

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

28/9-81
9-81-464

4828/2-81

Ю. Дитрих, Э.А. Козловски

ПОЛУЧЕНИЕ И ФОРМИРОВАНИЕ ПУЧКОВ
ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ
В МНОГОЭЛЕКТРОДНЫХ СИСТЕМАХ

Часть III. Результаты расчета
для двухкаскадной ионно-оптической системы
(ленточный пучок)

1981

1. ВВЕДЕНИЕ

В представляемой статье разработанный в^{1/} метод оценки ионно-оптических параметров интенсивных пучков заряженных частиц, получаемых при помощи многоэлектродных систем с плазменным эмиттером, обобщен на случай ленточных пучков.

В последнее время интерес к такого рода системам постоянно возрастает в связи с потребностями контролируемого термоядерного синтеза, развитием ионных источников для масс-сепараторов и ускорителей^{2,3/}.

Суть метода состоит в поочередном расчете эффектов: фокусировки системой линз /электродов/, влияния пространственного заряда и термического разброса скоростей частиц. Суммарный угол расходимости пучка в области его минимальных значений определяется как

$$\theta_{\text{SUM}} = [(\theta_{\text{LENS}} + \theta_{\text{SCH}})^2 + \theta_{\text{TH}}^2]^{1/2},$$

где θ_{LENS} , θ_{SCH} , θ_{TH} - углы расходимости огибающей пучка вследствие действия линз, пространственного заряда и термических эффектов соответственно.

Исходной величиной в наших расчетах является начальный угол наклона огибающей пучка частиц, получаемый из оценки ионно-оптических свойств плазменного эмиттера.

В случае ленточного пучка /цилиндрическая геометрия/, согласно^{4/}, линейная плотность тока J_ℓ и напряжение V на промежутке величиной d связаны соотношением

$$J_\ell = \text{const} \frac{V^{3/2}}{\beta^2 \cdot r_a}, \quad d = |r_c - r_a|,$$

$$\beta = \gamma - \frac{2}{5}\gamma^2 + \frac{11}{120}\gamma^3 - \frac{47}{3300}\gamma^4 + \dots$$

$$\text{и} \quad \gamma = \ln \frac{r_a}{r_c}$$

r_a, r_c - радиусы анодного электрода и эмиттера/.

Для $r_c \sim r_a$, действуя, как и в^{1/}, можно получить

$$\theta = 1.25S \left(\frac{P}{P_0} - 1 \right),$$

где $P = J/V^{3/2}$ / J - полный ток для пучка высотой ℓ , $J = \ell \cdot J_\ell$ /,

"aspect ratio" $S = \frac{\ell}{d}$ - ширина пучка в эмиссионной щели/, P_0 -

первеанс Чайлда-Ленгмюра, для ленточного пучка определен как

$$P_{\square} = \frac{8}{9} \epsilon_0 \left(\frac{2eZ}{M \cdot A} \right)^{1/2} \frac{\ell a}{d^2}$$

и для пучка высотой $\ell = 2a$ /элементарный ленточный пучок, рис.1/

$$P_{\square\square} = \frac{4}{9} \cdot 4\epsilon_0 \left(\frac{2eZ}{M \cdot A} \right)^{1/2} \frac{a^2}{d^2} .$$

Заметим, что численный коэффициент в формуле для θ в два раза больше, чем в случае пучка круглого сечения /0,625/. Член второго порядка относительно P/P_{\square} , выступающий в формуле для круглого пучка, здесь вследствие его малости можно опустить.

Расчет линзовых эффектов основан на применении приближенной формулы Девиссона-Кальбика^{/5/}, которая в нерелятивистском случае для цилиндрической геометрии имеет вид

$$\frac{1}{f} = \frac{E_1 - E_2}{2\phi}$$

/ E_1, E_2 - градиенты полей, примыкающих к диафрагме - линзе, ϕ - потенциал, соответствующий энергии частицы в центре отверстия, и f - фокусное расстояние/.

Здесь, как и в формуле, определяющей θ , численный коэффициент в два раза больше, чем в случае пучка круглого сечения, т.е. оптическая сила цилиндрических линз в два раза больше аксиально-симметрических.

Существенного приближения результатов расчета к экспериментальным данным в нашем методе^{/8/} мы достигли также вследствие учета влияния величины радиуса отверстия диафрагмы на распределение поля по оси системы, т.е. величина $\phi(0)$ /потенциал в центре отверстия/ определяется с учетом характерного размера /радиуса/ диафрагмы.

Для диафрагмы с отверстием в виде бесконечной щели шириной $2a$, к которой приложен потенциал ϕ_D , распределение поля вдоль оси линзы / z -координата отсчитывается от плоскости, в которой

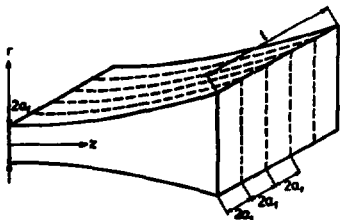


Рис.1. К определению "элементарного" ленточного пучка.

лежит диафрагма/ можно записать в виде ^{/7/}:

$$\phi(z) = \phi_D + \frac{1}{2} [(E_1 - E_2) \sqrt{r^2 + z^2} - (E_1 + E_2) z],$$

откуда

$$\phi(0) = \phi_D + \frac{r}{2} (E_1 - E_2).$$

Тогда угол отклонения пучка шириной $2a_1$, в поле i -той диафрагмы

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

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

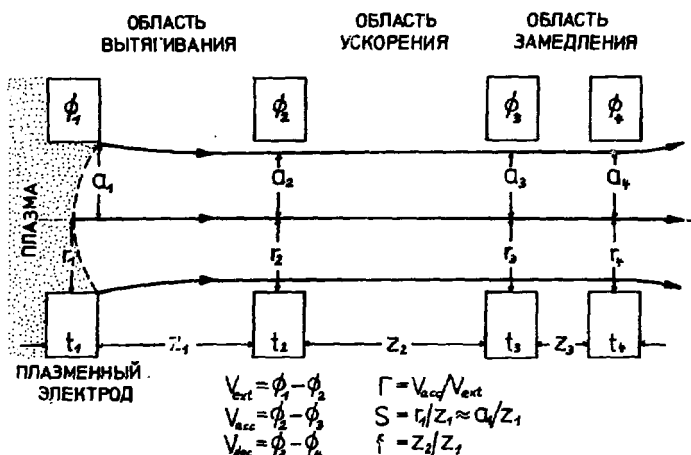


Рис.2. Схема двухкаскадной ускорительной трубки V_{ext} , V_{acc} , V_{dec} - вытягивающее, ускоряющее и замедляющее напряжения, соответственно.

Коэффициент поперечного увеличения $\frac{a_i}{a_1}$, появляющийся в наших расчетах, здесь и при определении влияния термических эффектов будем определять методом, описанным в ^{/1/}, т.е.

$$a_i = a_{i-1} + z_{i-1} \sum_1^{i-1} \Delta\theta_i$$

$/z_i$ - длина участка между очередными линзами/.

В случае ленточного пучка задача нахождения угла расходимости в пространстве дрейфа вследствие действия пространственного заряда, которая лежит в основе применяемого нами метода Вибранса для расчета поведения пучка на участке с переменным /ускоряющим и замедляющим/ потенциалом, решается точно:

$$a = a_1 \left[1 + k^2 \left(\frac{z}{a_1} \right)^2 \right],$$

где

$$k^2 = \frac{Pa_1}{8\epsilon_0 (2eZ/MA)^{1/2} \ell}, \quad \theta = \frac{da}{dz}.$$

Соответствующие уравнения для оценки радиуса и угла расходимости пучка по методу Вибранса принимают вид:

$$r_i = r_{i-1} + \left(\frac{dr}{dz} \right)_{i-1} \Delta z \left(\frac{\phi_{i-1}}{\phi_i} \right)^{1/2} + \Delta z^2 \frac{J}{\phi_i^{3/2}} \frac{1}{8\epsilon_0 (2eZ/MA)^{1/2} \ell},$$

$$\left(\frac{dr}{dz} \right)_i = \left(\frac{dr}{dz} \right)_{i-1} \left(\frac{\phi_{i-1}}{\phi_i} \right)^{1/2} + \Delta z \frac{J}{\phi_i^{3/2}} \frac{1}{4\epsilon_0 (2eZ/MA)^{1/2} \ell}.$$

Задачу нахождения угла расходимости ленточных пучков в пространстве с линейно изменяющимся потенциалом для небольших углов, можно решить прямым путем. Однако для сохранения возможности полного сравнения с предыдущими результатами, полученными для пучков круглого сечения и для оценки возможностей метода и в этом случае мы решили воспользоваться приближением Вибранса.

Здесь уместно подчеркнуть основную разницу между пучками круглого и ленточного сечений, которая вследствие принятого описания пучков посредством относительного первеанса P/P_{\square} пока не проявлялась.

Для ленточного пучка в уравнение движения в пространстве дрейфа входит линейная плотность тока, а в самом уравнении нет особенности в нуле:

$$\frac{d^2 r}{dz^2} = \frac{J}{v^{3/2} \ell} \frac{1}{4\epsilon_0 (2eZ/MA)^{1/2}}$$

/в правой стороне этого уравнения для пучка круглого сечения стоит $\left(\frac{J}{v^{3/2} \ell} \right) /$, т.е. без учета эффектов термического разброса

скоростей частиц формально возможна фокусировка пучка в бесконечно тонкую полосу, что принципиально невозможно в случае пучков круглого сечения. Надо подчеркнуть, что при сравнении оптических свойств пучков круглого и ленточного сечений следует пользоваться или величинами относительных первеансов пучков /что является одной из причин, из-за которых мы приняли этот параметр как один из основных в нашей модели /1/ /, или в сл. случае, когда геометрия системы формирования заранее не известна

/что необходимо для определения первеанса Чайлда-Ленгмюра/, надо сравнивать полный первеанс пучка круглого сечения P с первеансом "элементарного" ленточного пучка: $P_{\text{до}}^{\circ}$, определенного для высоты пучка l , равной его ширине $2a$ /рис.1/.

Заметим, что ленточный пучок с первеансом $P_{\text{до}}^{\circ}$ в пространстве дрейфа расходится несколько быстрее пучка круглого сечения с полным первеансом $P = P_{\text{до}}^{\circ}$. При соблюдении этого равенства угол расходимости ленточного пучка растет с увеличением расстояния в $\frac{\pi(2.09)^2}{8}$ раз быстрее, чем для пучка круглого сечения,

и, соответственно, длина пути, на которой, например, радиус пучка удваивается по отношению к начальному, составляет для ленточного пучка около 0,76 этой длины, рассчитанной для пучка круглого сечения.

Однако, поскольку полный первеанс ленточного пучка ограничен только его высотой, при равных полных значениях первеанса ленточного и круглого пучков, если только высота ленточного пучка l значительно больше его ширины $2a$ /точнее, начиная с $l = 1.09 \pi a$ /, ленточный пучок будет расширяться медленнее пучка круглого сечения.

Рассматриваемая нами модель ленточного пучка предполагает, что его высота значительно больше ширины. В связи с этим при расчете расхождения пучка вследствие термических эффектов учитывается лишь коэффициент поперечного увеличения ионно-оптической системы. Поскольку законы геометрической оптики, по которым мы определяем этот коэффициент, допускают пересечение оси лучом частиц, в величине θ_{TH} , обратно пропорциональной увеличению для параметров, соответствующих пересечению оси, наблюдается разрыв /скачкообразный переход от уменьшения к увеличению и поворот изображения на π /. Для методики нахождения $\theta_{\text{SUM}}^{\text{MIN}}$, что является нашей основной задачей, это явление не имеет существенного значения.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Учитывая приведенные во введении замечания, методом, описанным в нашей предыдущей работе ^{1/}, теоретически исследуется двухкаскадная ионно-оптическая система, состоящая из 4 электродов /рис.2/ с отверстиями в виде щелей.

В качестве параметров, характеризующих пучок и ускоритель, мы приняли: относительный первеанс P/P_{\square} ($P = J/V_{\text{ext}}^{3/2}$) вытягивающего промежутка, отношение напряжений ускорения и вытягивания $\Gamma = V_{\text{acc}}/V_{\text{ext}}$, отношение длин вытягивающего и ускоряющего промежутков $I = z_2/z_1$ и отношение полуширины эмиссионного отверстия к длине вытягивающего промежутка $S = r_1/z_1$ ("aspect ratio"). Влия-

ние других параметров, таких, как замедляющее напряжение V_{dec} , конечная энергия E , ионная температура T_1 плазмы источника, толщина электродов t_1 , длина замедляющего промежутка z_3 , не исследовалось. Предполагаем, что параметры плазмы источника обеспечивают работу в режиме ограничения пространственным зарядом в области вытягивания. Полученные результаты расчетов ионно-оптических параметров системы сравниваются с результатами расчетов для пучков круглого сечения^{/6/}, а также с экспериментальными данными, опубликованными в работе^{/8/}.

2.1. Влияние первеанса вытягивания

На рис.3 представлена зависимость угла расходимости пучка θ от относительного первеанса P/P_0 вытягивающего промежутка, рассчитанная для нескольких значений параметра Γ , для "aspect ratio" $S=0,4$ /рис.3а/ и $S=1,5$ /рис.3б/. Остальные параметры имеют фиксированные значения. В качестве характерных величин для расчета были приняты $E=120$ кэВ, $V_{dec} = -5$ кВ, $T_1 = 2$ эВ, $f = 2$, $z_3 = 0,43z_1$, $t_1 = t_2 = t_3 = t_4 = 0,34z_1$, $r_1 = r_2 = r_3 = r_4 = a_1$, т.е. величины, соответствующие параметрам, принятым в работе^{/8/} при расчете свойств аналогичной системы с пучком круглого сечения.

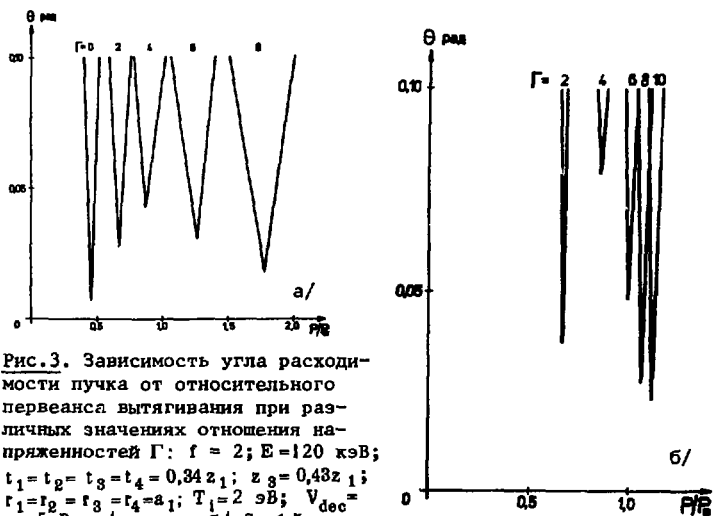


Рис.3. Зависимость угла расходимости пучка от относительного первеанса вытягивания при различных значениях отношения напряженностей Γ : $f = 2$; $E = 120$ кэВ; $t_1 = t_2 = t_3 = t_4 = 0,34z_1$; $z_3 = 0,43z_1$; $r_1 = r_2 = r_3 = r_4 = a_1$; $T_1 = 2$ эВ; $V_{dec} = -5$ кВ. а/ $S = 0,4$; б/ $S = 1,5$.

Как и в случае пучков круглого сечения, при данном Γ существует оптимальный первеанс, при котором расходимость пучка минимальна. В случае ленточных пучков минимальная величина угла расходимости существенно выше, а диапазон $\Delta(P/P_{\square})$, внутри которого расходимость пучка меньше заданной величины, — уже, чем для круглого пучка, т.е. ход зависимости $\theta = f(P/P_{\square})$ более резкий для всех значений Γ .

2.2. Влияние отношения напряжений $\Gamma = V_{acc}/V_{ext}$

Из рис. 3а и 3б видно, что величины минимального угла расходимости θ_{MIN} , оптимального первеанса $(P/P_{\square})_{OPT}$, соответствующего θ_{MIN} , ширина диапазона $\Delta(P/P_{\square})$, для которого $\theta < \theta_0$, являются чувствительными функциями параметра Γ .

Ход зависимости θ_{MIN} от Γ представлен на рис. 4а /для $f=2$ / и 4б /для $f=1$ и $f=3$ /. Несмотря на постоянство конечной энер-

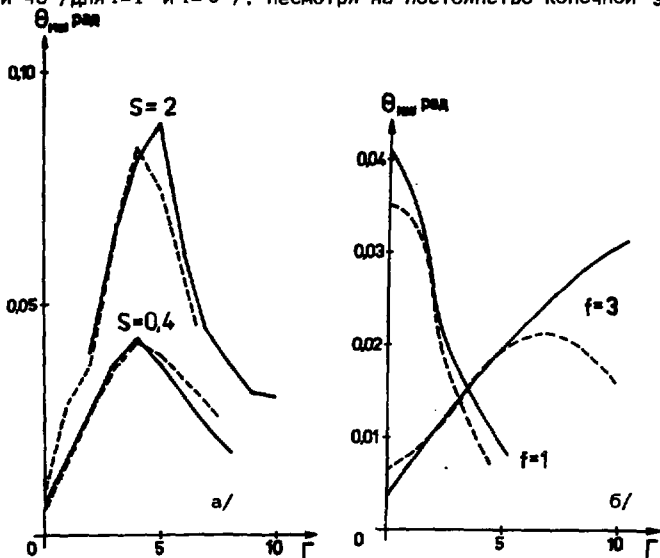


Рис. 4. Зависимость минимального угла расходимости пучка от отношения напряжений Γ . Прерывистой линией показаны результаты для ширины щелей, равной нулю: а/ $f = 2$; $S = 0,4$ и $S = 2,0$; б/ $f = 1$ и $f = 3$; $S = 0,4$. Остальные параметры такие же, как и на рис. 3.

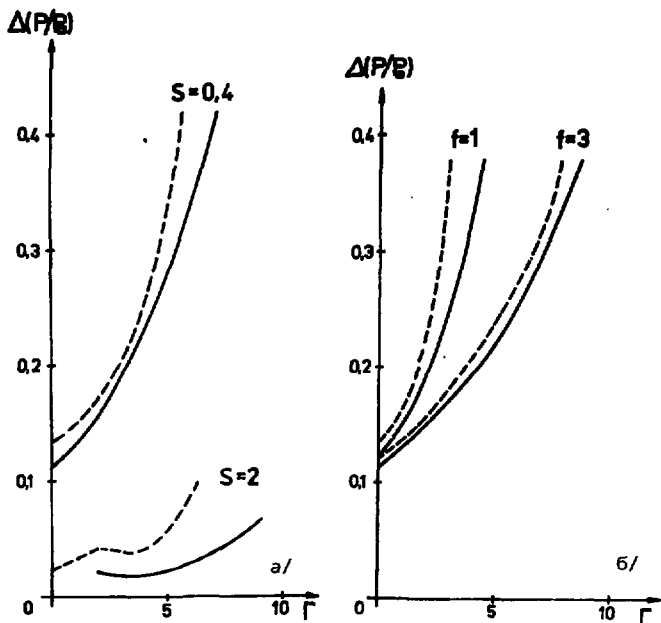


Рис.5. Соотношение между шириной функции $\theta = f(P/P_0)$ при $\theta_0 = 0,1$ рад и отношением напряжений Γ . Прерывистой линией показаны результаты для ширины щелей, равной нулю: а/ $f = 2$; $S = 0,4$ и $S = 2,0$; б/ $f = 1$ и $f = 3$; $S = 0,4$. Остальные параметры такие же, как на рис.3.

гии E величина θ_{MIN} меняется в функции Γ , для параметра $f > 1$ проходит через максимум и дальше по мере роста Γ падает. Кривые, проведенные на рисунках прерывистой линией, получены при ширине щели, равной нулю, т.е. без учета влияния фактической ширины щели на распределение поля вдоль оси системы. Особенно резко проявляется зависимость θ_{MIN} от Γ при больших значениях "aspect ratio" S /рис.3б и 4а/.

Во многих работах, пользующихся линейной оптической моделью [6,8,9], подчеркивалось, что в двухкаскадной ионно-оптической системе существенным является действие линзы, образованной вытягивающим электродом и областями полей вытягивания

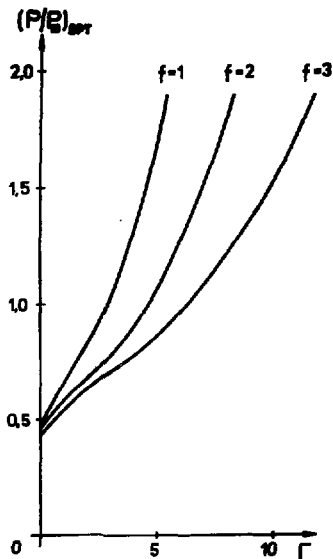


Рис. 6. Соотношение между оптимальным первеансом $(P/P_0)_{OPT}$ соответствующим углу θ_{MIN} , и отношением напряжения Γ . $S=0,4$; параметр кривых f . Остальные параметры такие же, как на рис. 3.

и ускорения. Оптическая сила этой линзы есть функция параметра Γ . Поскольку фокусные расстояния щелевых диафрагм в два раза короче круглых, диапазон изменения параметров, определяющих область оптимума (θ_{MIN}) для ленточных пучков, примерно в 2 раза уже, чем для круглых. Это можно заметить из рис. 5, представляющего зависимость $\Delta(P/P_0)$ от Γ для $f=2$ /рис. 5а, выполненный для двух значений $S=0,4$ и $S=2,0$ / для $f=1$ и $f=3$ /рис. 5б, значения $\Delta(P/P_0)$ для $S=0,4$ /.

Величина $\Delta(P/P_0)$ означает ширину зависимости ($\theta = f(P/P_0)$), определенную на высоте $\theta_0 = 0,1$ рад. И здесь прерывистой линией обозначены результаты, полученные для бесконечно узких щелей. Зависимость положения оптимальных условий работы системы $(P/P_0)_{OPT}$, соответствующих минимальному углу расходимости θ_{MIN} , от Γ , для набора параметров f ($f=1,2,3$) представлена на рис. 6.

Характеристики двухкаскадной ионно-оптической системы определены действием линзы, образованной вытягивающим электродом, что представлено на рис. 7.

Здесь собраны результаты, полученные для пучков круглого и ленточного сечений. Зависимость $(P/P_0)_{OPT}$ и $(P/P_0)_{OPT}$ от параметра f_1/Γ является общей для обоих видов пучков, независимо от величины параметров f и со слабой зависимостью от параметра S , проявляющейся в области $f_1/\Gamma < 0,2-0,3$ /кривая построена для $S=0,4$ /. Поскольку при расчете влияния фокусных расстояний мы считали электроды ионно-оптической системы бесконечно тонкими, зависимость $(P/P_0)_{OPT}$ и $(P/P_0)_{OPT}$ представлена здесь в функции параметра f_1/Γ , а не f/Γ , где в параметре f_1 учтена толщина электродов. В нашей модели /см. рис. 2/

$$f_1 = f \frac{1 + (t_2 + t_3)/2z_2}{1 + t_2/2z_1}$$

На рис.7 представлены данные, полученные для $f=1,2,3$, данные для $f=5$ и $f=10$ также хорошо ложатся на эту универсальную кривую.

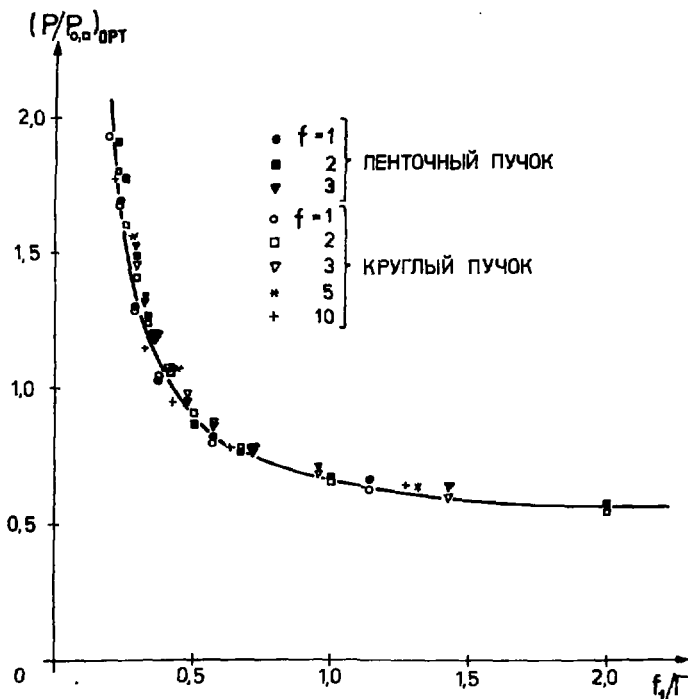


Рис.7. Зависимость оптимального первеанса $(P/P_0)_{OPT}$ для пучка круглого сечения и $(P/P_0)_{OPT}$ ленточного пучка от величины параметра f_1/Γ . □ Остальные параметры для обоих видов пучков те же, что и на рис.3а.

2.3. Влияние геометрии вытягивающего промежутка

Зависимость положения оптимума $(P/P_{\square})_{\text{ОПТ}}$ от величины Γ , рассчитанная для широкого набора значений параметра S ("aspect ratio") $0,2 \leq S \leq 2$, представлена на рис.8. Как и в работе Кима /самосогласованное решение /8/, и в нашей модели /1,6/ и для ленточного пучка мы получили зависимость $(P/P_{\square})_{\text{ОПТ}} = f(S)$, не подтвержденную экспериментом. В общем можно утверждать, что с ростом S зависимость $\theta_{\text{MIN}}(\Gamma)$ становится более резкой /рис.3/, θ_{MIN} растет /рис.4а/, сужается диапазон $\Delta(P/P_{\square})$ /рис.5а/.

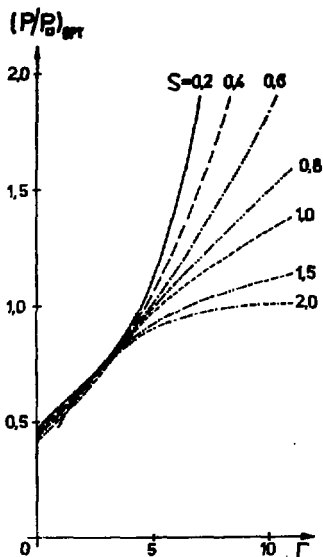


Рис.8. Зависимость оптимального первеанса $(P/P_{\square})_{\text{ОПТ}}$ от отношения напряжений Γ , при различных значениях параметра S . Остальные параметры - как на рис.3.

Возможность подбора соответствующего Γ для получения минимального возможного угла расходимости для разных значений первеанса при больших S тоже ограничена, в связи с "уплотнением" набора кривых $\theta = f(P/P_{\square})$ для различных S , наблюдаемым при переходе от малых /0,4/ к большим /1,5/ значениям /см. рис.3/.

2.4. Сравнение с экспериментом

Экспериментальные данные для многокаскадных систем с ленточным пучком пока немногочисленны /2,3/. Здесь представлено сравнение с экспериментом группы JAERI /3/, поскольку набор данных об условиях проведения измерений позволяет провести соответствующие вычисления по нашей модели. К сожалению, мы располагаем лишь тремя наборами экспериментальных точек, образующих зависимость $\theta = f(P)$, притом они получены для трех различных конечных энергий /30, 50, 60 кэВ/.

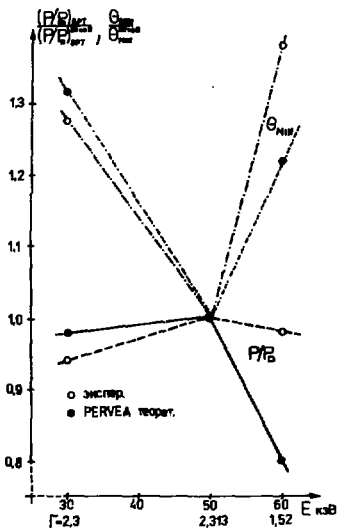


Рис.9. Сравнение результатов расчета с экспериментальными данными (θ_{MIN} , (P/P_{ORT})), полученными в /8/.

В связи с этим трудно говорить о полном соответствии в качественном и количественном смысле наших расчетов и эксперимента. К тому же надо подчеркнуть, что, как следует из результатов, представленных в работах Ок-Риджской группы /8,10/, расчеты, проведенные в параксиальном приближении, могут значительно отличаться /с коэффициентом порядка двух/ от результатов эксперимента из-за пренебрежения абберационными эффектами, приводящими к пересечению траектории /неламинарные потоки/.

Эксперимент /8/ был выполнен с системой вытягивания, содержащей по 8 параллельных щелей в каждом электроде. Результат измерений ($\theta = f(P)$), включающий в себя также взаимодействие нескольких пучков, приписывается одной щели, через которую течет ток, равный полному току пучка, разделенному на количество щелей.

На рис.9 представлено сравнение относительных величин. В качестве точек соотношения мы приняли результаты, полученные для конечной энергии пучка, равной 50 кэВ. Согласие расчета с экспериментом, с учетом упомянутых условий, можно считать удовлетворительным /расхождения < 20%/. Основные закономерности, следующие из нашей модели, проявляются и в измерениях, т.е. одинаковым Γ /точки 30 и 50 кэВ/ соответствует одинаковое значение P/P_{\square} , соотношение $\theta_{\text{MIN}}^{30 \text{ кэВ}} / \theta_{\text{MIN}}^{50 \text{ кэВ}}$ обратно пропорционально корню из соотношения энергии. Меньшему Γ /1,52/ соответствует меньшее значение $(P/P_{\square})_{\text{ORT}}$. Несмотря на более высокую энергию /60 кэВ/, $\theta_{\text{MIN}}^{50 \text{ кэВ}}$ в этом случае больше $\theta_{\text{MIN}}^{30 \text{ кэВ}}$ /для $E = 30$ и 50 кэВ, $\Gamma = 2,3$ /.

3. ВЫВОДЫ

Проведенные расчеты и сравнения экспериментальных и теоретических результатов для ленточных пучков и для пучков круглого

сечения^{16/} показали, что предложенная нами модель^{11/} дает хорошее качественное и удовлетворительное количественное согласие с экспериментальными данными.

Доказано, что в двухкаскадных системах возможно получение пучков с малым углом расходимости ($\theta < 2^\circ$) в широком диапазоне параметров пучка. Достоинством двухкаскадной ионно-оптической системы является возможность подбора оптимальных условий без изменения геометрии системы формирования пучка путем изменения соотношения Γ напряжений вытягивания и послеускорения. Чувствительность качества пучка, оцениваемая посредством измерения величины угла расходимости, к изменению параметров, а особенно тока пучка, для высоких Γ уменьшается, что является весьма важным фактором при выборе системы формирования интенсивных пучков.

Главными факторами, определяющими достижимые параметры ионно-оптической двухкаскадной системы, являются перванс пучка (P/P_0), величина "aspect ratio" S и оптическое влияние основной /для двухкаскадной системы - регулируемой силы/ линзы, созданной вытягивающим электродом и полями в областях вытягивания и ускорения/, характеризуемой величиной i/Γ . Количественно величина минимального угла расходимости определена величиной ионной температуры T_i и опять-таки упомянутой линзой, определяющей коэффициент оптического увеличения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Козловски З.А., Дитрих Ю. ОИЯИ, 9-81-208, Дубна, 1981.
2. Давыденко В.И. и др. Препринт ИЯФ, 80-35, Новосибирск, 1980.
3. Okumura Y. et al. Proc. of the 3rd Symp. on Ion Sources and Application Technology, Tokyo, 1979, p.111.
4. Langmuir I., Blodgett K.B. Phys.Rev., 1923, 22, p.347; Langmuir I., Blodgett K.B. Phys.Rev., 1924, 24, p.49.
5. Davisson G.J., Calbick C.J. Phys.Rev., 1931, 38, p.585; Davisson G.J., Calbick C.J. Phys.Rev., 1932, 42, p.580.
6. Дитрих Ю., Козловски З.А. ОИЯИ, 9-81-209, Дубна, 1981.
7. Glaser A., Hennenberg W. Z.Techn.Phys., 1935, 8, p.222; Hennenberg W. Z.Phys., 1935, 94, p.22.
8. Kim J. et al. J.Appl.Phys., 1978, 49(2), p.517.
9. Green T.S. IEEE Trans. on Nucl.Sci., 1976, v.NS-23(3), p.918.
10. Whealton J.H., Whitson J.C. Part.Accel., 1980, 10, p.235.

Рукопись поступила в издательский отдел
27 июля 1981 года.