



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
Дубна

5452/82

15/41-82

9-82-608

Ю.Дитрих, З.А.Козловски

ЛИНЕЙНАЯ ОПТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ
ФОРМИРОВАНИЯ ПУЧКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

1982

ВВЕДЕНИЕ

На протяжении многих лет подбор оптимальных параметров и геометрии ионной оптики проводился экспериментально /см., напр., /1//. В работах /2-4/ было показано, что зависимость угла расходимости пучка от тока ионов имеет характерный V-образный вид, который интерпретировался при помощи законов подобия, сформулированных в работе /5/. В основе этих законов лежит концепция "плазменного мениска" с радиусом кривизны, меняющимся в функции электрического поля, вытягивающего ионы из плазмы.

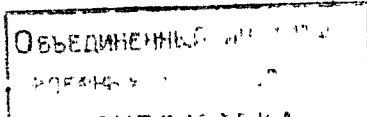
Целью настоящей публикации является разработка основанных на классических приемах электронной оптики /параксиальное приближение/ методов расчета ионно-оптических систем /ИОС/, предназначенных для получения хорошо сфокусированных интенсивных ионных пучков.

Для оценки возможностей метода проведено сравнение полученных результатов с экспериментом и результатами теоретических оценок на основе решения самосогласованной задачи, включающей в себя решения уравнений Пуассона и Власова /6/, примененных для расчета распределения поля, а также с результатами последних версий линейной теории /6-8/.

Под оптическими параметрами пучка мы понимаем радиус и угол расходимости пучка на выходе из ионно-оптической системы, периванс пучка, соответствующий минимальной или лежащей внутри данных пределов угловой расходимости, максимально допустимую плотность тока эмиссии, чувствительность системы к неоднородности плотности тока эмиттера.

В /9/ мы показали, что даже очень простая модель, основанная на параксиальном приближении, при соблюдении не очень жестких требований /учет оптических свойств плазменного эмиттера в линейном приближении теории Ленгмюра-Блоджетт сферического или цилиндрического диода, учет эффектов пространственного заряда и термического разброса скоростей/, позволяет получить ряд выводов и функциональных зависимостей, находящихся в хорошем качественном согласии как с экспериментальными данными, так и с результатами решения полной самосогласованной задачи для рассматриваемой ИОС.

Возможность оперативного получения оценок ионно-оптических параметров и допустимых пределов изменения величин, определяющих оптические свойства пучка при минимальных затратах счетного времени на ЭВМ, представляется нам очень ценным свойством метода.



В работе^{/10/} в рамках параксиального приближения, используя численные методы, мы определили условия, обеспечивающие получение количественно удовлетворительных оценок параметров интенсивных пучков в полях с распределением потенциала $\phi \sim z$ и $\phi \sim z^{4/3}$.

В настоящей работе будет показано, что на основе алгоритма, предложенного в^{/10/} линейная оптическая модель в виде, развитом в^{/9/}, с учетом некоторых дополнений приводит к результатам, находящимся в количественном согласии с экспериментом и результатами оценок, основанных на решении строгой теоретической задачи.

2. МЕТОД РАСЧЕТА

Рассматривается набор электродов в виде диафрагм, к которым приложены соответствующие потенциалы. Величины, характеризующие геометрию системы и приложенные потенциалы, представлены на рис.1.

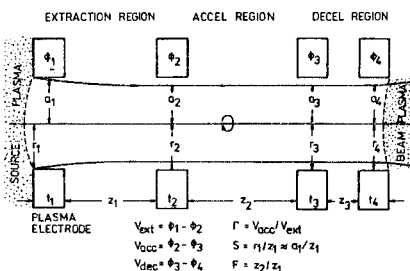


Рис.1. Схема двухкаскадной ускорительной трубки. V_{ext} - вытягивающее напряжение, V_{acc} - ускоряющее напряжение, V_{dec} - замедляющее напряжение.

Всегда на участке плазменный эмиттер - вытягивающий электрод /с потенциалом ϕ_2 / распределение поля полагаем $\phi \sim z^{4/3}$, а на последующих участках /если они в ИОС имеются/ - $\phi \sim z$. В зависимости от количества электродов, следующих за вытягивающим, можно организовать одно- и многокаскадные ИОС различных конфигураций и сложности.

Описание свойств этих систем возможно с применением различных наборов параметров. Поскольку основой для наших расчетов является параксиальное уравнение, будем стараться везде, где это возможно, использовать приведенные величины так, чтобы на основе законов подобия полученный результат можно было применить для рассмотрения геометрически подобных ИОС. Основным параметром, описывающим геометрию вытягивающего промежутка, будем считать отношение /см. рис.1/ радиуса эмиттера r_1 к длине промежутка z_1 , $S = r_1 / z_1$ /"aspect ratio"/. Длину ускоряющего промежутка выразим в единицах длины промежутка вытягивания $F = z_2 / z_1$. С величиной "aspect ratio" связана еще одна характеристика вытягивающего промежутка - перванс Чайльда-Ленгмюра, определяемый как:

$$P_0 = \frac{4}{9} \pi \epsilon_0 \left(\frac{2eZ}{AM} \right)^{1/2} S^2,$$

где Ze - заряд и AM - масса частицы.

Пучок в вытягивающем промежутке опишем посредством приведенного перванса P/P_0 , где $P = I/V_{ext}^{3/2}$ и I - ток пучка, V_{ext} - вытягивающее напряжение.

Заметим, что для многоэлектродных систем описание их свойств посредством полного перванса $P_{EN} = I/U_{EN}^{3/2}$, где $U_{EN} = \phi_1 - \phi_4$ - конечный потенциал, нецелесообразно, так как величина P_{EN} не отражает сущности системы, которая позволяет реализовать всевозможные соотношения вытягивающей и ускоряющей разности потенциалов. Поэтому кроме конечной энергии $EN = ZeU_{EN}$, воспользуемся для характеристики системы как целого относительным первансом вытягивающего промежутка P/P_0 . Масштабной единицей потенциала следует считать величину V_{ext} , поэтому ускоряющую и замедляющую разности потенциалов можно описать посредством параметров

$$\Gamma = V_{acc} / V_{ext}, \quad \Gamma_{dec} = V_{dec} / V_{ext}.$$

При описании "линзовых" эффектов в многокаскадных системах можно применить соотношение напряженности полей, т.е. параметр Γ/F .

Как следует из результатов^{/10/} в любом межэлектродном участке можно количественно удовлетворительно оценить ионно-оптические параметры пучка, определяя фокусирующие свойства поля на основе параксиального уравнения, а влияние пространственного заряда, - на основе расширения пучка в межэлектродном пространстве, аппроксимируя распределение поля кусочно-линейной функцией /рис.2, 3/:

$$r_i = r_{i-1} + \theta_{i-1} n_i \Delta z_i k + \frac{(\Delta z_i)^2}{r_{i-1}} \frac{2}{9(2,09)^2} \frac{P_i}{P_0} S^2;$$

$$\theta_i = \theta_{i-1} n_i + \frac{r_i}{f_i} + \frac{\Delta z_i}{r_{i-1}} \frac{4}{9(2,09)^2} \frac{P_i}{P_0} S^2; \quad 1 \leq i \leq N; \quad /2.1/$$

$$\Delta z_i = L \frac{g^a - 1}{G^a - 1} g^{a(i-1)}, \quad k = 2 \left[1 - \frac{\sqrt{g-g}}{g-1} \right]; \quad P_i = I \left(\frac{\phi_{i-1} + \phi_i}{2} \right)^{-3/2}.$$

При переходе от одного межэлектродного промежутка к другому надо учесть оптические свойства линзы, образованной диафрагмой. Поскольку применяем линейное приближение, можно воспользоваться формулой Девиссона-Кельбика для тонкой линзы

$$f = \frac{4\phi}{E_1 - E_2}, \quad /2.2/$$

где f - фокусное расстояние, ϕ - потенциал, соответствующий энергии частицы, и E_1, E_2 - напряженности полей /рис.4/. Обычно ϕ определяют как ϕ_D - потенциал диафрагмы и $E_1 = (\phi_1 - \phi_D)/d_1$ и $E_2 = (\phi_D - \phi_2)/d_2$.

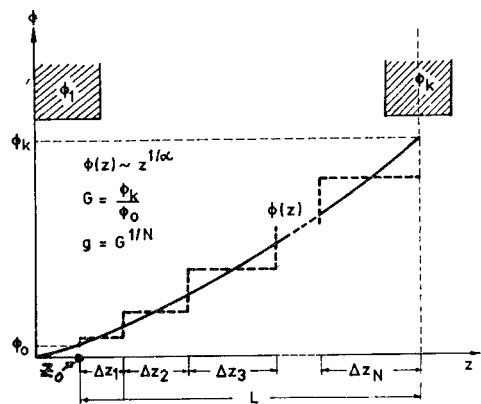
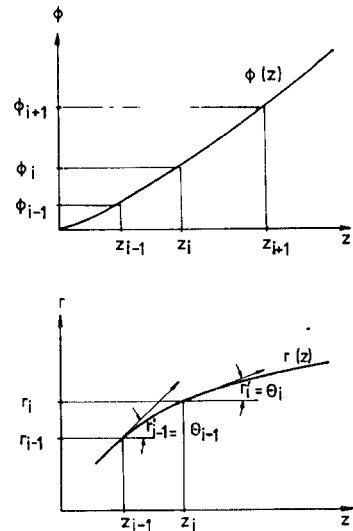


Рис.2. Распределение потенциала в межэлектродном промежутке и его аппроксимация.



$$\Delta z_i = z_i - z_{i-1}; \Delta z_{i+1} = z_{i+1} - z_i; E_i = \frac{\phi_i - \phi_{i-1}}{\Delta z_i};$$

$$E_{i+1} = \frac{\phi_{i+1} - \phi_i}{\Delta z_{i+1}}; f_i = \frac{-4\phi_i}{E_{i+1} - E_i}; n_i = \frac{\phi_{i-1}}{\phi_i}$$

Рис.3. Метод аппроксимации и принятые обозначения величин.

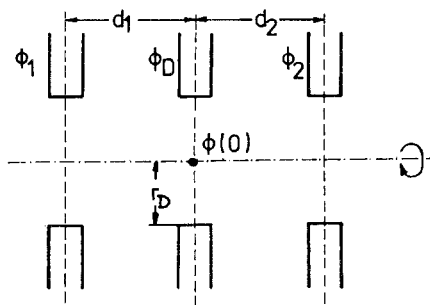


Рис.4. Величины, характеризующие диафрагму.

Существенное улучшение результатов достигается при определении ϕ как потенциала на оси диафрагмы $\phi(0)$. В данной работе будем определять $\phi(0)$ с учетом влияния величины радиуса отверстия в электроде r_D и граничных условий на соседних электродах.

Для этого используем формулу, приведенную в /11/:

$$\phi(0) = \phi_D + \frac{r_D(E_1 - E_2)}{\left(\frac{r_D}{d_1}\right)^2 + \left(\frac{r_D}{d_2}\right)^2 + \arctan\left(\frac{d_1}{r_D}\right) + \arctan\left(\frac{d_2}{r_D}\right)} \quad /2.3/$$

Как следует из экспериментальной проверки формулы Девиссона-Кельбика в варианте /2.2/, существуют случаи, когда величина фокусного расстояния определена с большой ошибкой. В /12/ предложен усовершенствованный вариант формулы /2.2/ в виде

$$f^* = \frac{4\phi(0)}{E_1^* - E_2^*},$$

$$E_1^* = \frac{\phi_1 - \phi(0)}{d_1}, \quad /2.4/$$

$$E_2^* = \frac{\phi(0) - \phi_2}{d_2}.$$

Оценка точности формулы /2.4/ может быть проведена на основе данных эксперимента (f_{exp}), расчета по формуле /2.2/ (f) и по формуле /2.4/ (f^*) из работы /12/ см. таблицу/. Для последнего электрода ИОС, поскольку $\phi(0) \neq \phi_D$, напряженность поля $E_2 \neq 0$. Величина E_2 оценивается в предположении линейного изменения от $\phi(0)$ до ϕ_D на расстоянии z , равном радиусу отверстия r_D в этом электроде, что приводит к увеличению абсолютного значения фокусного расстояния последней линзы. Эта коррекция похожа на метод, предложенный в работе /13/.

Таблица

f_{exp} /мм	f^* /мм	f /мм
4,5 \pm 0,2	5,2 \pm 0,3	0,0
4,5 \pm 0,2	5,5 \pm 0,3	0,2
4,5 \pm 0,2	4,4 \pm 0,3	0,4

Таким образом, в плоскости каждой линзы наступает скачкообразное изменение угла наклона траектории без изменения радиуса

$$\Delta\theta = -\frac{r}{f^*}, \quad /2.5/$$

где r - радиус траектории частицы в данной плоскости. Используя уравнения /2.1/ поочередно для каждого межэлектродного промежутка, с учетом /2.5/ при переходе от одной межэлектродной области к другой, получаем радиус r и наклон траектории θ_s , являющиеся суммой оптических эффектов (LENS) и эффектов пространственного заряда (SCH), т.е., например:

$$\theta_s = \theta_{LENS} + \theta_{SCH}.$$

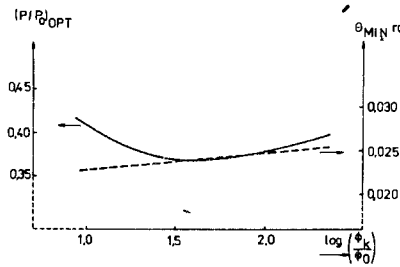


Рис.5. Минимальный угол расходимости пучка θ_{MIN} и оптимальный относительный первеанс $(P/P_0)_{\text{OPT}}$ ИОС в функции положения стартовой точки $z_0 = f(G)$.
Трехэлектродная ИОС с параметрами: $S = 0,4$; $z_1 = 0,76$ см; $z_2 = 0,165$ см; $t_1 = 0,15$ см; $t_2 = t_3 = 0,18$ см; $r_1 = 0,3$ см; $r_2 = r_3 = 0,21$ см; $T_1 = 6$ эВ; $V_{\text{ext}} = 21,05$ кВ; $V_{\text{dec}} = -1,05$ кВ; $U_{\text{EN}} = 20$ кВ; $N = 10$.

Как указывалось в ^{9/} и ^{10/}, учет эффектов термического разброса скоростей сводится к расчету θ_{TH} в интересующей нас точке

$$\theta_{\text{TH}} = \frac{r_e}{r} \left(\frac{T_e}{\phi} \right)^{1/2}, \quad /2.6/$$

где r_e - и T_e - соответственно радиус эмиттера и температура ионов в его плоскости, выраженная в единицах эквивалентного потенциала, а r и ϕ - радиус пучка и потенциал в интересующей нас точке.

Суммарный угол расходимости пучка $\theta = \theta_{\text{SUM}}$, тогда будет

$$\theta = \theta_{\text{SUM}} = (\theta_S^2 + \theta_{\text{TH}}^2)^{1/2}, \quad /2.7/$$

В качестве начальных данных берутся значения радиуса эмиттера r_1 /рис.1/ и начального угла наклона, определенного для $r = r_1$. Этот угол для пучка круглого сечения определен формулой ^{9/}

$$\theta_1 = 0,625S \left(\frac{P}{P_0} - 1 \right) \left[1 - 0,195 \left(\frac{P}{P_0} - 1 \right) \right]. \quad /2.8/$$

Примечательной чертой уравнений /2.1/ является то, что, благодаря переменной длине шага аппроксимации Δz_i , результат расчета достаточно точен уже при малом количестве шагов $N = 2-4$, для соотношения конечного и начального потенциалов G /рис.2/ вплоть до $G \sim 250$, что весьма существенно при расчете области вытягивания пучка /расчет от точки, совпадающей с плоскостью эмиттера, требует $G \rightarrow \infty$ /. Для проверки зависимости результата расчета от выбора начальной точки z_0 был проведен расчет величины угла расходимости пучка и величины оптимального /соответствующего минимальному углу расходимости/ первеанса в промежутке плазменный эмиттер - вытягивающий электрод /двухэлектродная ИОС/. Результат /рис.5/ показывает, что, начиная с $G \sim 12$, определяемые величины практически независимы от G , т.е. выбор начальной точки z_0 корректен, если $z_0 \leq 0,18L$ /рис.2/. Расчет был проведен с $N = 10$.

3. ВОЗМОЖНОСТИ МЕТОДА

Пользуясь набором формул /2.1/-/2.8/, можно рассчитать ионно-оптические характеристики пучка /т.е. радиус r и угол расходимости θ пучка/, зависящие от геометрических характеристик ИОС, от приложенных потенциалов, от величины и плотности тока пучка, а также от параметров плазмы источника.

На основании этих величин можно найти оптимальный первеанс пучка P_{OPT} оптимальную плотность тока эмиттера j , соответствующие минимальной угловой расходимости θ_{MIN} . Можно также определить диапазон допустимых изменений первеанса пучка ΔP , внутри которого угол расходимости пучка не превосходит заданной величины ω . Величина ΔP пропорциональна изменениям плотности плазмы эмиттера Δn /вызванным, например, неоднородностью плазмы

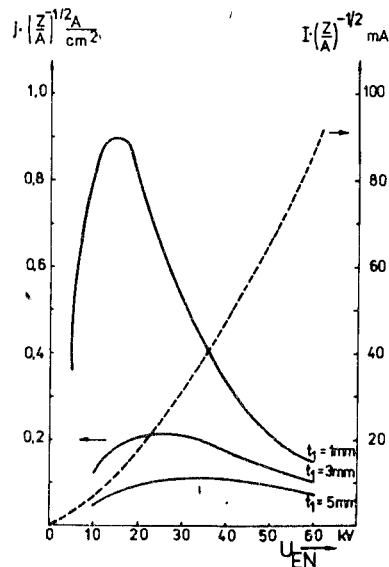
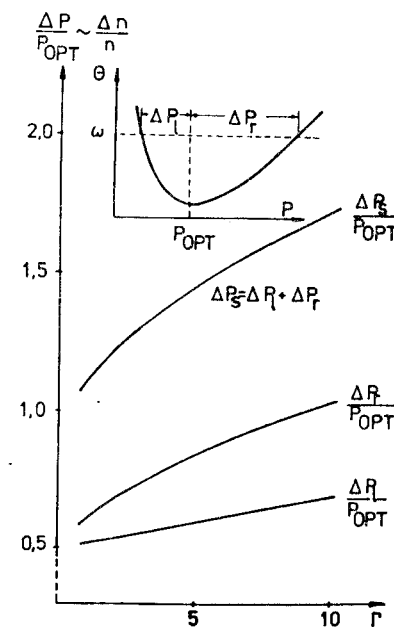


Рис.6. Оптимальный ток I и оптимальная плотность тока эмиттера j двухэлектродной ИОС в функции напряжения вытягивания $U_{\text{EN}} = V_{\text{ext}}$. Параметры: $S = 0,4$; $t_1 = t_2 = 0,34 \cdot z_1$; $r_1 = r_2 \equiv a_1$; $T_1 = 2$ эВ.

Рис.7. Относительные изменения первеанса $\Delta P/P_{\text{OPT}}$ или плотности плазмы эмиттера $\Delta n/n$, обеспечивающие пучок угловой расходимостью $\theta < \omega = 0,05$ рад в функции G для четырехэлектродной ИОС. Параметры: $S = 0,4$; $F = 1,92$; $U_{\text{EN}} = 60$ кВ; $t_1 = t_2 = t_3 = t_4 = 0,34 \cdot z_1$; $z_3 = 0,43 \cdot z_1$; $r_1 = r_2 = r_3 = r_4 \equiv a_1$; $T_1 = 2$ эВ; $V_{\text{dec}} = -5$ кВ.



или плазменными колебаниями/. Поскольку расчет ведется в параксиальном приближении, эффекты абберации не учитываются. В связи с этим, несмотря на существующую возможность проведения расчета, мы отказались от оценок эмиттанса и яркости пучка.

Некоторого комментария требует определение оптимальных величин плотности тока эмиттера и оптимального тока пучка. Естественно, что, например, для двухэлектродной ИОС /содержащей только плазменный и вытягивающий электроды, рис.1/ максимальной плотности тока эмиттера можно достигнуть при толщине плазменного электрода $t_1 \rightarrow 0$ и вытягивающем промежутке $z_1 \rightarrow 0$. Уменьшение t_1 возможно в определенных технически обусловленных границах /механическая прочность, теплопроводность и т.д./. Уменьшение z_1 связано с напряжением пробоя $U_{пр} = a \cdot z_1^{1/2}$, то для разных величин толщины плазменного электрода t_1 мы получим в функции вытягивающего напряжения $V_{ext} = U_{EN}$ максимально допустимые плотность и величину тока, обеспечивающие получение пучка с минимальной угловой расходимостью /рис.6/. Такого типа расчет может быть проведен в рамках модели для различных конфигураций электродов и законов, определяющих связь напряжения пробоя с длиной промежутка вытягивания.

Как пример определения допустимой величины неоднородности эмиттера $\Delta n/n$, обеспечивающей изменение угла расходимости θ меньше ω , на рис.7 показан результат расчета для четырехэлектродной ИОС /рис.1/. Наблюдаемая в эксперименте и в наших расчетах асимметрия $(\Delta P_l \neq \Delta P_r)$ в зависимости $\theta = f(P)$ в ранних вариантах линейной оптической модели /6-8/ не находила объяснения.

4. СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ И РЕЗУЛЬТАТАМИ РАСЧЕТОВ ПО ДРУГИМ МОДЕЛЯМ

Расчет величины угловой расходимости пучка в функции первеанса для любой ИОС приводит к получению характерной V-образной зависимости. На рис.8 представлена эта зависимость для двухкаскадной ИОС. Она рассчитана по последнему варианту линейной оптической модели /рис.8а/ /6/, по результату нелинейной оптической теории /6/ /рис.8б/ и по методу авторов /рис.8в/. Зависимость величины оптимального первеанса от отношения $\Gamma = V_{acc}/V_{ext}$, полученная при помощи этих методов, показана на рис.9. Из сравнения рисунков видно, что предлагаемая модель занимает промежуточное место между линейной /6/ и нелинейной моделями. На рис.10-12 представлено сравнение экспериментальных данных, результатов наших расчетов и /там, где это было возможно/ расчетов по нелинейной теории /6/. Весьма примечательно, что представленные нами результаты по крайней мере не хуже нелинейной теории и согласуются с экспериментальными данными /6/.

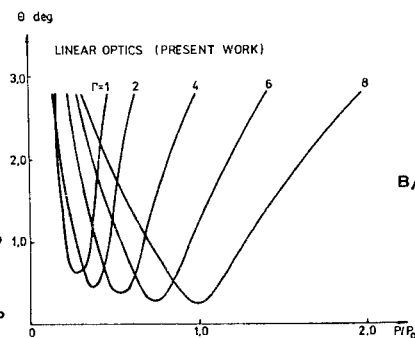
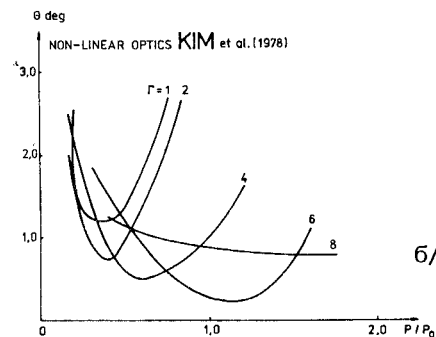
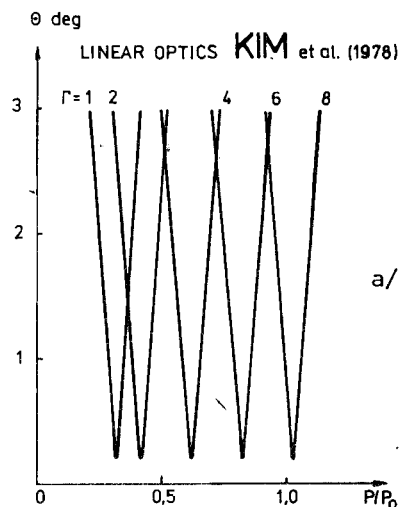


Рис.8. Зависимость угла расходимости пучка θ от приведенного первеанса вытягивания P/P_0 в четырехэлектродной ИОС. а/ линейная модель /6/, б/ нелинейная модель /самосогласованное решение/ /6/, в/ по методу настоящей работы. Параметры: $S = 0,4$; $F = 2,0$; $U_{EN} = 120$ кВ; $t_1 = t_2 = t_3 = t_4 = 0,34 \cdot z_1$; $z_3 = 0,43 \cdot z_1$; $r_1 = r_2 = r_3 = r_4 = a_1$; $T_1 = 2$ эВ; $V_{dec} = -5$ кВ.

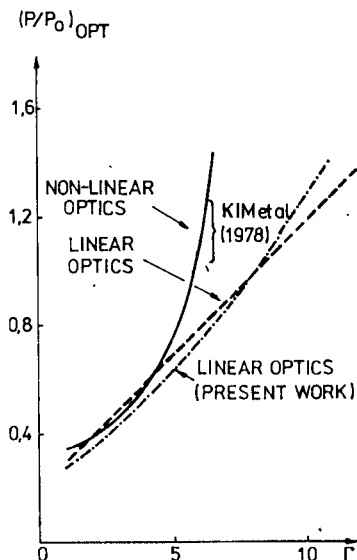


Рис.9. Оптимальный первеанс $(P/P_0)_{OPT}$ в функции параметра Γ для ИОС такой же, как и на рис.8.

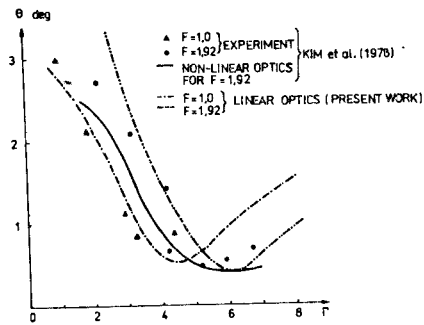
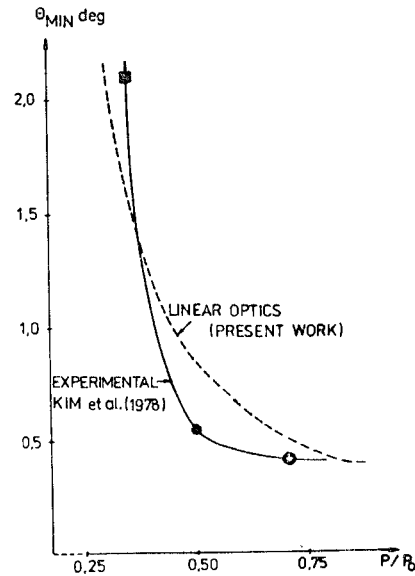


Рис.10. Зависимость минимального угла расходимости пучка θ_{MIN} от отношения напряжений Γ при фиксированном значении $V_{\text{ext}} = 10$ кэВ в четырехэлектродной ИОС. Параметры: $S = 0,4$; $z_1 = 0,47$ см; $z_3 = 0,20$ см; $t_1 = t_2 = t_3 = t_4 = 0,16$ см; $r_1 = r_2 = r_3 = r_4 \approx a_1$; $T_i = 2$ эВ; $V_{\text{dec}} = -5$ кВ.

Рис.11. Минимальный угол расходимости пучка θ_{MIN} в функции относительного первеанса P/P_0 для четырехэлектродной ИОС. Параметры: $S = 0,4$; $F = 1,92$; $z_1 = 0,47$ см; $z_3 = 0,2$ см; $t_1 = t_2 = t_3 = t_4 = 0,16$ см; $r_1 = r_2 = r_3 = r_4 \approx a_1$; $V_{\text{dec}} = -5$ кВ; $T_i = 2$ эВ; \blacksquare - $U_{\text{EN}} = 20$ кВ; $\Gamma = 3+0,3$; \bullet - $U_{\text{EN}} = 40$ кВ; $\Gamma = 5+0,5$; \circ - $U_{\text{EN}} = 60$ кВ; $\Gamma = 7+0,7$.



Расчеты, проведенные для однокаскадной ИОС, так же как и для двухкаскадной, включающей в себя замедляющую секцию, представлены на рис.13.

Экспериментальные данные заимствованы из работы^{/8/}. Для сравнения приведен также результат расчета по линейной теории^{/8/}.

Основной причиной возникающих в наших результатах неточностей является приближенная оценка свойств плазменного эмиттера. Положение и форма эмиттирующей поверхности определяются параметрами плазмы, величиной применяемых потенциалов и геометрией электродов, формирующих пучок. Возникающая в результате приближенной оценки свойств эмиттера некоторая неопределенность начальных данных, проникновение вытягивающего поля вглубь плазмы и, в случае цилиндрических пучков, трудности учета эффектов пространственного заряда при подходе к точке старта частицы - одна из при-

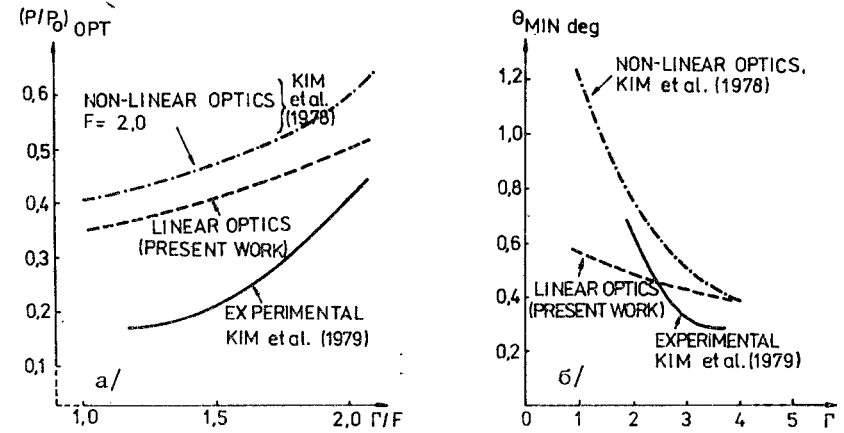
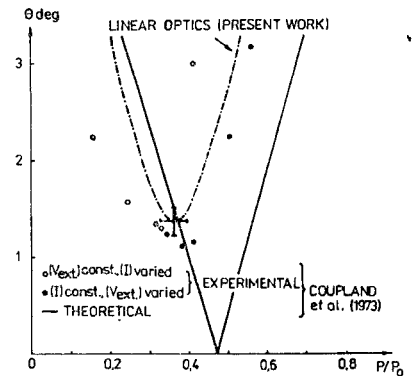


Рис.12. а/ Относительный оптимальный первеанс $(P/P_0)_{\text{OPT}}$ в функции Γ/F . б/ Минимальный угол расходимости пучка θ_{MIN} в функции Γ . Параметры четырехэлектродной ИОС: $S = 0,4$; $F = 1,7$; $z_1 = 0,47$ см; $z_3 = 0,2$ см; $t_1 = t_2 = t_3 = t_4 = 0,2$ см; $r_1 = r_2 = r_3 = r_4 = 0,19$ см; $V_{\text{dec}} = -5$ кВ; $T_i = 2$ эВ; $U_{\text{EN}} = 100$ кВ.

Рис.13. Сравнение с экспериментом зависимости угла расходимости пучка θ от относительного первеанса P/P_0 для однокаскадной трехэлектродной ИОС. Параметры экспериментов: \circ - $S = 0,38$; $F = 0,29$; $z_1 = 0,53$ см; $z_2 = 0,152$ см; $t_1 = 0,1$ см; $t_2 = t_3 = 0,12$ см; $r_1 = 0,2$ см; $r_2 = r_3 = 0,14$ см; $T_i = 6$ эВ; $U_{\text{EN}} = 20$ кВ; $V_{\text{ext}} = 21,05$ кВ; $V_{\text{dec}} = -1,05$ кВ; \bullet - $S = 0,4$; $F = 0,22$; $z_1 = 0,76$ см; $z_2 = 0,165$ см; $t_1 = 0,15$ см; $t_2 = t_3 = 0,18$ см; $r_1 = 0,3$ см; $r_2 = r_3 = 0,21$ см; $T_i = 6$ эВ; $U_{\text{EN}} = 20$ кВ; $V_{\text{dec}} = -1,05$ кВ.



чин возникновения ошибок. Другой является само параксиальное приближение, т.е. отказ от учета абберации и дополнительно - оценка фокусирующих свойств применяемых электродов в рамках теории тонких линз.

5. ВЫВОДЫ

Сравнение полученных нами результатов с экспериментальными данными и результатами расчетов по другим методам позволяет заключить, что предложенная авторами модель дает хорошее количественное и качественное согласие с наблюдаемыми фактами. Она охватывает широкий диапазон изменения параметров ИОС и правильно предсказывает ход функциональных зависимостей. По мнению авторов, это совпадение получено благодаря удачному выбору приближенного метода решения парааксиального уравнения, учету эффектов пространственного заряда и термического разброса скоростей. Не менее важными оказались введенные нами уточнения в расчете ионно-оптических свойств тонких линз, образованных электродами ИОС, учитывающие влияние геометрии электродов на распределение полей по оси системы и расчет фокусных расстояний этих линз по уточненному методу.

ЛИТЕРАТУРА

1. Chavet I. Proc.Int.Conf. Electromagn.Isotope Separators. Marburg, BMW-FBK 70-28, 1970, p.303.
2. Harrison E.R. J.Appl.Phys., 1958, 29, p.209.
3. Raiko V.I. Kernenergie, 1967, 10(3), p.85.
4. Незлин М.В. ЖТФ, 1960, 30, с.168.
5. Райко В.И. ЖТФ, 1963, 33, с.244.
6. Kim J. et al. J.Appl.Phys., 1978, 49(2), p.517; Kim J. et al. Rev.Sci.Instr., 1979, 50(2), p.201; Whealton J.H., Whitson J.C. Part.Accel., 1980, 10, p.235; Whealton J.H. Nucl.Instr. and Meth., 1981, 189, p.55.
7. Green T.S. IEEE Trans. on Nucl.Sci., 1976, vol.NS-23, No.3, p.918; Green T.S. J.Phys.D: Appl.Phys., 1976, 9(7), p.1165.
8. Coupland J.R. et al. Rev.Sci.Instr., 1973, 44(9), p.1258.
9. Козловски З.А., Дитрих Ю. ОИЯИ, 9-81-208, Дубна, 1981; Дитрих Ю., Козловски З.А. ОИЯИ, 9-81-209, Дубна, 1981; Дитрих Ю., Козловски З.А. ОИЯИ, 9-81-464, Дубна, 1981.
10. Дитрих Ю., Козловски З.А. ОИЯИ, 9-82-283, Дубна, 1982; Дитрих Ю., Козловски З.А. ОИЯИ, 9-82-284, Дубна, 1982.
11. Страшкевич А.М. Физматгиз, М., 1959.
12. Hoefl J. Z.f.angew Physik, 1959, XI(10), p.380.
13. Elkind M.M. Rev.Sci.Instr., 1953, 24, p.129.
14. Cranberg L. J.Appl.Phys., 1952, 23, p.518.

Рукопись поступила в издательский отдел
16 августа 1982 года.

Дитрих Ю., Козловски З.А.

9-82-608

Линейная оптическая модель формирования пучков заряженных частиц

Описана линейная оптическая модель формирования пучков заряженных частиц в многоэлектродных системах с плазменным эмиттером на основе парааксиального уравнения. В модели учитываются эффекты пространственного заряда, термического разброса скоростей и влияние геометрии электродов на распределение потенциалов. Результаты расчетов качественно и количественно согласуются с результатами экспериментальных и теоретических работ, проведенных другими авторами.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Dietrich J., Kozłowski Z.A.

9-82-608

Linear Optics Model of Charged Particles Beam Formation

A linear optics model of charged particles beam formation in multi-stage electrostatic accelerators including plasma emitter, based on the paraxial equation, is described. The theoretical model include space charge, thermal velocity effects and the influence of geometry of the electrodes for the potential distribution. The results of computation are in good agreement with other experimental and theoretical works.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.