

сообщения +
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

3248/2-81

29/6-81

9-81-209

Ю.Дитрих, З.А.Козловски

ПОЛУЧЕНИЕ И ФОРМИРОВАНИЕ ПУЧКОВ
ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ
В МНОГОЭЛЕКТРОДНЫХ СИСТЕМАХ

Часть 2. Результаты расчета
для двухкаскадной ионооптической системы
(пучки круглого сечения)

1981

ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальные и теоретические исследования ионооптических свойств систем вытягивания ионных источников, включающих в себя плазменный эмиттер и вытягивающий электрод, показывают, что получение пучка с минимальной угловой расходимостью возможно при соблюдении условия ^{1/}

$$\frac{I}{\sqrt{3/2}} = \text{const} \left(\frac{r}{z} \right)^2,$$

где I - ток пучка; V - вытягивающий потенциал; r - радиус эмиссионного отверстия эмиттера; z - расстояние между эмиттером и вытягивающим электродом.

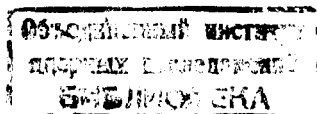
Из этого равенства следует, что получение больших токов при низких вытягивающих напряжениях возможно только путем уменьшения расстояния между эмиттером и вытягивающим электродом. Такой способ возможен только в определенных границах. С одной стороны, ограничивающим фактором является разумное значение отношения $\frac{r}{z} = S$ (aspect ratio), с другой стороны, с точки зрения механической прочности, теплопроводности и т.д., нужна определенная толщина электродов.

Одной из возможностей преодоления этого ограничения является применение вытягивающих систем, состоящих из нескольких электродов, так называемых многокаскадных систем. Подобные системы описаны в литературе ^{2/}.

При требовании сравнительно невысоких энергий $/ \leq 60$ кэВ/ обычно применяются трехэлектродные системы /с ускорением и замедлением/. Однако с увеличением требуемой энергии /например, термоядерные эксперименты требуют иногда пучков с энергией 120 кэВ, 55 А при плотности тока $> 0,3$ А/см²/ возникает необходимость применения многоэлектродных систем, с числом электродов более трех.

Большим преимуществом многоэлектродных систем является также возможность получения при прочих равных условиях пучков с меньшей угловой расходимостью.

В данной работе исследуется теоретически методом, описанным в нашей предыдущей работе ^{3/}, двухкаскадная система, состоящая из четырех электродов /рис. 1/, аналогичная системе, экспериментально исследованной в работе Кима и др. ^{4/}. Основными параметрами, характеризующими пучок и ускоритель, являются:



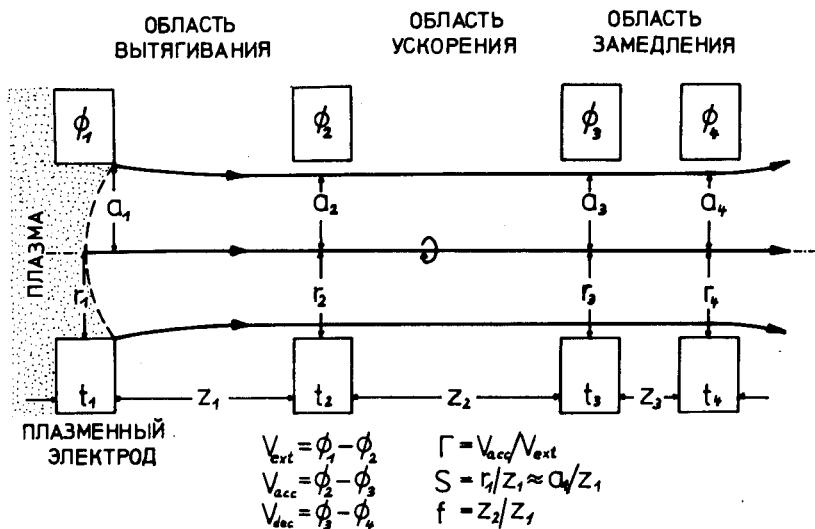


Рис. 1. Схема двухкаскадной ускорительной трубки.
 V_{ext} - вытягивающее напряжение. V_{acc} - ускоряющее напряжение. V_{dec} - замедляющее напряжение.

первеанс P вытягивающего промежутка, отношение напряжений ускорения и вытягивания $\Gamma = V_{acc}/V_{ext}$, отношение длин вытягивающего и ускоряющего промежутков $f = z_2/z_1$, отношение радиуса эмиссионного отверстия эмиттера к длине вытягивающего промежутка $S = r_1/z_1$ ("aspect ratio"), замедляющее напряжение V_{dec} , конечная энергия E , ионная температура T_1 плазмы источника, толщина электродов t_1 , форма отверстий, длина замедляющего промежутка z_3 и прочее.

В общем, можно сказать, что двухкаскадный ускоритель, в отличие от однокаскадного, дает пучок одинакового хорошего качества /с точки зрения угловой расходимости/ и при большом /0,6/ и при малом /0,4/ S . Влияние aberrаций, вызванных вытягивающим электродом при большом S , в двухкаскадном ускорителе меньше, чем в однокаскадном. Двухкаскадная система также менее чувствительна к небольшим флуктуациям тока пучка /4,6/.

Полученные результаты расчета ионооптических свойств системы /рис. 1/ будут также сравнены с экспериментальными и теоретическими результатами, полученными в работах /4,5/.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

2.1. Влияние первеанса вытягивания

Для описания пучка в качестве параметра мы приняли первеанс вытягивания, определяемый как $P = I/V_{ext}^{3/2}$. Такой выбор позволяет

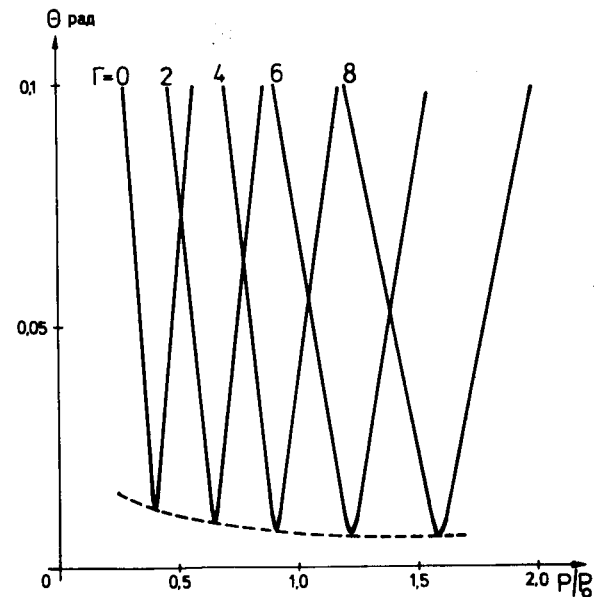


Рис. 2. Зависимость угла расходимости пучка от первеанса вытягивания при различных значениях отношения напряжений Γ . $S = 0,4$; $f = 2$; $E = 120$ кэВ;
 $t_1 = t_2 = t_3 = t_4 = 0,34z_1$; $z_3 = 0,43z_1$; $r_1 = r_2 = r_3 = r_4 = a_1$;
 $T_1 = 2$ эВ; $V_{dec} = -5$ кВ.

удобно провести анализ системы с постоянной конечной энергией, несмотря на постоянство конечного первеанса пучка $P_1 = I/(V_{ext} + V_{acc} + V_{dec})^{3/2}$. Точнее, угол расходимости пучка в вытягивающем промежутке будем характеризовать относительным первеансом P/P_0 . Здесь P_0 - первеанс Чайльда-Ленгмюра, определяемый выражением

$$P_0 = \frac{4}{9} \pi \epsilon_0 \left(\frac{2e}{M} \frac{Z}{A} \right)^{1/2} \left(\frac{a_1}{z_1} \right)^2,$$

где ϵ_0 - диэлектрическая проницаемость вакуума; e, M - заряд и масса протона; Z, A - кратность заряда и атомный номер вещества ионов; величины a_1 и z_1 показаны на рис. 1.

Применение в качестве параметра относительного первеанса вытягивания P/P_0 позволяет отвлечься от конкретного вида иона и конкретной геометрии системы.

На рис. 2 представлена зависимость угла расходимости θ пучка от относительного первеанса P/P_0 при нескольких значениях параметра Γ при постоянном значении параметра f . Остальные параметры ($E, V_{dec}, T_1, z_1, r_1, t_1, S$) имеют фиксированные значения.

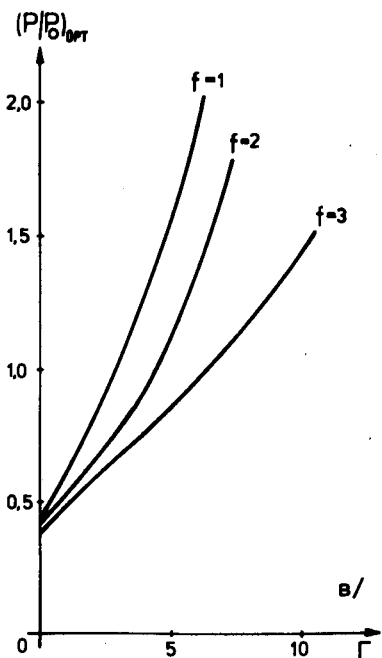
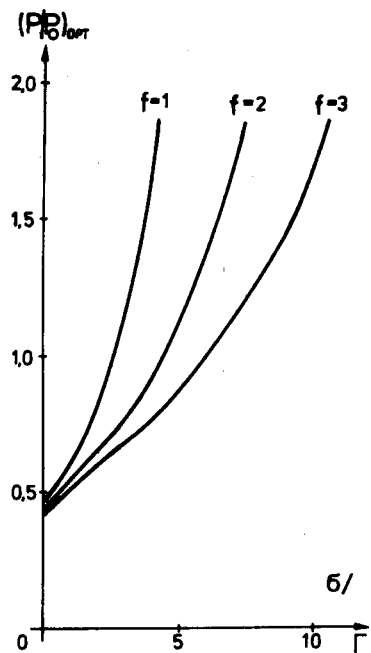
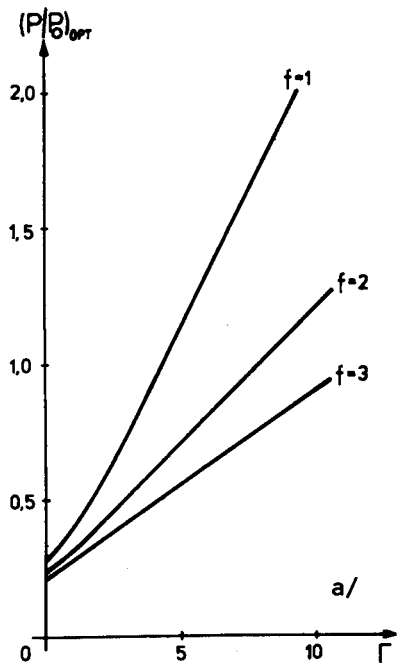


Рис.3. Соотношение между оптимальным первансом и отношением напряжений Γ : а/ по дополненной линейной теории Кима и др.^{5/}; б/ по методу ^{3/} без учета влияния радиуса отверстия электродов; в/ с учетом радиуса отверстия электродов $r_1=r_2=r_3=r_4=a_1$. Остальные параметры такие же, как и на рис.2.

Для расчета были приняты в качестве характерных величин: $E = 120$ кэВ, $V_{дес} = -5$ кВ, $T_1 = 2$ эВ, $f = 2$, $z_3 = 0,43 z_1$, $S = 0,4$, $t_1 = t_2 = t_3 = t_4 = 0,34 z_1$, $r_1 = r_2 = r_3 = r_4 = a_1$. Из рисунка видно, что при данном Γ существует оптимальный перванс, при котором расходимость пучка минимальна. С увеличением влияния электростатической линзы между ускоряющим и вытягивающим проме-

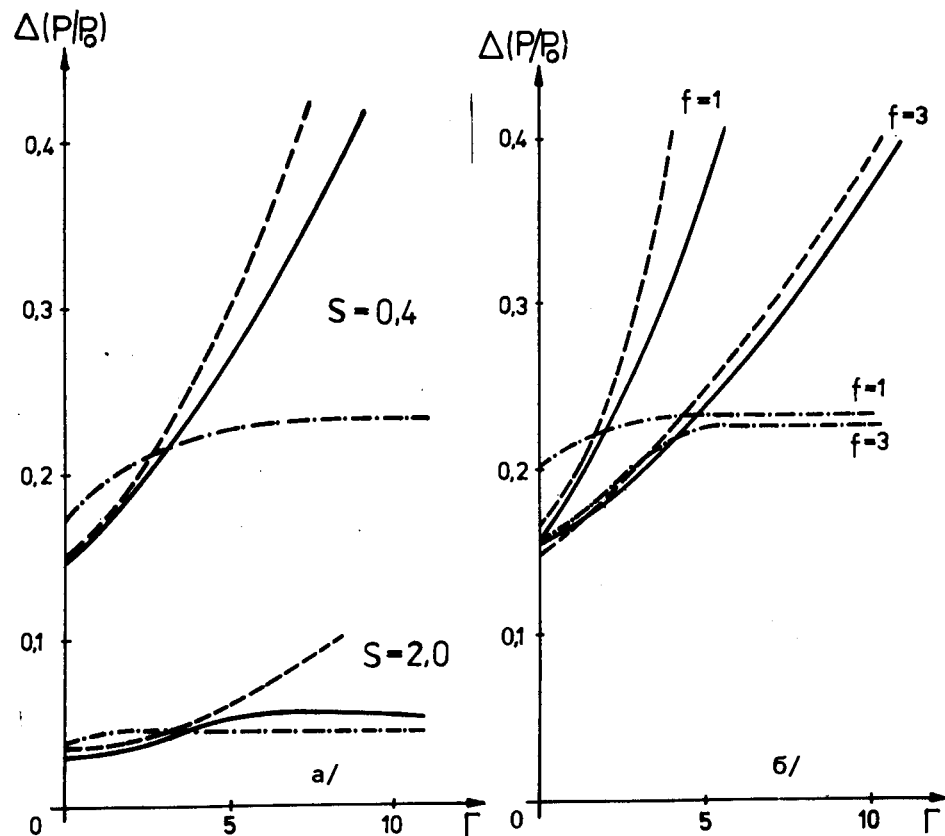


Рис.4. Соотношение между шириной функции $\theta = f(P/P_0)$ при $\theta_0 = 0,05$ рад и отношением напряжений Γ : а/ параметр кривых S ; б/ параметр кривых f . Остальные параметры такие же, как на рис.2.

жутками, т.е. с увеличением Γ , оптимальный перванс $(P/P_0)_{opt}$ увеличивается, и расходимость пучка θ вблизи оптимума становится менее чувствительной к первансу, т.е. ширина диапазона $\Delta(P/P_0)$, внутри которого θ меньше заданной величины θ_0 , растет с увеличением Γ /рис. 3 и 4/. Так как расчет был проведен при постоянном значении f , рост величины Γ означает рост напряженности поля Γ/f в ускоряющем промежутке.

Сравнение полученных результатов с экспериментальными и теоретическими данными, полученными в результате решения самосогласованной задачи^{4,5/}, показывает их хорошее качественное согласие, несмотря на принятые нами упрощающие предположения.

На рис. 3 представлена зависимость оптимального первеанса $(P/P_0)_{\text{ОПТ}}$ от параметра Γ при фиксированной конечной энергии пучка, равной 120 кэВ. Количественно оптимальный первеанс, полученный в экспериментальных исследованиях^{/4/}, оказывается существенно меньше рассчитанных как по линейной оптической модели^{/5/} и при решении самосогласованной задачи^{/5,8/}, так и по нашей модели^{/3/}. Одной из возможных причин этого явления может быть частичная нейтрализация пространственного заряда реально исследуемого пучка.

2.2 Влияние геометрии вытягивающего промежутка ("aspect ratio")

Линейная оптическая модель в ее наиболее полном варианте, представленном в работе^{/5/}, не дает зависимости оптимального первеанса от геометрии вытягивающего промежутка /рис. 3а/,

т.е. от величины $S = \frac{a_1}{z_1}$, что находится в явном противоречии с экспериментальными данными.

Для устранения этого важного недостатка в линейную оптическую теорию мы ввели ряд поправок^{/3/}. Основной из них, с точки зрения рассматриваемого эффекта, является учет в расчетах влияния радиуса апертурных отверстий в электродах на оптические свойства линзы. На рис. 4 и 7 результаты, представленные непрерывной кривой, получены с учетом влияния отверстий в электродах, пунктирные кривые представляют результаты нашей модели в пределе $\Gamma_1 \rightarrow 0$, штрих-пунктирные кривые показывают результаты линейной оптической модели по Киму и др.^{/5/}.

На рис. 5 представлено соотношение между оптимальным первеансом $(P/P_0)_{\text{ОПТ}}$ и величиной Γ . В качестве параметра кривых принято значение $S = \frac{a_1}{z_1}$, описывающее геометрию вытягивающего промежутка, значение l - отношения длин промежутков фиксировано. При этом величина радиуса апертурных отверстий в электродах равна a_1 .

Вне области $2 < \Gamma < 3,5$, где зависимость от S слабая, можно заметить, что большим значениям S соответствуют меньшие величины оптимального первеанса при фиксированном значении Γ .

Такой же результат был предсказан теоретически при исследовании этой зависимости с привлечением самосогласованного решения^{/5/}. К сожалению, данные эксперимента^{/4/} не подтверждают этого вывода.

Сравнивая рис. 2, 4, 6, можно видеть, что с увеличением как S , так и Γ , растет ширина диапазона $\Delta(P/P_0)$, внутри которого расходимость θ меньше некоторого θ_0 . Этот вывод хорошо согласуется с данными эксперимента^{/4/}.

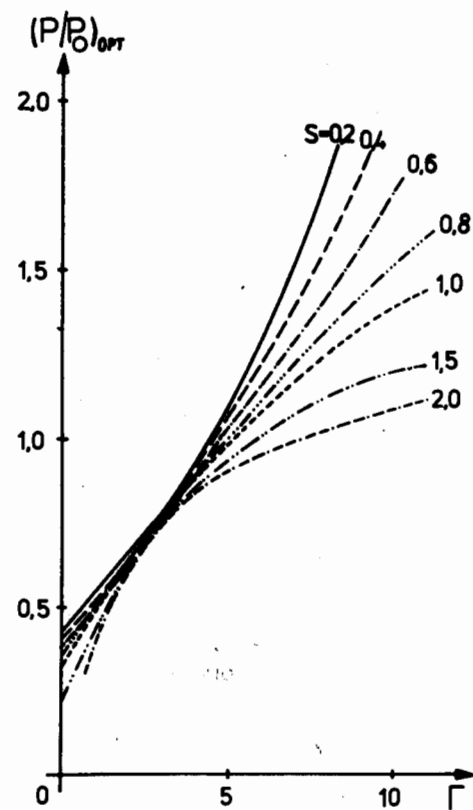


Рис. 5. Зависимость оптимального первеанса от отношения напряжений при различных значениях параметра S . Остальные параметры, как на рис. 2.

Надо подчеркнуть, что из линейной оптической теории получение этого результата невозможно.

Зависимость величины угловой расходимости пучка θ от первеанса P/P_0 в случае больших S более резкая, чем для меньших /см. рис. 2 и 6/.

Как видно из рис. 3в и 5, получение функциональной зависимости θ от S есть следствие введения нами в расчеты величины радиуса апертурных отверстий электродов. Без этого учета зависимость $(P/P_0)_{\text{ОПТ}}$ от S исчезает, и наши результаты приближаются к результатам линейной оптической модели /рис. 3а и 6/.

Зависимость оптимального первеанса от параметра Γ при различных величинах l , полу-

ченная по предложенной нами модели, хорошо согласуется с результатами эксперимента и самосогласованного решения и заметно отличается от результатов линейной оптической теории. Рассматриваемая зависимость, особенно при больших значениях l , фактически близка к параболе. Линейная оптическая теория предсказывает почти линейный ход кривой.

2.3. Минимальный угол расходимости пучка

На рис. 7 представлена зависимость минимального угла расходимости пучка $\theta_{\text{МИН}}$ от величины Γ . В качестве параметров кривых взяты величины S и l .

Необходимо отметить, что линейная оптическая теория^{/5/} при фиксированной конечной энергии не дает зависимости $\theta_{\text{МИН}}$ от Γ . Наши результаты находятся в хорошем качественном согласии с экспериментом, т.е. рост Γ приводит в основном к уменьшению значения $\theta_{\text{МИН}}$.

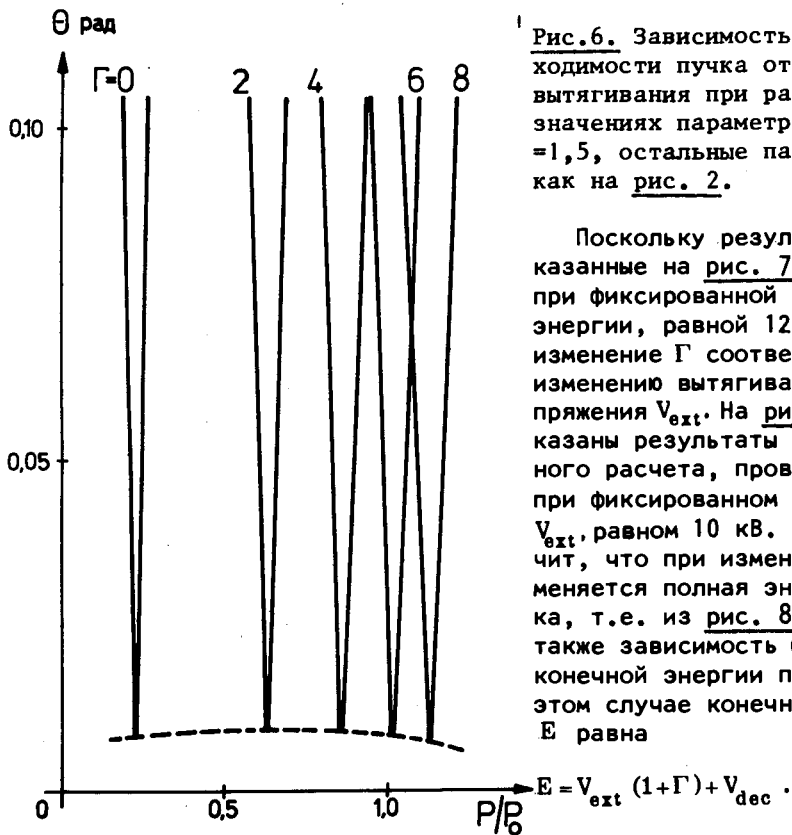


Рис. 6. Зависимость угла расходимости пучка от первеанса вытягивания при различных значениях параметра Γ . $S = 1,5$, остальные параметры, как на рис. 2.

Поскольку результаты, показанные на рис. 7, получены при фиксированной конечной энергии, равной 120 кэВ, изменение Γ соответствует изменению вытягивающего напряжения V_{ext} . На рис. 8 показаны результаты аналогичного расчета, проведенного при фиксированном значении V_{ext} , равном 10 кВ. Это значит, что при изменении Γ меняется полная энергия пучка, т.е. из рис. 8 видна также зависимость θ_{MIN} от конечной энергии пучка. В этом случае конечная энергия E равна

По мере увеличения полной энергии пучка, как видно из рис. 8, угол θ_{MIN} уменьшается примерно пропорционально $E^{-1/2}$, что, по-видимому, и наблюдается в эксперименте [4].

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Представленные результаты расчетов, проведенных по предложенной нами модели, являющейся дальнейшим развитием линейной оптической модели, дают ряд выводов и функциональных зависимостей, находящихся в хорошем качественном согласии как с экспериментальными данными, так и с результатами решения самосогласованной ионооптической задачи.

Это особенно касается зависимости θ_{MIN} от различных параметров системы, зависимости θ от относительного первеанса P/P_0 , от Γ и влияния величины S на качество пучка.

Представленный вариант модели основан на параксиальном приближении и, вследствие этого, конечно, не охватывает абберационных эффектов.

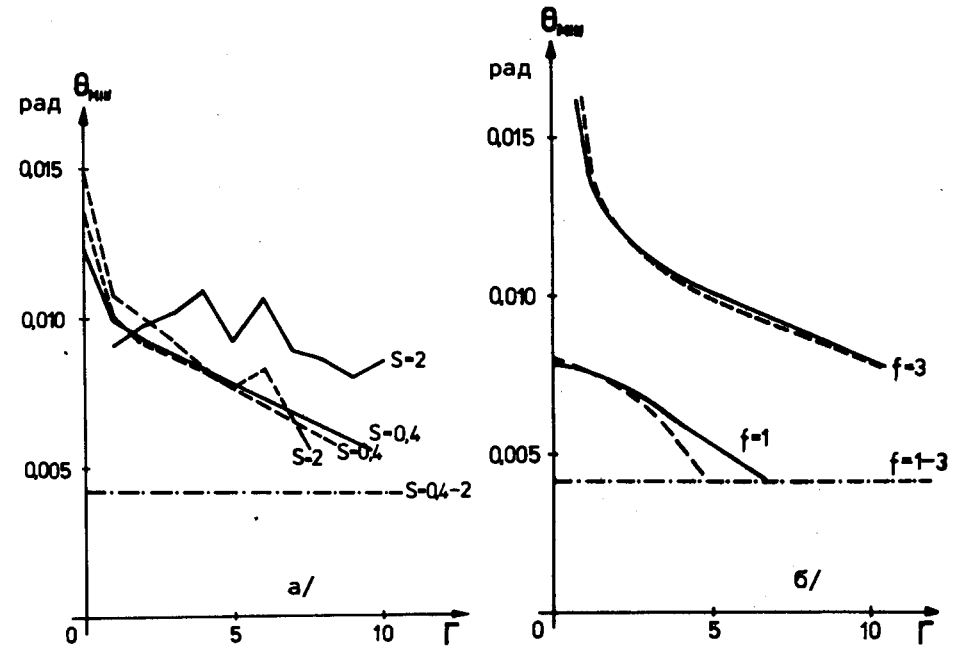


Рис. 7. Зависимость минимального угла расходимости пучка от отношения напряжений: а/ параметр кривых S ; б/ параметр кривых f . Остальные параметры, как на рис. 2.

Количественно мы не достигли хорошего согласия с экспериментом, что свойственно всем представленным до сих пор ионо-оптическим теориям. Однако использованная нами модель в сравнении с разработанными до настоящего времени методами охватывает качественно более широкий круг вопросов, и ее предсказания значительно ближе к экспериментальным данным.

Как видно из представленных результатов, самыми существенными параметрами, характеризующими ионооптическую систему с пучком, являются относительный первеанс вытягивания P/P_0 , определяющий фокусирующие свойства поверхности плазменного эмиттера и геометрию промежутка вытягивания $[P/P_0 = f(I, V_{ext}, a_1, z_1)]$ и отношение Γ/f , характеризующее эффективность основной электростатической линзы системы $[\Gamma/f = f(V_{acc}, V_{ext}, z_1, z_2)]$.

Сравнение полученных результатов с экспериментом и результатами решения самосогласованной задачи показывает, что предложенный нами метод может быть с успехом использован для оперативного определения основных параметров многокаскадных ионооптических систем при минимальных, в сравнении с самосогласованным решением, затратах счетного времени.

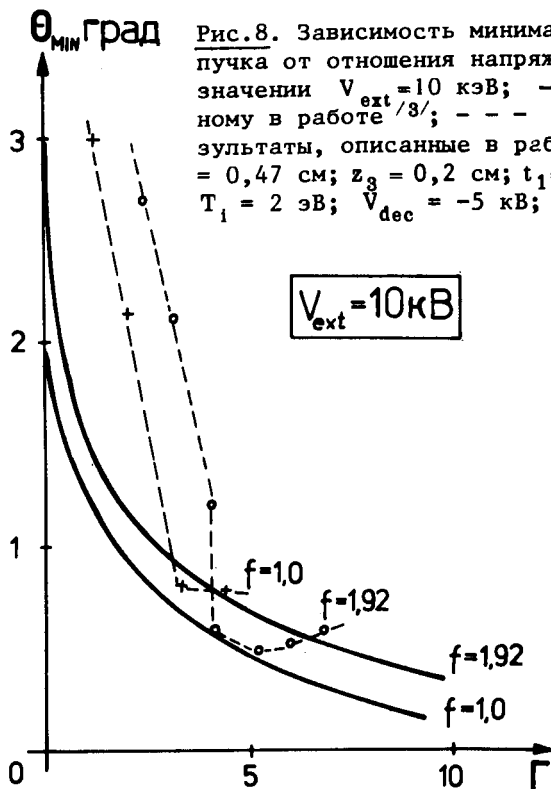


Рис.8. Зависимость минимального угла расходимости пучка от отношения напряжений при фиксированном значении $V_{\text{ext}} = 10 \text{ кВ}$; — по методу, описанному в работе /3/; - - - экспериментальные результаты, описанные в работе /5/. $S = 0,4$; $z_1 = 0,47 \text{ см}$; $z_3 = 0,2 \text{ см}$; $t_1 = t_2 = t_3 = t_4 = 0,16 \text{ см}$; $T_1 = 2 \text{ эВ}$; $V_{\text{dec}} = -5 \text{ кВ}$; $r_1 = r_2 = r_3 = r_4 \equiv a_1$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Chavet I., Bernas R. Nucl.Instrum.Meth., 1967, 47, p. 77. Coupland J.R. et al. Rev.Sci.Instrum., 1973, 44(9), pp. 1258-1270. Raiko V. Kernenergie, 1967, 10(3), pp. 85-89.
2. Green T.S. IEEE Trans. on Nucl.Sci., 1976, v. NS-23, No.3, pp. 918-928. Дитрих Ю. ОИЯИ, 9-80-495, Дубна, 1980. Green T.S. J. Phys.D: Appl.Phys., 1976, 9(7), pp. 1165-1171.
3. Козловски З.А., Дитрих Ю. ОИЯИ, 9-81-208, Дубна, 1981.
4. Kim J. et al. Rev.Sci.Instrum., 1979, 50(2), pp.201-206.
5. Kim J. et al. J. Appl.Phys., 1978, 49(2), pp. 517-524.
6. Whealton J.H., Whitson J.C. Particle Accelerators, 1980, 10(3-4), pp. 235-251.

Рукопись поступила в издательский отдел
27 марта 1981 года.