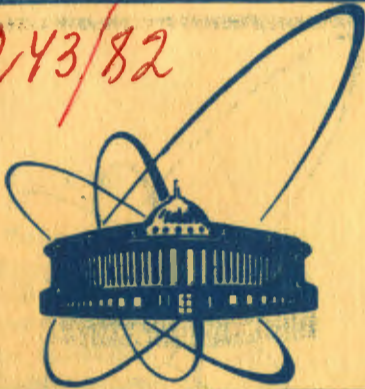


243/82



сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
дубна

10/1-83

9-82-757

Ю.Дитрих, З.А.Козловски

СРАВНЕНИЕ ИОНООПТИЧЕСКИХ  
СВОЙСТВ ОДНО- И ДВУХКАСКАДНЫХ СИСТЕМ

1982

## ВВЕДЕНИЕ

Развитие ускорительной техники, в частности, сильноточных протонных ускорителей, прогресс в области термоядерных исследований, ряд вопросов прикладного характера - ставят задачу получения и формирования мощных, интенсивных пучков ионов. Для примера приведем требования к инжекторам быстрых атомов водорода в термоядерных установках: ток пучка на выходе из источника /в протонном эквиваленте/ должен быть от 30 до 70 А при энергии частиц от 40 до 120 кэВ, плотность тока - до  $0,3 \text{ А/см}^2$ , угловая расходимость - менее  $1^\circ / \sqrt{I}$ .

Понятие интенсивный пучок в какой-то мере условно. Для определения граничного значения, с которого можно считать пучок интенсивным, воспользуемся уравнением Капчинского-Владимирского для огибающей пучка <sup>2/</sup>:

$$\frac{d^2 r}{dz^2} + kr - \frac{c}{r} \left(\frac{A}{Z}\right)^{1/2} \frac{I}{V^{3/2}} - \frac{c^2}{r^3} = 0, \quad /1.1/$$

где  $r$  - радиус пучка в см.,  $A$  - массовое число частицы,  $Z$  - кратность заряда,  $c$  - численная константа, равная  $6,5 \times 10^5$ ,  $I$  - ток пучка в амперах,  $V$  - ускоряющее напряжение в вольтах,  $k$  - эмиттанс пучка /см·рад/,  $k$  - постоянная, характеризующая фокусирующие свойства ионооптической системы,  $z$  - продольная координата.

В этом уравнении третий член описывает кулоновское расталкивание частиц пучка, а четвертый связан с поперечными скоростями частиц. Условимся считать пучок интенсивным, с существенным пространственным зарядом, когда в уравнении /1.1/ отношение третьего члена к четвертому больше или равно единице.

Возможность использования классических результатов электронной оптики, полученных в свое время при разработке мощных электронных СВЧ приборов, в ионных источниках ограничена для узкого круга задач, связанных с ионами, эффективно получаемыми методом поверхностной ионизации, где эмиттирующей поверхности можно механически придать нужную форму.

В подавляющем большинстве случаев в качестве эмиттера ионов используется граница плазмы. Положение и форма эмиттирующей поверхности являются функцией параметров плазмы и применяемой конфигурации полей. Среди многих методов образования плазменных эмиттеров для получения интенсивных ионных пучков самое широкое применение нашел метод газового разряда без внешнего или в присутствии внешнего магнитного поля. Плазме такого разряда, особен-

но в случае больших размеров эмиттера, присуща пространственная неоднородность, а в случае применения магнитного поля - также и временные флуктуации величины разрядного тока. Очень большой величины эти неоднородности достигают в другой перспективной разновидности ионных источников, где плазма создается мощным импульсом лазерного излучения.

В связи с этим ионооптическая система /ИОС/ должна обеспечить получение пучка с заданной энергией  $E_N$ , величиной тока  $I$  /во многих применениях задается также плотность тока  $j$  / и углом расходимости  $\theta$ . При этом требуется, чтобы ИОС была нечувствительной к временным и пространственным флуктуациям плотности тока эмиссии, а также могла легко перестраиваться на другие значения параметров ( $E_N, I, j, \theta$ ) путем изменения электрических или геометрических характеристик. Иначе говоря, ИОС должна обладать достаточным набором свободных, взаимно несвязанных параметров, позволяющих производить регулировку и подбор оптимальных условий работы.

Целью настоящей работы является сравнение характеристик различных ИОС для выявления "оптимального" варианта, обеспечивающего выполнение указанных выше требований.

Сравнение будет проведено расчетным путем с использованием линейной оптической модели /3/.

## 2. СИСТЕМЫ ИЗВЛЕЧЕНИЯ ПУЧКА ИЗ ПЛАЗМЫ

Рассмотрим методы получения цилиндрических пучков. Самым простым является система, включающая в себя плазменный и вытягивающий электроды /рис.1а/. В связи с тем, что вытягивание и ускорение пучка происходят в одном промежутке, такую систему называют однокаскадной. Пролетное отверстие в вытягивающем электроде всегда образует рассеивающую линзу. Получение сходящегося или параллельного пучка возможно только при первоначально сходящемся пучке.

Обычно эту систему дополняют третьим электродом /рис.1б/, создающим при помощи небольшого тормозящего потенциала барьер, препятствующий проникновению в область вытягивания, частиц, нейтрализующих пространственный заряд пучка. Поскольку конечная энергия в основном определена вытягивающей разностью потенциалов, систему считают также однокаскадной.

Когда напряжение поля во втором промежутке ( $E_2$ ) соизмеримо с напряжением в первом промежутке, получаем вторую разновидность - двухкаскадную ИОС /ускорение - ускорение/, где пространственно разделены области вытягивания и ускорения пучка. В зависимости от соотношения напряженностей полей  $f_E = E_2 / E_1$ , линза, образованная вытягивающим электродом, может быть или рассеивающей ( $f_E < 1$ ), или собирающей ( $f_E > 1$ ). Выходная линза системы - рассеивающая. Таким образом, требование первоначально сходящегося пучка для

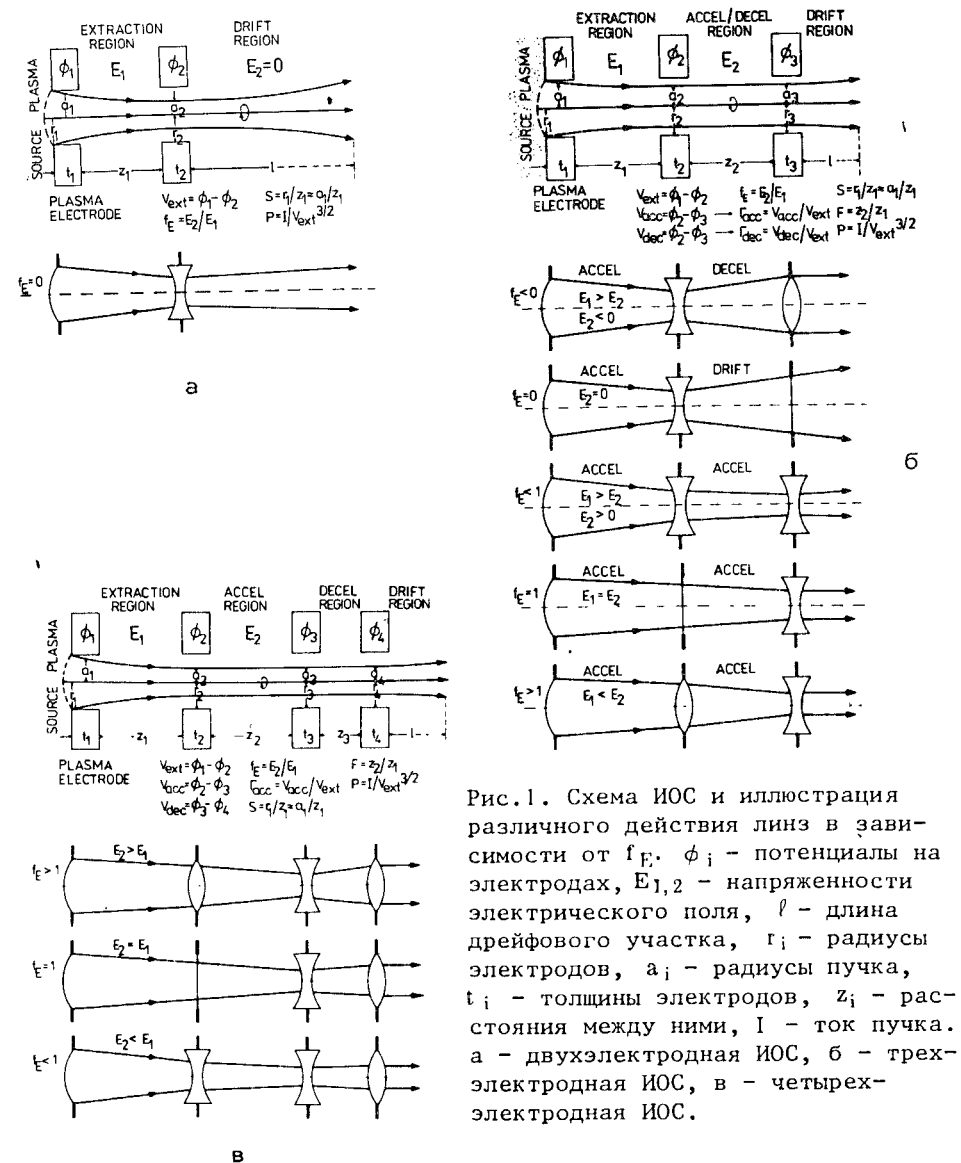


Рис.1. Схема ИОС и иллюстрация различного действия линз в зависимости от  $f_E$ .  $\phi_i$  - потенциалы на электродах,  $E_{1,2}$  - напряженности электрического поля,  $l$  - длина дрейфового участка,  $r_i$  - радиусы электродов,  $a$  - радиусы пучка,  $t_i$  - толщины электродов,  $z_i$  - расстояния между ними,  $I$  - ток пучка. а - двухэлектродная ИОС, б - трехэлектродная ИОС, в - четырехэлектродная ИОС.

получения на выходе ИОС параллельного или сходящегося пучка, в случае  $f_E > 1$  здесь снято.

Как и в однокаскадной системе, дополнение описанного набора трех электродов четвертым, к которому прикладывают небольшой тормозящий потенциал, не меняет сущности системы, поэтому она также считается двухкаскадной. Добавление четвертого электрода приводит к улучшению условий сохранения в пучке электронов,

нейтрализующих пространственный заряд ионов. Действие линз в системе представлено на рис.1в.

Во всех перечисленных вариантах ИОС кривизна поверхности эмиттера определена первеансом  $P$  вытягиваемого пучка и аспектным соотношением  $S$ , т.е. параметрами пучка в первом межэлектродном промежутке и его геометрией. В зависимости от значения этих величин, пучок может быть вначале сходящимся, параллельным или расходящимся. Обозначая начальный угол для цилиндрического пучка как  $\theta_0$ , можно показать<sup>4/</sup>, что для частицы, стартующей из крайней точки эмиттера, имеем:

$$\theta_0 = 0,625 S \left( \frac{P}{P_0} - 1 \right) \left[ 1 - 0,195 \left( \frac{P}{P_0} - 1 \right) \right], \quad /2.1/$$

где  $P_0$  - первеанс Чайльда-Ленгмюра,

$$P_0 = \frac{4}{9} \pi \epsilon_0 \left( \frac{2eZ}{AM} \right)^{1/2} S^2 \quad /2.2/$$

/отрицательные значения  $\theta_0$  соответствуют сходящемуся пучку, для  $(P/P_0) = 1$ , эмиттер является плоским/.

В формуле /2.2/  $\epsilon_0$  - диэлектрическая постоянная вакуума,  $e$  - заряд протона,  $M$  - его масса,  $S$  - "аспектное соотношение", т.е. отношение начального радиуса пучка к длине промежутка вытягивания.

В расчетах за основные параметры, характеризующие пучок и ИОС, мы принимали относительный первеанс промежутка вытягивания  $P/P_0$ , отношение ускоряющей или замедляющей разности потенциалов к вытягивающей разности потенциалов

$$\Gamma_{acc} = \frac{V_{acc}}{V_{ext}} > 0; \quad \Gamma_{dec} = \frac{V_{dec}}{V_{ext}} < 0,$$

аспектное соотношение  $S$ , соотношение длин промежутков ускорения и вытягивания  $F = z_2/z_1$  и конечную энергию  $EN = ZeU_{EN}$ .

Конкретные расчеты проводились с применением следующих значений величин /см. рис.1/:  $t_1 = t_2 = t_3 = t_4 = 0,34$ ,  $r_1 = r_2 = r_3 = r_4 = a_1$ ,  $F = 1,92$ ,  $z_3 = 0,43 z_1$ ,  $T_i = 2$  эВ. В режиме компенсации пространственного заряда пучка для четырехэлектродной системы  $V_{dec} = -5$  кВ. В трехэлектродной двухкаскадной системе  $\Gamma_{dec}$  является параметром. Для двух-, трех- и четырехэлектродных ИОС величина  $l$  равнялась  $2,36 z_1$ ,  $0,6 z_1$  и  $0$  соответственно. Различие в значениях  $l$  связано с тем, что расчет параметров пучка проводился до точки, находящейся на одинаковом удалении от эмиттера. В случае  $EN = const$ , в двухкаскадной системе, изменение параметра  $\Gamma_{acc}$  приводит к изменению  $V_{ext}$ . В этих расчетах принималось  $U_{EN} = 60$  кВ. Проведены также расчеты с фиксированным напряжением вытягивания  $V_{ext} = 10$  кВ.

### 3. СВОЙСТВА ОДНОКАСКАДНЫХ СИСТЕМ

Характерной чертой всех типов ИОС с плазменным эмиттером является V-образная зависимость угла расходимости пучка от приведенного первеанса  $P/P_0$  /см. рис.2 и 5/. Минимальная величина угла расходимости  $\theta_{MIN}$  /соответствующий ей относительный первеанс будем называть оптимальным -  $(P/P_0)_{OPT}$  является функцией "поперечной температуры" пучка  $T_i$  и ускоряющего напряжения. Для любой однокаскадной ИОС существует всегда только один набор параметров, для которого сумма эффектов кулоновского расталкивания и фокусировки линзами в данной точке равна нулю. Вследствие инвариантности эмиттанса в этой точке  $\theta_{MIN} \sim (T_i/EN)^{1/2}$ .

Поскольку в однокаскадных ИОС вытягивающий электрод образует всегда рассеивающую линзу, плазменный эмиттер должен обеспечить начальную сходящуюся пучка вследствие влияния пространственного заряда. В первом приближении угол  $\psi$ , связанный с дефокусирующим действием отверстия в вытягивающем электроде, можем считать равным  $\psi = a_2/3 z_1$ . При этом закон распределения поля в вытягивающем промежутке принимался  $\phi \sim z^{4/3}$  /см. рис.1а/. Угол расходимости  $\theta_1 = \theta_0 + \psi$  на выходе из вытягивающего электрода /с учетом только оптического действия линз/ связан с относительным первеансом  $P/P_0$  простой зависимостью

$$\theta_1 \approx \frac{S}{2} \left( \frac{5}{3} \frac{P}{P_0} - 1 \right), \quad /3.1/$$

т.е.

$$\left( \frac{P}{P_0} \right)_{OPT} = 0,6. \quad /3.2/$$

Как следует из результатов расчета /см. рис.2/, оптимальный первеанс слабо зависит от конечной энергии и равен для принятых значений параметров  $\sim 0,25$ . Разница в значениях /0,6 и 0,25/ обусловлена тем, что используемая нами модель<sup>3/</sup> учитывает также эффекты пространственного заряда и поперечных скоростей.

При росте конечной энергии /вытягивающего напряжения/ первеанс пучка в ИОС уменьшается пропорционально  $(EN)^{-3/2}$ . Для сохранения условий получения  $\theta_{MIN}$  /уравнение /3.2// мы вынуждены или увеличивать ток пучка или, если это невозможно /например, вследствие ограничения по току в плазменном разряде, создающем эмиттер/, уменьшить  $P_0$  путем изменения аспектного соотношения  $S$ . К этому надо добавить, что уменьшение  $S$  приводит к небольшому уменьшению  $\theta_{MIN}$ , что особенно заметно при небольших  $EN$  /см. рис.3/.

Таким образом, для обеспечения оптимизации в однокаскадной системе необходима возможность регулировки межэлектродного расстояния.

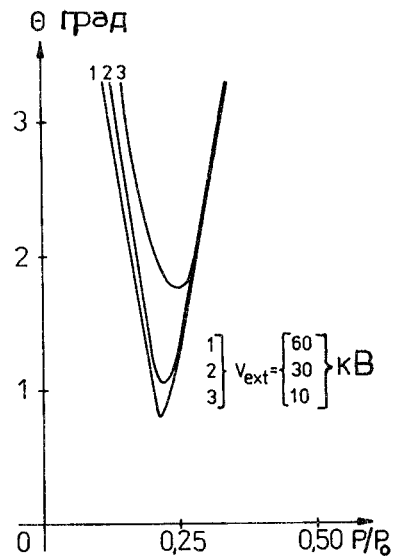


Рис. 2. Зависимость угла расходимости пучка  $\theta$  от приведенного первеанса вытягивания  $P/P_0$  в двухэлектродной ИОС.

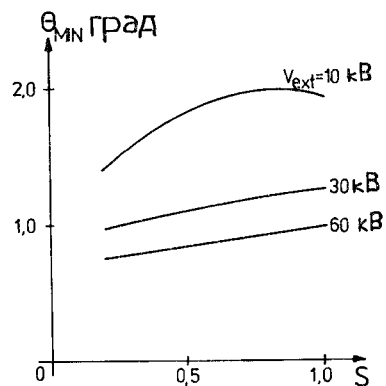


Рис. 3. Зависимость минимального угла расходимости пучка  $\theta_{\text{MIN}}$  от "aspect ratio"  $S$  в двухэлектродной ИОС.

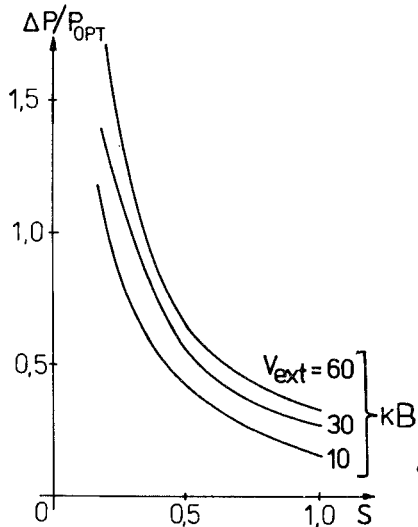


Рис. 4. Относительные изменения первеанса  $\Delta P/P_{\text{OPT}}$ , обеспечивающие пучок угловой расходимостью  $\theta < \omega = 0,05$  рад в функции "aspect ratio"  $S$  в двухэлектродной ИОС.

Обязательным условием стабильности формы плазменного эмиттера является равенство плотности тока пучка  $j$ , плотности тока ионов из плазмы на ее границе  $j_{\text{пл}}$ . Это условие можно записать в виде

$$j_{\text{пл.}} = j \sim P$$

и

$$j_{\text{пл.}} = 0,4 en_i \left( \frac{2T_e}{MA} \right)^{1/2} \sim n_i,$$

где  $n_i$  - плотность ионов,  $T_e$  - температура электронов плазмы, т.е.

$$\frac{\Delta P}{P_{\text{OPT}}} \sim \frac{\Delta n_i}{n_i}.$$

/3.3/

Из приведенных выражений /3.2/ и /3.3/ видно, что любые изменения плотности ионов плазмы, геометрии эмиттера или тока пучка приведут к отклонению  $\frac{P}{P_0}$  от оптимального значения. Мерой чувствительности ИОС к таким флюктуациям является ширина области  $\Delta P$ , внутри которой величина угла расходимости остается меньше некоторой заданной величины  $\omega$ . Зависимость относительной ширины  $\Delta P/P_{\text{OPT}}$  для  $\omega = 0,05$  рад от аспектного соотношения  $S$  для однокаскадной системы представлена на рис. 4. Параметром кривых является конечная энергия пучка /здесь  $U_{FN} = V_{\text{ext}}$ /. Весьма примечательно, что рост ширины  $\Delta P$  в функции  $EN$  вызван уменьшением минимального значения  $P/P_0$  при постоянном значении правой границы функции  $\theta = f\left(\frac{P}{P_0}\right)$  /см. рис. 2/. Заметим также, что при этом выполняется условие  $\Delta P \cdot S \approx \text{const}$ .

Как упоминалось раньше, однокаскадные ИОС могут выступать в двух разновидностях - с замедляющим электродом или без него. Ионнооптические характеристики на выходе из ИОС в обоих случаях качественно совпадают. Небольшие различия в значении численных параметров можно объяснить тем, что невозможно создать вполне эквивалентную двух- и трехэлектродную однокаскадную ИОС /одинаковым  $EN$  соответствуют несколько отличающиеся величины  $V_{\text{ext}}$ , или для одинаковых  $V_{\text{ext}}$  получаем несколько отличающиеся  $EN$ /. Преимуществом трехэлектродной системы является то, что она обеспечивает лучшие условия нейтрализации пространственного заряда пучка в области дрейфа.

#### 4. ДВУХКАСКАДНЫЕ ИОС

Разделение функций вытягивания и ускорения ионов посредством введения дополнительного электрода приводит к появлению в ИОС новых, свободных параметров: соотношение длин промежутков ускорения и вытягивания ( $F$ ) и соотношение напряжений ускорения и вытягивания ( $\Gamma_{acc}$ ). Ход зависимости  $\theta = f(\frac{P}{P_0})$ , рассчитанный для четырехэлектродной двухкаскадной системы, представлен на рис.5. Как и для всех ИОС, включающих в себя плазменный эмиттер, наблюдается характерная V-образная зависимость. Однако при фиксированной конечной энергии величина  $\theta_{MIN}$  может существенно меняться в функции параметра  $\Gamma_{acc}$ . Рост величины этого параметра приводит, во-первых, к сдвигу  $(P/P_0)_{OPT}$  в сторону больших значений /см. рис.6/, во-вторых, значение величины  $\theta_{MIN}$  уменьшается, в третьих - растет значение  $\Delta P/P_{OPT}$ . Весьма существенно и то, что рост  $\frac{\Delta P}{P_{OPT}}$  не является асимметричным как в случае однокаскадной ИОС. По мере роста  $\Gamma_{acc}$  раздвигаются обе границы, причем для достаточно больших  $\Gamma_{acc}$  зависимость  $\theta$  от  $P/P_0$  становится очень слабой.

Величина  $\theta_{MIN}$  при фиксированном  $\Gamma_{acc}$  практически не зависит от аспектного соотношения  $S$ . Как и в случае зависимости  $P/P_0$ , росту  $\Gamma_{acc}$ , для любого  $S$ , соответствует уменьшение  $\theta_{MIN}$  /см. рис.7/. Ширина области  $\Delta P/P_{OPT}$  сужается по мере роста  $S$ .

Вторым, кроме аспектного соотношения, геометрическим параметром системы является соотношение длин промежутков  $F$ . Рост параметра  $F$  при фиксированных значениях остальных параметров приводит к увеличению  $\theta_{MIN}$  и уменьшению значений  $(P/P_0)_{OPT}$  и  $\Delta P/P_{OPT}$ .

Изменение величины  $\theta_{MIN}$  в двухкаскадной системе /при фиксированном значении  $EN$  / есть следствие оптического действия основной линзы системы, образованной вытягивающим электродом. Для соотношения напряженностей  $f_E > 1$  /что соответствует  $\Gamma_{acc}/F > \frac{4}{3}$  / эта линза является собирающей, т.е. для получения  $\theta_{MIN}$  допускается расходящийся в области вытягивания пучок. На выходе из ИОС компрессия пучка существенно меньше, чем в случае  $f_E \leq 1$ .

Приведенные выше данные о зависимости параметров двухкаскадной ИОС от величин  $\Gamma_{acc}$  и  $F$  можно свести к зависимости от соотношения  $\Gamma_{acc}/F = f_E$ . Росту  $f_E$  соответствуют рост  $(P/P_0)_{OPT}$ ,  $\frac{\Delta P}{P_{OPT}}$

и уменьшение  $\theta_{MIN}$ . Небольшие отклонения значений параметров ИОС для одного и того же значения  $f_E$ , вычисленных при различных абсолютных значениях  $\Gamma_{acc}$  и  $F$ , связаны с различием влияния эффекта "провисания" потенциалов в пролетных отверстиях электродов.

Следует заметить, что увеличение  $f_E$  при фиксированном значении  $EN$  и  $F$  тождественно уменьшению  $V_{ext}$ , т.е. даже при фиксированном значении тока в промежутке вытягивания растет  $P/P_0$ . В эксперименте предел возможных значений  $f_E$  /независимо от спо-

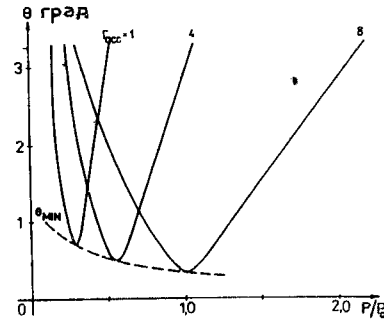


Рис.5. Зависимость угла расходимости пучка  $\theta$  от приведенного первеанса вытягивания  $P/P_0$  в четырехэлектродной ИОС.

Рис.6. Оптимальный первеанс  $(P/P_0)_{OPT}$  в функции параметра  $\Gamma_{acc}$  в четырехэлектродной ИОС.

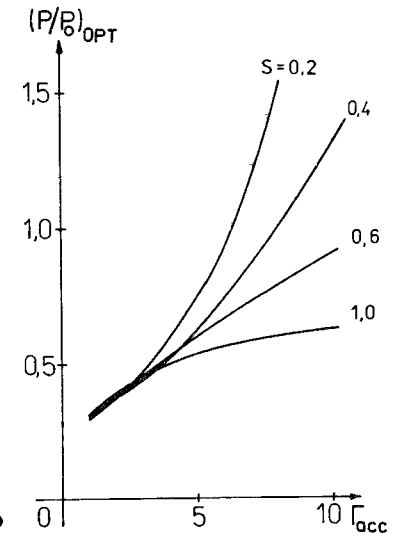


Рис.7. Зависимость минимального угла расходимости пучка  $\theta_{MIN}$  от "aspect ratio"  $S$  в четырехэлектродной ИОС.

соба реализации роста  $f_E$  - увеличения  $\Gamma_{acc}$  или уменьшения  $F$  /определен условиями высоковольтной прочности ускоряющего промежутка. Варьирование  $f_E$  для получения высоких значений  $(P/P_0)_{OPT}$  происходит значительно эффективнее за счет уменьшения  $F$  /т.е.  $z_2$  /, однако получение высоких значений  $f_E$  ограничено допустимой напряженностью поля, которая обратно пропорциональна  $z_2$ . С этой точки зрения увеличение  $f_E$  за счет перераспределения напряжений  $V_{ext}$  и  $V_{acc}$  не ставит таких жестких условий /изменение  $\Gamma_{acc}$  от 1 до  $\infty$  вызывает лишь двукратное увеличение напряженности поля в промежутке ускорения/.

Итак, на примере рассчитанной нами четырехэлектродной двухкаскадной системы можно заметить /см. рис.5/, что при переходе от  $\Gamma_{acc} = 1$ , к  $\Gamma_{acc} = 8$ ,  $V_{ext}$  падает в 4,5 раза, т.е. первеанс  $P$  растет в 9,5 раз, при увеличении  $(P/P_0)_{OPT}$  только в три раза /ширина области  $\Delta P/P_{OPT}$  для  $\omega = 0,05$  рад увеличивается в этом

случае примерно в пять раз/. Иначе говоря, изменение  $\Gamma_{acc}$  путем перераспределения потенциалов для достижения величины  $\theta_{MIN}$  заставляет нас уменьшить ток пучка примерно в три раза. Единственный выход из этого затруднения - соответствующее увеличение  $P_0$  путем увеличения аспектного соотношения  $S (P_0 \sim S^2)$ . В связи с сопутствующим увеличению  $\Gamma_{acc}$  падением  $V_{ext}$  здесь не возникает трудностей, связанных с прочностью промежутка вытягивания. Результатом достижения  $\theta_{MIN}$  при увеличенном значении тока является сужение области  $\Delta P/P_{OPT}$ , т.е. повышение чувствительности системы к флуктуациям тока пучка или неоднородности эмиттера.

В случае, если возможно увеличение значения  $f_E$  за счет уменьшения длины ускоряющего зазора ( $z_2$ ), весь прирост значения  $(P/P_0)_{OPT}$  может быть использован для повышения первеанса  $P$  путем увеличения тока пучка /при одновременном увеличении ширины области  $\Delta P/P_{OPT}$ /. К сожалению, диапазон возможных изменений  $z_2$  относительно узок. Для уменьшения влияния пространственного заряда и теплового разброса скоростей обычно ИОС конструируют минимальной длины.

Итак, для использования всех возможностей оптимизации ИОС надо также иметь возможность изменения величин  $z_1$  и  $z_2$  /т.е. параметров  $S$  и  $F$ /. С точки зрения получения минимального значения угла расходимости  $\theta$  при варьировании тока пучка, возможность изменения  $z_1$  /напомним, что  $\theta_{MIN}$  от  $S \approx a_1/z_1$  практически не зависит/ является очень ценным свойством двухкаскадных ИОС.

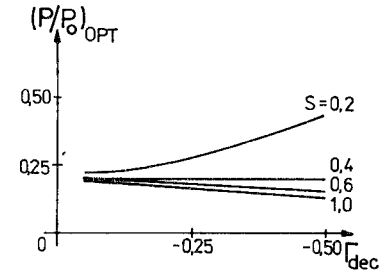
Как следует из приведенных результатов, параметром, определяющим поведение ИОС, является соотношение  $f_E \approx \Gamma_{acc}/F$ . Оптимизация параметров ИОС при фиксированном значении конечной энергии  $EN$  может быть обеспечена путем изменения потенциала на вытягивающем электроде ( $\Gamma_{acc}$ ) и расстояния эмиттер - вытягивающий электрод.

Примечание: Особый случай двухкаскадной трехэлектродной ИОС - это система ускорение - замедление для  $\Gamma_{dec}$ , обеспечивающего существенное торможение пучка. Системы такого типа применяются тогда, когда нужна небольшая конечная энергия пучка  $EN$  при значительной величине тока, превосходящей возможности однокаскадной системы. Из наших расчетов следует, что в диапазоне  $\Gamma_{dec}$  до  $-0,5$  /что соответствует уменьшению в два раза  $U_{EN}$  в сравнении

с  $V_{ext}$  / величина  $(P/P_0)_{OPT}$  мало чувствительна к изменению  $\Gamma_{dec}$  /см.

рис.8/. Для небольших  $S < 0,5$  величина  $\theta_{MIN}$  также практически не зависит от  $\Gamma_{dec}$ . Однако для больших аспектных соотношений  $(S-1)\theta_{MIN}$  резко возрастает по мере роста  $\Gamma_{dec}$ . Ход зависимости параметров  $(\theta_{MIN}) (P/P_0)_{OPT}, \Delta P/P_{OPT}$  от аспектного соотношения показывает, что такого рода системы нецелесообразно применять для  $S > 0,5$ , поскольку растет  $\theta_{MIN}$ , падает  $(P/P_0)_{OPT}$ , и область нечувствительности к флуктуациям тока и неоднородности эмиттера

Рис.8. Оптимальный первеанс  $(P/P_0)_{OPT}$  в функции параметра  $\Gamma_{dec}$  в трехэлектродной ИОС /ускорение - замедление/.



резко сужается. В области  $S < 0,5$  поведение ИОС аналогично двухкаскадной системе типа ускорение - ускорение за исключением постоянства  $(P/P_0)_{OPT}$ .

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Результаты сравнения свойств исследованных ИОС представлены на рис.9 и 10. Как следует из этих графиков, при фиксированном значении конечной энергии пучка  $EN$  минимальное значение угла расходимости пучка обеспечивает двухкаскадная четырехэлектродная ИОС. Кроме того, эта система характеризуется самой слабой зависимостью  $\theta_{MIN}$  от аспектного соотношения  $S$ , т.е. при помощи двухкаскадной системы можно получить пучки хорошего качества во всем диапазоне значений  $S$  /вплоть до  $S \sim 1$ /. Для однокаскадных систем росту  $S$  сопутствует возрастание величины  $\theta_{MIN}$ . Чувствительность к изменениям тока пучка или пространственной неоднородности эмиттера для двухкаскадной четырехэлектродной ИОС является также самой низкой среди исследованных систем. Характер зависимости  $\frac{\Delta P}{P_{OPT}}$  от  $S$  одинаков для всех типов рассмотренных здесь ИОС, т.е. росту  $S$  сопутствует уменьшение  $\Delta P/P_{OPT}$ . Отсюда следует, что если в плазменном разряде источника присутствуют колебания, приводящие к изменениям плотности тока во времени, или отбор ионов происходит с большой поверхности плазменного эмиттера с некоторой степенью пространственной неоднородности плотности тока, эмиссии, то надо выбирать величину  $S$  минимально возможной.

На рис.11 представлена зависимость предельно достижимой величины плотности тока эмиссии ионов /обеспечивающей получение величины  $\theta_{MIN}$  и  $(P/P_0)_{OPT}$  / в функции напряжения  $U_{EN}$ , соответствующего конечной энергии  $EN = ZeU_{EN}$ . Для расчетов мы приняли толщину плазменного электрода  $t_1 = 1,5$  мм и  $V_{ext} \geq 5$  кВ. Напряжение пробоя  $U_{пр.}$  определено по эмпирической формуле  $U_{пр.} = 80 z_1^{0,8}$  /где  $z_1$  - в см и  $U_{пр.}$  - в кВ/ на основании экспериментальных данных для ряда мощных плазменных источников ионов /1/.

При заданной конечной энергии ионов  $EN$  в случае однокаскадной ИОС существует только одно значение предельной плотности тока эмиссии. При помощи параметра  $\Gamma_{acc}$  в двухкаскадной четырех-

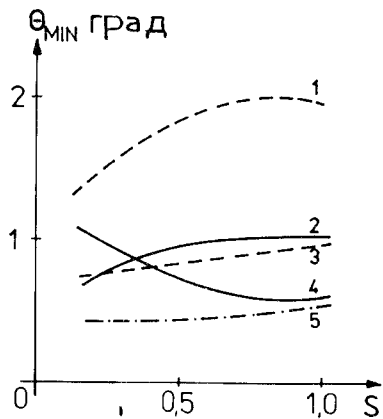


Рис.9. Зависимость минимального угла расходимости пучка  $\theta_{\text{MIN}}$  от "aspect ratio"  $S$ . 1 - двухэлектродная ИОС,  $U_{\text{EN}}=V_{\text{ext}} = 10$  кВ. 2 - трехэлектродная ИОС в режиме ускорение - замедление,  $U_{\text{EN}}=60$  кВ,  $V_{\text{ext}} = 63,2$  кВ,  $\Gamma_{\text{dec}} = -0,05$ . 3 - двухэлектродная ИОС,  $U_{\text{EN}}=V_{\text{ext}} = 60$  кВ. 4 - трехэлектродная ИОС в режиме ускорение - ускорение,  $U_{\text{EN}} = 60$  кВ,  $V_{\text{ext}} = 10$  кВ,  $\Gamma_{\text{acc}} = 5$ , 5 - четырехэлектродная ИОС,  $U_{\text{EN}} = 60$  кВ,  $V_{\text{ext}} = 10,8$  кВ,  $\Gamma_{\text{acc}} = 5$ .

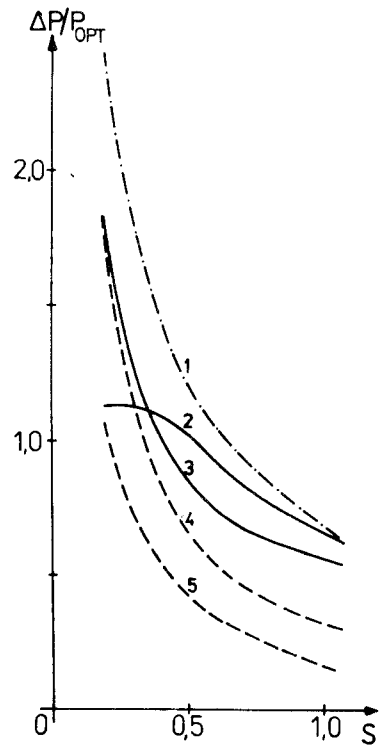


Рис.10. Относительные изменения перванса  $\Delta P/P_{\text{OPT}}$  или плотности плазмы эмиттера  $\Delta n/n$ , обеспечивающие пучок угловой расходимостью  $\theta < \omega = 0,05$  рад в функции "aspect ratio"  $S$ . 1 - четырехэлектродная ИОС,  $U_{\text{EN}}=60$  кВ,  $V_{\text{ext}} = 10,8$  кВ,  $\Gamma_{\text{acc}} = 5$ . 2 - трехэлектродная ИОС в режиме ускорение - ускорение,  $U_{\text{EN}} = 60$  кВ,  $V_{\text{ext}} = 10$  кВ,  $\Gamma_{\text{acc}} = 5$ . 3 - трехэлектродная ИОС в режиме ускорение - замедление,  $U_{\text{EN}}=60$  кВ,  $V_{\text{ext}} = 63,2$  кВ,  $\Gamma_{\text{dec}} = -0,05$ . 4 - двухэлектродная ИОС,  $U_{\text{EN}}=V_{\text{ext}} = 60$  кВ, 5 - двухэлектродная ИОС,  $U_{\text{EN}}=V_{\text{ext}} = 10$  кВ.

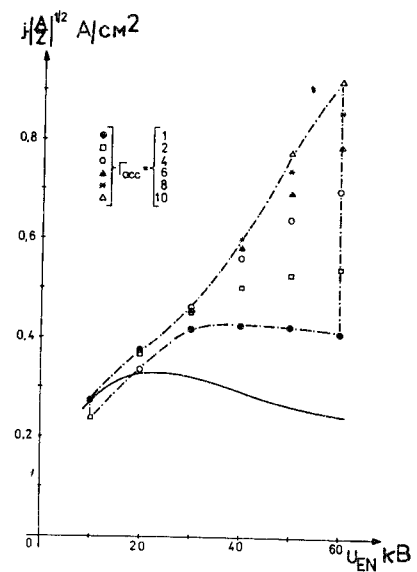


Рис.11. Предельная оптимальная плотность тока эмиттера  $j$  в функции напряжения  $U_{\text{EN}}$ , соответствующего конечной энергии  $EN = ZeU_{\text{EN}}$ .  $V_{\text{ext}} \geq 5$  кВ,  $t_1 = 1,5$  мм; — — — — двухэлектродная ИОС, - - - - - четырехэлектродная ИОС.

электродной ИОС /пунктирные кривые/ можно при фиксированном  $EN$  в определенных границах варьировать эту величину. Ширина области значений оптимальной /т.е. соответствующей условиям получения  $\theta_{\text{MIN}}$  / плотности тока эмиссии определена максимально возможным значением  $\Gamma_{\text{acc}}$  в данной ИОС. Не менее ценным качеством двухкаскадной ИОС является то, что оптимальная плотность тока больше, чем для однокаскадных ИОС, и в области  $U_{\text{EN}} > 20$  кВ не наблюдается падения этой величины, даже для  $\Gamma_{\text{acc}} = 1$ . Между прочим, отсутствие этого свойства у однокаскадных ИОС было одним из основных факторов, вызвавших потребность разработки многокаскадных систем. Падение оптимальной плотности тока с ростом  $EN$  приводило к нежелательному росту поверхности эмиттера со всеми следующими из этого эксплуатационными неудобствами.

Из приведенных результатов следует, что двухкаскадная четырехэлектродная ИОС является наиболее универсальной, обеспечивающей получение пучка с минимальной угловой расходимостью в широком диапазоне изменения тока пучка и плотности тока эмиттера, при низкой чувствительности к флуктуациям тока пучка.

Полное использование ресурсов такой ИОС возможно при наличии регулировок геометрических параметров /  $S$  - отношения радиуса эмиттера к длине промежутка вытягивания и  $F$  - соотношения длин промежутков ускорения и вытягивания/ и значений потенциалов на вытягивающем и ускоряющем электродах /параметр  $\Gamma_{\text{acc}}$ /.

ЛИТЕРАТУРА

1. Семашко Н.Н. и др. Инжекторы быстрых атомов водорода. Энергоиздат, М., 1981.
2. Green T.S. Reports on Progress in Phys., 1974, 37(10), p.1257.
3. Дитрих Ю., Козловски З.А. ОИЯИ, 9-82-283, Дубна, 1982;



Дитрих Ю., Козловски З.А. ОИЯИ, 9-82-284, Дубна, 1982;  
 Дитрих Ю., Козловски З.А. ОИЯИ, 9-82-608, Дубна, 1982.  
 4. 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.

## НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

|               |   |            |
|---------------|---|------------|
| Д13-11182     | Труды IX Международного симпозиума по ядерной электронике. Варна, 1977.   | 5 р. 00 к. |
| Д17-11490     | Труды Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1977.  | 6 р. 00 к. |
| Д6-11574      | Сборник аннотаций XV совещания по ядерной спектроскопии и теории ядра. Дубна, 1978.   | 2 р. 50 к. |
| Д3-11787      | Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.   | 3 р. 00 к. |
| Д13-11807     | Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.  | 6 р. 00 к. |
|               | Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/   | 7 р. 40 к. |
| Д1,2-12036    | Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978  | 5 р. 00 к. |
| Д1,2-12450    | Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.   | 3 р. 00 к. |
|               | Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/  | 8 р. 00 к. |
| Д11-80-13     | Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979            | 3 р. 50 к. |
| Д4-80-271     | Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.  | 3 р. 00 к. |
| Д4-80-385     | Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.  | 5 р. 00 к. |
| Д2-81-543     | Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981  | 2 р. 50 к. |
| Д10,11-81-622 | Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980                      | 2 р. 50 к. |
| Д1,2-81-728   | Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.  | 3 р. 60 к. |
| Д17-81-758    | Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.   | 5 р. 40 к. |
| Д1,2-82-27    | Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.  | 3 р. 20 к. |
| Р18-82-117    | Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981. | 3 р. 80 к. |

Рукопись поступила в издательский отдел  
 2 ноября 1982 года.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:  
 101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79  
 Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

**ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ  
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ**

| Индекс | Тематика   |
|--------|--|
| 1.     | Экспериментальная физика высоких энергий   |
| 2.     | Теоретическая физика высоких энергий   |
| 3.     | Экспериментальная нейтронная физика  |
| 4.     | Теоретическая физика низких энергий  |
| 5.     | Математика   |
| 6.     | Ядерная спектроскопия и радиохимия   |
| 7.     | Физика тяжелых ионов   |
| 8.     | Криогеника   |
| 9.     | Ускорители   |
| 10.    | Автоматизация обработки экспериментальных данных   |
| 11.    | Вычислительная математика и техника  |
| 12.    | Химия  |
| 13.    | Техника физического эксперимента   |
| 14.    | Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами   |
| 15.    | Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях   |
| 16.    | Дозиметрия и физика защиты   |
| 17.    | Теория конденсированного состояния   |
| 18.    | Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники |
| 19.    | Биофизика  |

Дитрих Ю., Козловски З.А. 9-82-757  
Сравнение ионооптических свойств одно- и двухкаскадных систем

Теоретически исследованы однокаскадная /двухэлектродная или трехэлектродная в режиме ускорение - замедление/ и двухкаскадная /трехэлектродная в режиме ускорение - ускорение и четырехэлектродная - в режиме ускорение - ускорение - замедление/ ионооптические системы формирования пучка с плазменным эмиттером. Показано, что двухкаскадная, четырехэлектродная ионооптическая система позволяет получить минимальный угол расходимости пучка, самую слабую зависимость от геометрии вытягивающего промежутка /'aspect ratio'/, наименее чувствительна к изменениям плотности плазмы и для минимального угла расходимости допускает самую высокую плотность тока эмиттера.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Dietrich J., Kozłowski Z.A. 9-82-757  
Comparison of the Ionoptical Parameters of One- and Two-Stage Accelerator Systems

One- and two-stage electrostatic accelerator systems including plasma emitter are theoretically studied and compared. In the two-stage accelerator system (extraction-accel-decel) lowest values of beam divergence, weak influence of aspect ratio, lowest influence to variation in plasma density and biggest current density of the emitter with low beam divergence are obtained in comparison with other studied extraction systems.

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.