

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
Дубна

3249/2-81

29/6-81

9-81-208

З.А.Козловски, Ю.Дитрих

ПОЛУЧЕНИЕ И ФОРМИРОВАНИЕ ПУЧКОВ
ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ
В МНОГОЭЛЕКТРОДНЫХ СИСТЕМАХ

Часть I. Метод расчета (пучки круглого сечения)

1981

1. ВВЕДЕНИЕ

Задача получения и формирования ионных и электронных пучков в классических вариантах источников заряженных частиц решалась обычно при помощи однокаскадных систем.

Анализ оптических свойств таких систем проводился путем решения задачи о протекании тока между электродами плоской, сферической или цилиндрической геометрии^{/1-4/}. Влияние отверстия для вывода пучка в аноде, определение формы электродов для учета влияния частичного заполнения межэлектродного пространства пучком проводилось методом, предложенным в работе^{/5/}.

Аналогичным образом рассматривались двух и трехэлектродные системы, содержащие эмиттер частиц и ускоряющий промежуток с большим градиентом поля /двухэлектродные/, или дополнительный третий электрод, создающий при помощи небольшого тормозящего потенциала барьер, препятствующий проникновению в область источника частиц, нейтрализующих пространственный заряд пучка.

В связи с растущими потребностями получения интенсивных пучков частиц для мощных ускорителей и для установок контролируемого термоядерного синтеза возникает необходимость рассмотрения многокаскадных систем формирования пучков, в которых пространственно разделены области вытягивания, ускорения и частичной нейтрализации пучка /замедляющая секция/ /рис.1/. За счет появления новых свободных параметров /геометрия электродов и соотношения потенциалов/ система становится более гибкой. Этим и обеспечивается возможность независимой оптимизации таких параметров источника частиц, как ток, конечная энергия частиц и эмиттанс пучка.

Получение качественных и количественных оценок оптических параметров интенсивных пучков возможно лишь при учете влияния сил пространственного заряда и поперечной энергии частиц /температуры/.

Задачи, связанные с получением электронных пучков из пушек с твердым эмиттером в свое время интенсивно разрабатывались в связи с потребностями электронно-вакуумных приборов, и нашли достаточно точные теоретические решения, согласующиеся с результатами экспериментов.

Значительно более сложная ситуация возникает в случае применения в качестве эмиттера частиц плазмы, как это имеется в большинстве типов ионных источников и некоторых электронных

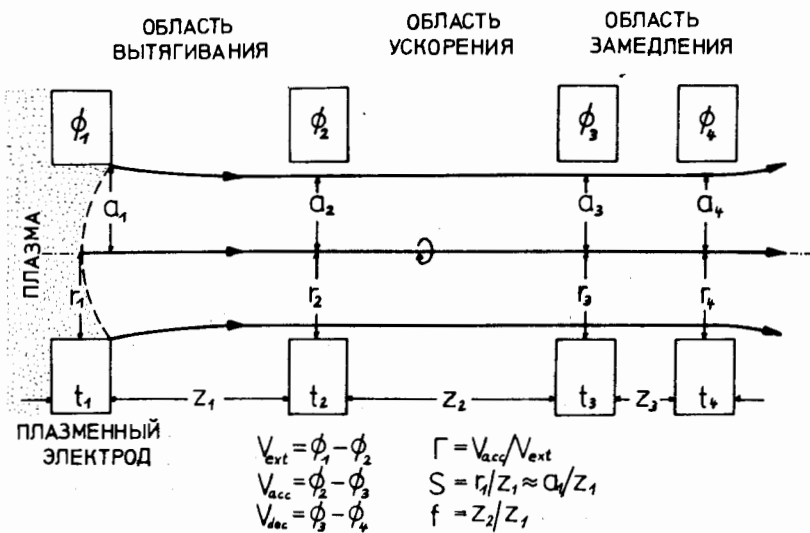


Рис.1. Схема двухкаскадного ускорителя. V_{ext} - вытягивающее напряжение, V_{acc} - ускоряющее напряжение, V_{dec} - замедляющее напряжение.

пучках. Основная трудность расчета оптических параметров системы, включающей в себя плазменный эмиттер частиц, состоит в том, что положение и форма эмиттирующей поверхности являются функцией параметров плазмы и применяемой конфигурации полей. В связи с этим возникает самосогласованная задача, требующая одновременного решения как уравнения Пуассона для определения распределения потенциала, так и уравнения Власова, определяющего функцию распределения по скоростям при разумном предположении о функции распределения плотности электронов и других параметрах плазмы (n_e, T_e, T_i).

Попытка решения такой задачи была сделана в работе^{6/}. Полученные результаты дают во многом качественное и неплохое количественное согласие теории и эксперимента^{7/}. Однако существуют явления, которые не находят теоретического объяснения в рамках применяемой модели.

Целью настоящей работы является решение задачи формирования пучков заряженных частиц в многоэлектродных системах с плазменным эмиттером при помощи аналитических методов, разработанных в электронной оптике.

Для определения границ применения предлагаемого метода результаты будут сравнены с экспериментом, результатами решения

самосогласованной задачи и с результатами последней версии приближенной линейной теории^{6,7/}.

Целью исследования оптических параметров системы является определение зависимости радиуса и угловой расходимости пучка на выходе из последнего электрода от распределения потенциалов, геометрии электродов и тока пучка, а также нахождение условий получения пучков с минимальной угловой расходимостью с учетом поперечных скоростей частиц.

Решение задачи будем получать в виде суммы эффектов, связанных с действием системы линз/расчет ведется в приближении тонких линз/ и действием эффектов пространственного заряда /с учетом действия ускоряющего потенциала/. Начальные параметры - радиус и угол расходимости пучка около эмиттера оцениваются на основании рассмотрения плазменной поверхности как линзы. Эти величины задают начальные условия для расчета эффекта расплывания ускоряемого пучка под влиянием собственного заряда в пространстве вытягивания /первичного формирования пучка/. Расчет траектории ведется до плоскости, в которой лежит вытягивающий электрод. Преломляющее действие линзы - электрода рассчитывается с учетом радиуса пучка в этой точке, геометрии электрода и распределения потенциалов в окрестности электрода.

Дальнейший расчет траектории в следующих промежутках /ускоряющем и замедляющем/ ведется независимо для линзовых эффектов и эффектов пространственного заряда. В качестве начального условия для расчета расплывания пучка под влиянием кулоновского расталкивания частиц в ускоряющем и замедляющем промежутках принимается пучок с начальным углом расходимости (θ_1) на выходе из вытягивающего электрода. Схему расчета линзовых эффектов представляет рис.2.

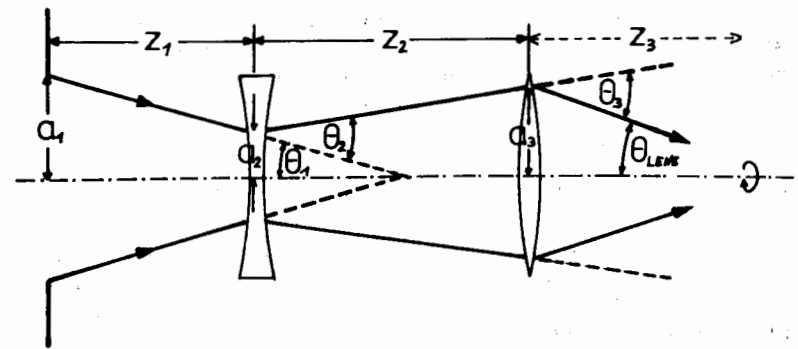


Рис.2. Схема расчета линзовых эффектов. a_i - радиусы пучка, z_i - расстояния между линзами, θ_i - углы преломления.

В плоскости последнего электрода угол расходимости пучка θ_{Σ} равен сумме угла, определяемого действием линз θ_{LENS} , и угла, определяемого действием пространственного заряда θ_{SCH} :

$$\theta_{\Sigma} = \theta_{LENS} + \theta_{SCH}$$

Окончательный результат является геометрической суммой углов θ_{Σ} и θ_{TH} , где последний определяется поперечным разбросом скоростей, рассчитанным с учетом влияния оптического увеличения системы:

$$\theta_{SUM} = (\theta_{\Sigma}^2 + \theta_{TH}^2)^{1/2}$$

2. ФОРМИРОВАНИЕ ПУЧКА В ВЫТЯГИВАЮЩЕМ ПРОМЕЖУТКЕ

Получение пучка заряженных частиц из плазменного эмиттера — это задача о формировании пучка разностью потенциалов приложенной к эмиссионному отверстию в системе, создающей плазму, и к внешнему электроду. Требуется так подобрать геометрию и величину потенциалов, чтобы сформировать максимально интенсивный пучок с малой угловой расходимостью, без aberrаций. Одновременно внешний электрод не должен перехватывать заметной части тока пучка.

Для разработки такой оптической системы с плазменным электродом очень плодотворной оказалась идея^{/8/} применения результатов исследований протекания тока, ограниченного пространственным зарядом между электродами различной конфигурации /плоский диод /1,2/, цилиндрический диод /3/ и сферический диод /4//. Приближение такого рода является далеко идущей идеализацией, в основном из-за того, что положение и форма плазменного электрода никогда не определены так точно, как в случае твердого эмиттера. Тем не менее, полученные экспериментальные результаты^{8-13/} убедительно показывают, что основная идея такого решения задачи, т.е. требование, чтобы ток пучка I и напряжение V были связаны соотношением

$$I/V^{3/2} = \text{const}(a/d)^2,$$

где a — радиус эмиттера и d — длина ускоряющего промежутка, выполняется в эксперименте с высокой точностью.

В дальнейшем будем рассматривать систему плоских электродов с отверстиями круглой формы. Будем при этом предполагать, что радиус эмиссионного отверстия заведомо больше дебаевской длины экранирования, т.е. всегда возможно вытекание плазмы наружу из источника /разрядной камеры/. Таким образом толщина первого электрода не влияет на положение границы плазмы, а диаметр эмиттера определен диаметром эмиссионного отверстия /рис.3/.

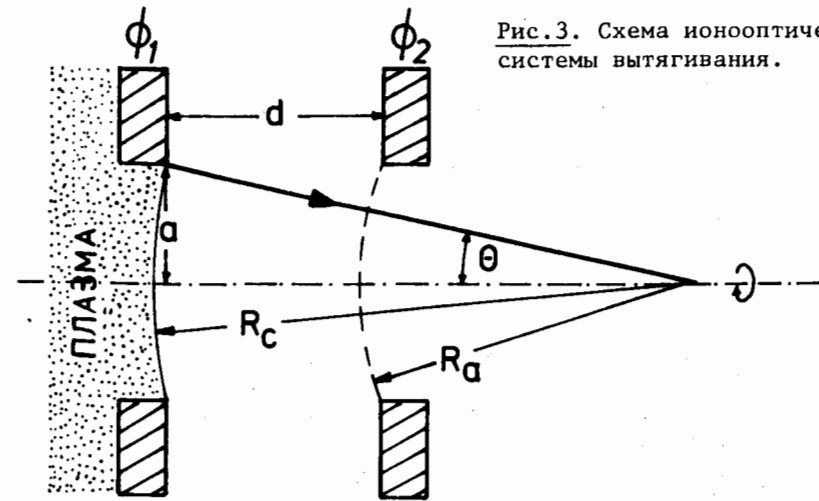


Рис.3. Схема ионооптической системы вытягивания.

Предполагая, что плазма в эмиссионном отверстии источника частиц под действием приложенной разности потенциалов примет форму сферы, перванс P системы ($P = IV^{-3/2}$) можно определить следующим образом:

$$P = D_c (-a)^{-2} \cdot a^2 / R_c^2$$

где

$$D_c = \frac{4}{9} \pi \epsilon_0 \left(\frac{2e}{M} \right)^{1/2} \left(\frac{Z}{A} \right)^{1/2}$$

I — полный ток, V — приложенная разность потенциалов, e, M — заряд и масса протона, Z, A — кратность заряда и атомный номер ускоряемого иона. ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума. Величина a определена^{/4/} равенством

$$a = \gamma - 0,3\gamma^2 + 0,075\gamma^3 - 0,0143182\gamma^4 + 0,0021609\gamma^5 - 0,00026791\gamma^6 + \dots$$

и

$$\gamma = \ln\left(\frac{R_a}{R_c}\right) \quad R_c \approx R_a + d.$$

Разлагая $\ln\left(\frac{R_a}{R_c}\right)$ в ряд при $\frac{R_a}{R_c} - 1$ и обозначая $b = \frac{d}{R_c}$, для $(-a)^{-2}$ получим

$$\frac{1}{(-a)^2} = \frac{1}{b^2} (1 - 1,6b + 0,503b^2 - 0,04836b^3 + 0,01784b^4 + \dots).$$

Введем обозначение /так называемый перванс Чайлда-Ленгмюра P_0 /

$$P_0 = D_c \cdot \frac{a^2}{d^2} = \frac{4}{9} \pi \epsilon_0 \left(\frac{2e}{M} \right)^{1/2} \left(\frac{Z}{A} \right)^{1/2} \left(\frac{a}{d} \right)^2$$

Тогда

$$P = P_0 \left[1 - 1,6 \frac{d}{R_c} (1 + 0,3 \frac{d}{R_c}) \right].$$

Начальный угол $\theta_1 \approx -a/R_c$ и окончательно для $P/P_0 < 2,3$

$$\theta_1 = 0,625 S \left(\frac{P}{P_0} - 1 \right) \left[1 - 0,195 \left(\frac{P}{P_0} - 1 \right) \right],$$

где "aspect ratio" $S = a/d$.

3. ФОКУСИРУЮЩЕЕ ДЕЙСТВИЕ ДИАФРАГМЫ

Рассмотрим электрод в виде плоской диафрагмы с круглым отверстием, к которому с обеих сторон примыкают области с полем различной напряженности: E_1, E_2 /рис.4/. Фокусное расстояние такой линзы определяется формулой

$$\frac{1}{f_d} = \frac{E_1 - E_2}{4\phi(0)},$$

выведенной /14,15/ в приближении слабой тонкой линзы /т.е. область аксиально-симметричного искажения потенциала считается значительно короче фокусного расстояния, и в пределах линзы расстояние частицы от оси не меняется/.

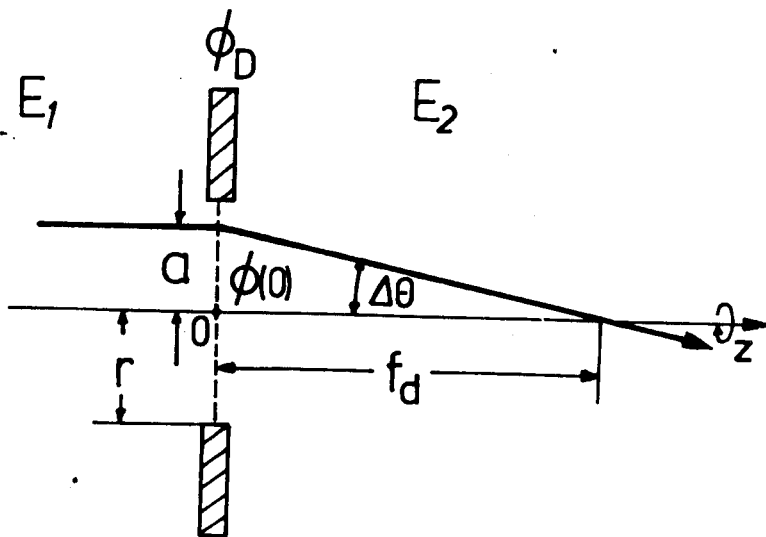


Рис.4. Фокусирующее действие диафрагмы. a - радиус пучка, $\Delta\theta$ - угол преломления, f_d - фокусное расстояние, $E_{1,2}$ - напряженность электрического поля.

В первом приближении потенциал $\phi(0)$ в центре отверстия принимают равным потенциалу ϕ_D , приложенному к диафрагме /см. напр. 6.12/.

Учитывая конечную величину радиуса отверстия r , распределение потенциала на оси линзы / z -координата отсчитывается от плоскости, в которой лежит диафрагма/ можно записать в виде /16/

$$\phi(z) = \phi_D + \frac{r}{\pi} (E_1 - E_2) \left(1 + \frac{z}{r} \arctg \frac{z}{r} \right) - \frac{1}{2} z (E_1 + E_2),$$

тогда $\phi(0) = \phi_D + \frac{r}{\pi} (E_1 - E_2)$.

Для вытягивающего промежутка используется распределение потенциала Ленгмюра ($\phi(z) \sim z^{4/3}$), т.е. градиент потенциала в первом промежутке $E_1 = 4/3 V_{ext}/z_1$.

В данной работе угол отклонения пучка радиусом a в поле линзы

$$\Delta\theta = -\frac{a}{f_d}$$

вычислим, воспользовавшись приведенным выше выражением для $\phi(0)$.

Для i -той диафрагмы угол

$$\Delta\theta_i = \left(-\frac{1}{4} \right) \left(\frac{a_i}{a_1} \right) S \left(\frac{r_i}{r_1} \frac{S}{\pi} + \frac{W_i}{E_{2i} - E_{1i}} \right)^{-1},$$

где W_i - энергия частицы в единицах энергии экстракции пучка, E_{2i}, E_{1i} - напряженности полей в единицах V_{ext}/z_1 .

Из геометрических соображений /рис.2/ определим коэффициенты увеличения a_i/a_1 . Так как $a_i = a_{i+1} + z_{i+1} \sum_{j=1}^i \Delta\theta_j$, получим

$$\frac{a_i}{a_1} = 1 + \frac{1}{S} \left[\Delta\theta_1 + (\Delta\theta_1 + \Delta\theta_2) \frac{z_2}{z_1} + \dots + \left(\sum_{j=1}^{i-1} \Delta\theta_j \right) \cdot \frac{z_{i-1}}{z_1} \right].$$

Принятое приближение пригодно при расстояниях между диафрагмами, значительно превосходящих радиусы апертурных отверстий. Для "aspect ratio" $S \geq 1$ - результат расчета, особенно когда и f /см. рис.1/ порядка 1-2 будет уже сомнительным из-за отсутствия учета влияния соседних электродов.

4. ВЛИЯНИЕ СИЛ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА НА ТРАЕКТОРИЮ УСКОРЯЕМОЙ ЧАСТИЦЫ

Уравнение движения частицы в ускоряющем поле с учетом сил пространственного заряда, к сожалению, нельзя проинтегрировать в общем виде. Численные решения были получены в ряде работ /17-20/. Найдем величину радиальной составляющей E_r электро-

статического поля. Уравнение Пуассона в цилиндрических координатах

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r E_r) + \frac{\partial E_z}{\partial z} = -\frac{\rho}{\epsilon_0}$$

где ρ - плотность заряда $\rho = \frac{I \rho}{(2ZeV/MA)^{1/2}}$, $I \rho$ - плотность тока. Предположим, что вдоль оси потенциал зависит только от z и

$$V(z) = \left(\frac{I \rho}{49 \epsilon_0 \frac{2Ze}{MA}} \right)^{2/3} z^n$$

После подстановки в уравнение Пуассона и однократного интегрирования получим

$$E_r = \frac{r}{2} \frac{-I \rho}{\epsilon_0 \frac{2Ze}{MA}} \left[1 - \frac{9}{4} n(n-1) z^{\frac{3n-4}{3}} \right]$$

Заметим, что для $n = 4/3$ $E_r = 0$ и для $n > 4/3$ $E_r > 0$, т.е. пучок фокусируется. Для $n = 0$ /дрейф частиц/ и $n = 1$ /ускорение в однородном поле/

$$E_r = \frac{-I \cdot r}{2 \pi \epsilon_0 v_z r_0^2}$$

/ I - полный ток, r_0 - радиус огибающей, v_z - продольная скорость/.

Для $v_z = \text{const}$ /дрейф/ уравнение огибающей

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = \frac{e I \cdot Z}{2 \pi \epsilon_0 v_z r MA}$$

можно привести к виду

$$r_m \int_1^R \frac{dR}{(\ln R)^{1/2}} = z \left(\frac{e I \cdot Z}{\pi \epsilon_0 v_z MA} \right)^{1/2} \cdot \frac{1}{v_z}$$

r_m - радиус пучка в начальной точке, где $r' = 0$. Подстановкой $w = (\ln R)^{1/2}$ интеграл можно преобразовать к виду

$$\int_1^R \frac{dR}{(\ln R)^{1/2}} = 2 \int_0^w \exp(w^2) dw = F$$

Для $r/r_m < 2$ с высокой точностью^{17'}

$$F \approx 2.09 \left(\frac{r}{r_m} - 1 \right)^{1/2}$$

откуда $r = r_m + \frac{z^2}{r_m} \frac{I}{V^{3/2}} \frac{1}{(2.09)^2 2 \pi \epsilon_0 \left(\frac{2Ze}{MA} \right)^{1/2}}$

$$\frac{dr}{dz} = \frac{z}{r_m} \frac{I}{V^{3/2}} \frac{1}{(2.09)^2 \pi \epsilon_0 \left(\frac{2Ze}{MA} \right)^{1/2}}$$

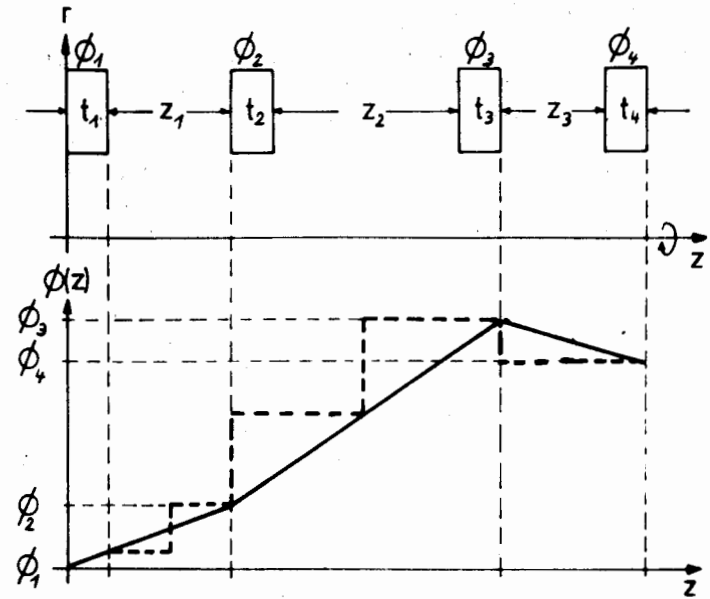


Рис.5. Распределение потенциалов $\phi(z)$ в двухкаскадном ускорителе. Пунктирная кривая соответствует распределению потенциалов, использованному для расчета по методу Вибранса^{17'}.

Для случая ускоряемого пучка, следуя предложению^{18'} участка с линейно возрастающим потенциалом заменим суммой дрейфовых участков, соединенных соответствующими скачками потенциала /рис.5/. Для каждого из этих участков рассчитываются радиус и угол расходимости, с учетом преломления луча на скачке потенциала.

При небольшой расходимости пучка, принимая во внимание начальные условия и описанное выше предложение, для ускоряемого пучка можно составить теперь систему разностных уравнений

$$r_i = r_{i-1} + \left(\frac{dr}{dz} \right)_{i-1} \Delta z \left(\frac{\phi_{i-1}}{\phi_i} \right)^{1/2} + \frac{\Delta z^2}{r_{i-1}} \frac{I}{\phi_i^{3/2}} \frac{1}{(2.09)^2 2 \pi \epsilon_0 \left(\frac{2eZ}{MA} \right)^{1/2}}$$

$$\left(\frac{dr}{dz} \right)_i = \left(\frac{dr}{dz} \right)_{i-1} \left(\frac{\phi_{i-1}}{\phi_i} \right)^{1/2} + \frac{\Delta z}{r_{i-1}} \frac{I}{\phi_i^{3/2}} \frac{1}{(2.09)^2 \pi \epsilon_0 \left(\frac{2eZ}{MA} \right)^{1/2}}$$

5. МИНИМАЛЬНЫЙ УГОЛ РАСХОДИМОСТИ ПУЧКА

Как следует из приведенных выше рассуждений, для данной системы электродов существует такой набор параметров, описывающих геометрию системы (S, z_i, r_i), распределение потенциалов ($V_{ext}, \Gamma, E, V_{dec}$) и пучок (P), для которого сумма эффектов кулоновского расталкивания и фокусировки линзами в выходной плоскости последнего электрода равна нулю, т.е. $\theta_{LENS} + \theta_{SCH} = 0$ /это верно, конечно, при пренебрежении абберационными эффектами/.

Эффектом, ответственным за отличный от нуля угол расходимости пучка в точке, где $\theta_{LENS} = -\theta_{SCH}$, является разброс поперечных скоростей частиц, характеризуемый соответствующей температурой частиц источника / T_e или T_i /.

Для пучка радиусом a , с однородным распределением температуры в поперечном сечении среднеквадратичный эмиттанс ϵ_{TH}^{21}

$$\epsilon_{TH}^{21} = 2a \left(\frac{kT}{m_0 \beta^2 c^2} \right)^{1/2}$$

Когда частицы меняют внутри системы свою продольную энергию, инвариантной является величина $\epsilon = \epsilon_{TH} \beta \gamma$. В нерелятивистском случае тогда

$$a_1^2 T_1 = a_i^2 T_i,$$

где величины с индексом "1" определены на поверхности эмиттера.

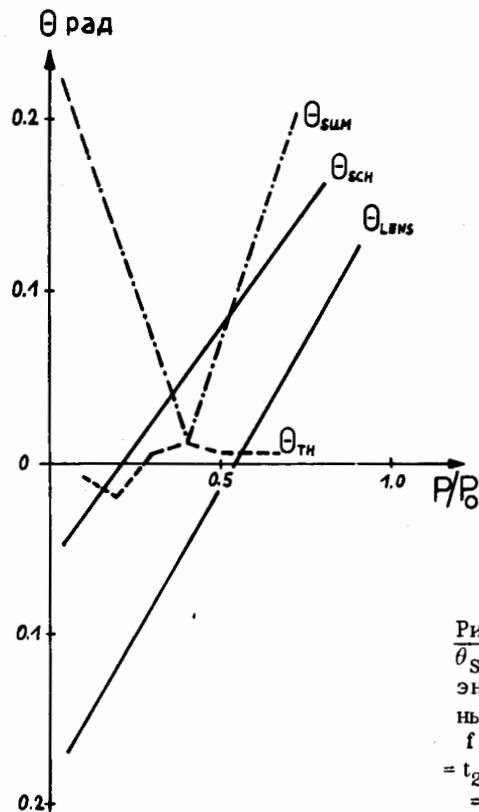


Рис.6. Пример расчета величины θ_{SUM} при постоянной конечной энергии пучка 120 кэВ; остальные параметры: $\Gamma = 0, V_{dec} = -5$ кВ, $f = 2, S = 0,4, z_3 = 0,43 z_1, t_1 = t_2 = t_3 = t_4 = 0,34 z_1, a_1 = r_1 = r_2 = r_3 = r_4; T_i = 2$ эВ.

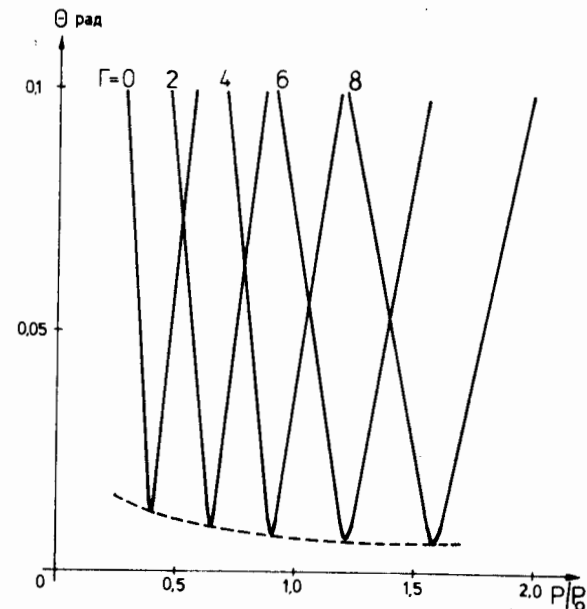


Рис.7. Зависимость угла расходимости пучка θ от приведенного первеанса вытягивания P/P_0 . Параметр кривых - $\Gamma = V_{acc}/V_{ext}$. Остальные параметры фиксированы: $S = 0,4, f = 2$, конечная энергия 120 кэВ, $V_{dec} = -5$ кВ.

$$a_1 = r_1 = r_2 = r_3 = r_4, t_1 = t_2 = t_3 = t_4 = 0,34 z_1, z_3 = 0,43 z_1, T_i = 2 \text{ эВ.}$$

Угол расходимости пучка, обусловленный термическими эффектами, определен равенством

$$\theta_{TH} = \frac{a_1}{a_i} \left[\frac{kT}{eV_{ext}(1+\Gamma) + eV_{dec}} \right]^{1/2}$$

Коэффициент увеличения a_i/a_1 , входящий в эту формулу, вычислен методом, описанным в разделе 3.

Пример набора результатов, определяющих величины $\theta_{LENS}, \theta_{SCH}$ и θ_{TH} для одного варианта двухкаскадной ионооптической системы, представлен на рис.6. Рис.7 представляет зависимость угла расходимости пучка ($\theta = \theta_{SUM}$) от P/P_0 , в качестве параметра взято Γ .

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Оперативные методы приближенного расчета ионооптических параметров систем экстракции и формирования пучков, основанные

на приемах электронной оптики, предлагались в нескольких работах ^{6,12,22'}. Однако возможности их применения были ограничены или не очень интенсивными пучками ^{12,22'}, или полученные результаты имели сомнительную ценность ^{6'}. Наблюдалось заметное расхождение результатов расчета с экспериментальными данными. Одной из причин этого является отсутствие учета явлений, связанных с пространственным зарядом ^{12,22'}, или очень грубая форма учета этого явления ^{6'}. С другой стороны, расчет линзовых эффектов во всех упомянутых работах был проведен при слишком больших упрощениях. Не учитывалась зависимость распределения потенциала от радиуса отверстия, а в работах ^{6,12'} радиус пучка принимали равным некоторой αr_{01} выбранной величине. За исключением работы ^{22'}, изменения поперечной температуры вдоль траектории пучка не учитывались.

Результаты расчетов ионооптических параметров двухкаскадной системы, полученные по предложенному нами методу, представлены во второй части работы ^{23'}.

На примере расчета /рис.7/ можно уже заметить, что качественно метод правильно охватывает много явлений. Даже при постоянной конечной энергии пучка наблюдается зависимость θ_{SUM}^{MIN} от Γ ; по мере роста Γ растет для данного угла расходимости θ_0 ширина диапазона ΔP , внутри которого $\theta_{SUM} < \theta_0$; для растущих Γ растет величина P , соответствующая θ_{SUM}^{MIN} и т.д.

В рамках данной модели, в работе ^{23'} продемонстрированы возможности дальнейших улучшений, которые позволяют значительно уменьшить количественные расхождения с экспериментом. Привлечение точного уравнения движения в ускоряющем поле и описание пучка в квазигидродинамическом приближении, с учетом полного аналитического выражения, описывающего распределение потенциала по r и z при совокупном действии системы электродов, даст возможность получения более точной оценки параметров пучка, в том числе эволюции эмиттанса и величины коэффициента потерь пучка на электродах. Ценность данного метода состоит в том, что при минимальных затратах счетного времени на ЭВМ можно найти относительно точные оценки величин и допустимых пределов изменения параметров многоэлектродных ионооптических систем.

ЛИТЕРАТУРА

1. Langmuir I. Phys.Rev., 1913, 2, p.450.
2. Child C.D. Phys.Rev., 1911, 32, p.492.
3. Langmuir I., Blodgett K.B. Phys.Rev., 1923, 22, p.347.
4. Langmuir I., Blodgett K.B. Phys.Rev., 1924, 24, p.49.
5. Pierce J.R. Theory and Design of Electron Beams. Van Nostrand, ed. London, 1949.

6. Kim J., Whealton J.H., Schilling G. J.Appl.Phys., 1978, 49 (2), p.517.
7. Kim J., Gardner W.L., Menon M.M. Rev.Sci.Instr., 1979, 50 (2), p.201.
8. Harrison E.R. J.Appl.Phys., 1958, 29, p.909.
9. Chavet I., Bernas R. Nucl.Instr. and Meth., 1967, 47, p.77.
10. Raiko V.I. Kernenergie, 1967, 10 (3), p.85.
11. Thompson E. Particle Accel., 1972, 4, p.69.
12. Coupland J.R. et al. Rev.Sci.Instr., 1973, 44 (9), p.1258.
13. Doucas G. et al. IEEE Trans. on Nucl.Sci., 1976, NS-23 (2), p.1155.
14. Davisson G.J., Calbick C.J. Phys.Rev., 1931, 38, p.585.
15. Stenning P.J., Trowbridge C.W. The Pathfinder Program and its Application to Ion Optics. University of Reading, Reading, Berks., 1968.
16. Zworykin V.K. et al. Electron Optics and the Electron Microscope, John Wiley and Sons ed., New York, 1945.
17. Moss H. Wireless Eng., 1945, 22, p.316.
18. Vibrans G.E. Tech. Rep. No.308, Lincoln Lab. loco cit. Focusing of Charged Particles, vol.11, ed. A.Septier, Academic Press, New York, 1967.
19. Кузнецов В.С. Радиотехника и электроника, 1962, №8, с.1386.
20. Bosi G. J.Appl.Phys., 1973, 44 (5), p.2188.
21. Lawson J.D. The Physics of Charged Particle Beams, Clarendon Press, Oxford, 1977.
22. Green T.S. J.Phys.D: Appl.Phys., 1976, 9 (7), p.1165.
23. Дитрих Ю., Козловски З.А. ОИЯИ, 9-81-209, Дубна, 1981.

Рукопись поступила в издательский отдел
27 марта 1981 года.