он должен быть весьма мал [14]. В [11] приведено описание конструкции источника с полевой ионизацией, а в [12] предложен проект ионно-оптической колонны для

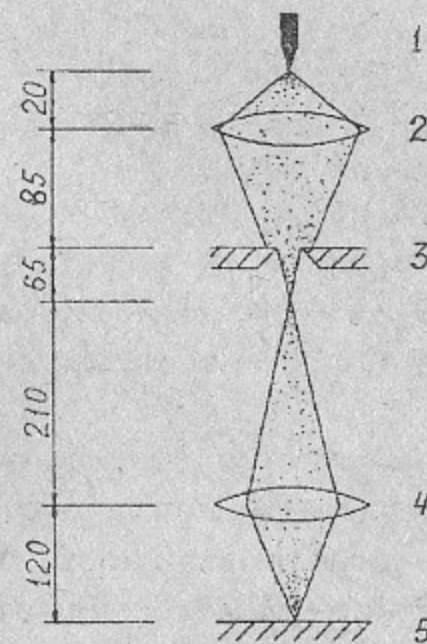


Рис. 7. Схема колонны источника с полевой ионизацией:

1 — игла источника, 2 — первая линза (ускоряющая), 3 — апертурная диафрагма, 4 — вторая линза (одиночная), 5 — мишень. Размеры указаны в миллиметрах.

этого источника. По [11, 12] мы попытались воспроизвести схему колонны (рис. 7) и рассчитать виртуальный размер ионного источника.

Энергия ионов в колонне 50 кэВ, причем ускорение пучка происходит на первом участке длиной 2 см. Угловая интенсивность на первом участке  $I = 15$  мкА/рад<sup>2</sup>, для тока пучка после апертурной диафрагмы

взято два крайних значения:  $J_{\min} = 2 \cdot 10^{-10} \text{ А}$  и  $J_{\max} = 5 \cdot 10^{-9} \text{ А}$ . При полном токе источника  $J_0 = 10^{-8} \text{ А}$  ионы от иглы до апертурной диафрагмы будут двигаться в режиме заряженного облака. После апертурной диафрагмы картина меняется. В кроссовере, где пучок узкий, ионы движутся в одиночном режиме, а вдали от кроссовера — в режиме заряженного облака. На участках 85, 65 и 210 мм угловая интенсивность  $I = 840 \text{ мкА/рад}^2$ , и несложные расчеты показывают, что при токе пучка  $J_{\min}$  смена режима происходит на расстоянии  $r^* = 320 \text{ см}$  от кроссовера, а при токе  $J_{\max}$  на расстоянии  $r^* = 2,6 \text{ см}$ . Таким образом, можно считать, что при токе  $J_{\min}$  рост виртуального размера происходит только до апертурной диафрагмы, а при токе  $J_{\max}$  — почти на всем протяжении колонны. Предполагая точечность источника и отсутствие каких-либо aberrаций, с учетом увеличения оптической системы несложно получить размер сфокусированного пучка на мишени:

$$d = 28 \text{ нм} \quad \text{при} \quad J_{\min} = 2 \cdot 10^{-10} \text{ А}$$

$$d = 96 \text{ нм} \quad \text{при} \quad J_{\max} = 5 \cdot 10^{-9} \text{ А}$$

Т.е. только за счет роста виртуального размера источника плотность тока в сфокусированном пучке не может превысить  $32 \text{ А/см}^2$  в первом случае, и  $69 \text{ А/см}^2$  — во втором вместо ожидаемых нескольких сотен  $\text{А/см}^2$  [12]. Однако ситуация не так плоха, как кажется на первый взгляд.

Во-первых, наши расчеты имеют значительную неопределенность, так как необходимые параметры ионно-оптической колонны приходится определять из имеющихся косвенных данных. Во-вторых, видны пути подавления роста виртуального размера. Для этого нужно выбирать такой ток пучка, чтобы всюду после апертурной диафрагмы ионы двигались в одиночном режиме, а апертурную диафрагму располагать ближе к источнику. Для уменьшения влияния начального участка, где реализуется режим заряженного облака, увеличение оптической системы должно быть как можно меньше.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, эффект роста виртуального размера эмиттера за счет кулоновского отталкивания хаотически расположенных ионов играет важную роль при формировании пучков из квазиточечных источников с высокой яркостью. Для автоэлектронных и ЭГД-эмиттров расчеты

хорошо согласуются с экспериментальными результатами, а для газовых источников с полевой ионизацией предсказывается заметный рост виртуального размера в процессе ускорения и транспортировки. Однако ситуация не катастрофическая, и при правильном проектировании ионно-оптических колонн с учетом этого эффекта, рост виртуального размера может быть в значительной степени подавлен.

Автор выражает благодарность профессору В.Г. Дудникову за обсуждения и ценные замечания.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Будкер Г.И., Скрипский А.Н. Электронное охлаждение и новые возможности в физике элементарных частиц //УФН — 1978, т.124, №4. — с.561.
2. Van der Meer С. Стохастическое охлаждение и накопление антипротонов //УФН — 1985, т.147, №2. — с.405–420.
3. Шабалин А.Л. О размере эмиссионной зоны ЭГД-эмиттера ионов //ДАИ — 1988, т.303, №2. — с.357–360.
4. Groves T., Hammond D.L., Kuo H. Electron-Beam Broadening Effects Caused by Discreteness of Space Charge //J. Vac. Sci. Techn. — 1979, v.16, №6. — p.1680–1685.
5. Ward J.W. A Monte Carlo Calculation of the Virtual Source Size for a LMIS //J. Vac. Sci. Techn. — 1985, v.B3, №1. — p.207–213.
6. Knauer W. Energy Broadening in Field Emitted Electron and Ion Beams //Optik. — 1981, Bd.59, №4. — s.335–354.
7. Jansen G.H. Coulomb Interaction in Particle Beam //NIM. — 1990, v.A298, №1–3. — p.496–504.
8. Дудников В.Г., Шабалин А.Л. Эволюция распределения ионов по импульсам в ЭГД-источниках ионов //ЖТФ. — 1990, т.60, №4, — p.131–139.
9. Chandrasekhar S. //Rev. Mod. Phys. — 1943, v.15, №1, — p.70.
10. Kamura M., Kanayama T., Hiroshima H., Tanoue H. Measurement of Virtual Crossover in Liquid Gallium Ion Source //Appl. Phys. Lett. — 1983, v.42, №10, — p.908–910.

11. *Lewis G.N., Paik H., Mioduszewski J., Siegel B.M.* A Hydrogen Field Ion Source with Focusing Optics //J. Vac. Sci. Techn. — 1986, v.B4, N1. — p.116-119.
12. *Lewis G.N., Mioduszewski J., Weiner D., Siegel B.M.* An Ion Beam Lithography System for Nanolithography with a Focused  $H_2^+$  Ion Probe //J. Vac. Sci. Techn. — 1988, v.B6, N1. — p.239-240.
13. *Kamuro M.* Ion Beam Exposure Apparatus Using a Liquid Metal Source //Thin Solid Films. — 1982, v.92, N1/2. — p.155-164.
14. *Blackwell R.J., Kubby J.A., Lewis G.N., Siegel B.M.* Experimental Focused Ion Beam System Using a Gaseous Field Ion Source //J. Vac. Sci. Techn. — 1985, v.B3, N1. — p.82-86.

*А.Л. Шабалин*

Уменьшение фазовой плотности  
в пучках с высокой яркостью

Ответственный за выпуск С.Г. Попов

---

Работа поступила 30 мая 1991 г.

Подписано в печать 30.05 1991 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 1,4 печ.л., 1,1 уч.-изд.л.

Тираж 220 экз. Бесплатно. Заказ N 57

---

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР,

Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.