

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

3006/82

28/VI-82

P9-82-168

А.Б.Кузнецов, В.А.Прейзендорф

ВЛИЯНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ КУЛОНОВСКИХ СИЛ  
ИОНОВ НА ПАРАМЕТРЫ ИОННОГО ПУЧКА  
КОЛЛЕКТИВНОГО УСКОРИТЕЛЯ

1982

При использовании коллективного ускорителя тяжелых ионов /КУТИ/ в качестве инжектора тяжелоионного синхротрона /ТИС/ требуется преобразование ионного пучка КУТИ с помощью специальных магнитооптических элементов, в результате чего уменьшается его эффективный эмиттанс и обеспечивается его транспортировка и согласование с ТИСом <sup>/1-4/</sup>. Для этого необходимо хорошо знать параметры ионного пучка на выходе КУТИ - такие, как поперечный и продольный размеры, угловая расходимость, энергетический разброс, которые определяются условиями рождения и движения ионов в электронном кольце. Ранее обычно предполагалось <sup>/1,5/</sup>, что ионы совершают гармонические колебания в потенциальной яме электронного кольца, а влиянием собственного кулоновского поля ионов на это движение пренебрегалось. Влияние собственных кулоновских сил ионов на изменение среднеквадратичных размеров электронно-ионного кольца при накоплении ионов азота в процессе сжатия кольца в атмосфере остаточного газа рассмотрено в <sup>/6/</sup>. Там движение ионов представлено в виде колебаний, происходящих в потенциальной яме, описываемой эффективным суммарным квадратичным потенциалом, то есть проведение на линеаризация кулоновских сил ионов. При характерном для КУТИ числе электронов  $N_e \approx 10^{13}$  и числе ускоряемых ионов урана  $N_i = 5 \cdot 10^{10}$  со средней зарядностью  $Z \sim 25^{7/}$  их собственное поле также заметно сказывается на движении ионов в кольце и, следовательно, на выходных параметрах ионного пучка, причем, как будет показано ниже, заметные изменения вносит учет нелинейности кулоновских сил ионов.

Для простоты будем предполагать, что поперечное сечение электронного кольца - круг радиуса  $a_e$ , а рождение ионов происходит равномерно по сечению с нулевой начальной скоростью /модель Ласлетта <sup>/5/</sup>/. В этом случае <sup>/5,8/</sup> плотность образовавшихся ионов неравномерна по сечению кольца и имеет особенность в центре, а зависимость радиальной кулоновской силы ионов по сечению кольца имеет нелинейный характер. Будем также считать, что накопление ионов происходит из импульсного источника нейтральных атомов в течение короткого промежутка времени, за который в кольце образуются только однозарядные ионы, после чего источник ионов отключается. Предполагается также, что собственное кулоновское поле первичных ионов мало и не влияет существенно на их функцию распределения. Тогда на фазовой плоскости  $p, v_p$  /  $p \geq 0$  - радиус полярной системы ко-

ординат, связанной с центром сечения кольца/ пучок однозарядных ионов представляет собой полуэллипс с равномерной внутри него фазовой плотностью частиц.

При последующей ступенчатой ионизации образовавшиеся в кольце ионы увеличивают свою зарядность  $Z$ . Без учета собственных кулоновских сил ионов малый поперечный размер ионного пучка  $a_i$  затухает приблизительно как  $Z^{-1/4}$ , максимальная скорость ионов  $v_{max}$  растет  $\sim Z^{1/4}$ , а фазовые траектории остаются полуэллипсами /1,5/. Однако по мере роста  $Z$  кулоновские силы, пропорциональные  $Z^2$ , начинают все сильнее влиять на движение ионов в электронном кольце, что приводит ввиду их нелинейности к деформации фазовых траекторий. Если пренебречь дискретностью изменения  $Z$  и считать, что зарядность ионов непрерывно адиабатически растет /это является достаточно хорошим отображением реальной картины /1/, то фазовая плотность частиц в области, занимаемой пучком, в соответствии с теоремой Лиувилля остается равномерной. Тогда, пренебрегая эффектами кривизны кольца, напряженность поля ионной компоненты можно записать в виде

$$E_{\rho}^i = \frac{Ze N_i}{\pi R \rho} \frac{\int_0^{\rho} |v_{\Gamma}(x)| dx}{\int_0^{a_i} |v_{\Gamma}(x)| dx}, \quad /1/$$

где  $e$  - элементарный заряд;  $R$  - большой радиус кольца;  $v_{\Gamma}(\rho)$  - фазовая траектория /симметричная относительно горизонтальной оси/, ограничивающая область фазовой плоскости, занимаемую ионным пучком. Если малый размер электронного кольца  $a_e \geq a_i$  и плотность электронов по сечению равномерна, то напряженность поля электронной компоненты кольца, действующей на ионы, равна

$$E_{\rho}^e = \frac{e N_e}{\pi R a_e^2} \rho. \quad /2/$$

Легко убедиться, что в канонических переменных  $q = \rho$  и  $p = AMv$ , где  $A$  - массовое число;  $M$  - масса протона; гамильтониан иона, движущегося в полях /1/ и /2/, будет иметь вид

$$H = \frac{AMv^2}{2} + \frac{Ze^2 N_e}{2\pi R a_e^2} \rho^2 - \frac{Z^2 e^2 N_i}{\pi R} \int_0^{\rho} \frac{du}{u} \frac{\int_0^u |v_{\Gamma}(x)| dx}{\int_0^{a_i} |v_{\Gamma}(x)| dx}. \quad /3/$$

Уравнение фазовой траектории определяется из условия  $H(p, q) = W$ , где  $W$  - полная энергия иона, и имеет вид

$$v^2(\rho) = - \frac{Ze^2 N_e}{\pi R A M a_e^2} \rho^2 + \frac{2Z^2 e^2 N_i}{\pi R A M} \int_0^{\rho} \frac{du}{u} \frac{\int_0^u |v_{\Gamma}(x)| dx}{\int_0^{a_i} |v_{\Gamma}(x)| dx} + \frac{2W}{AM}. \quad /4/$$

Полную энергию иона удобно выразить через его потенциальную энергию в точке наибольшего удаления  $\rho_m$  ( $v(\rho_m) = 0$ ). Тогда уравнение фазовой траектории записывается в виде

$$v(\rho) = \pm \sqrt{\frac{Ze^2 N_e}{\pi R A M a_e^2} [(\rho_m^2 - \rho^2) - \frac{2ZN_i a_e^2}{N_e} \frac{\rho_m \int_0^{\rho} |v_{\Gamma}(x)| dx}{\int_0^{a_i} |v_{\Gamma}(x)| dx}]} \quad /5/$$

Введем обозначения:  $w = \sqrt{\frac{e^2 N_e}{\pi R A M}}$ ,  $\epsilon = \frac{N_i}{N_e}$  и  $\bar{\rho} = \frac{\rho}{a_i}$ , тогда

$$v(\bar{\rho}) = w \sqrt{Z} \frac{a_i}{a_e} f(\bar{\rho}, \bar{\rho}_m), \quad /6/$$

где

$$f(\bar{\rho}, \bar{\rho}_m) = \pm \sqrt{\bar{\rho}_m^2 - \bar{\rho}^2 - \mu \int_{\bar{\rho}}^{\bar{\rho}_m} \frac{S(u)}{u} du}. \quad /7/$$

Здесь  $\mu = \frac{2Z\epsilon}{S_1} \left(\frac{a_e}{a_i}\right)^2$ ;  $S(u) = \int_0^u |f_{\Gamma}(x)| dx$ ;  $S_1 = S(1)$ , а

$$f_{\Gamma}(\bar{\rho}) = f(\bar{\rho}, 1) = \pm \sqrt{1 - \bar{\rho}^2 - \mu \int_{\bar{\rho}}^1 \frac{S(u)}{u} du} \quad /8/$$

соответствует граничной фазовой траектории  $v_{\Gamma}(\bar{\rho})$ . Из /6/ и /8/ видно, что форма граничной фазовой траектории зависит только от параметра  $\mu$ . Эта зависимость показана на рис.1. Уравнение /8/ решалось численно методом последовательных приближений.

При  $\mu = 0$  все фазовые траектории - полуэллипсы, они описывают движение ионов, пересекающих ось пучка. Если  $\mu > 0$ , то уже не все ионы пересекают ось. Фазовая траектория /сепаратриса/, разграничивающая ионы, пересекающие и не пересекающие ось,

описывается формулой /7/ при  $\bar{\rho}_m = \bar{\rho}_{mc}$ , причем  $\bar{\rho}_{mc}$  определяется из условия

$$\bar{\rho}_{mc}^2 = \mu \int_0^{\bar{\rho}_{mc}} \frac{S(u)}{u} du. \quad /9/$$

На рис.1 пунктиром показаны сепаратрисы, соответствующие  $\mu = 1$  и 4.

При медленном изменении параметров  $Z$ ,  $a_e$ ,  $a_i$  и  $R$  адиабатическим инвариантом является площадь, охватываемая фазовой траекторией /9/, или в нашем случае для граничной траектории

$$I = \oint p dq = \int_0^{a_i} |v_{\Gamma}(\rho)| d\rho = const. \quad /10/$$

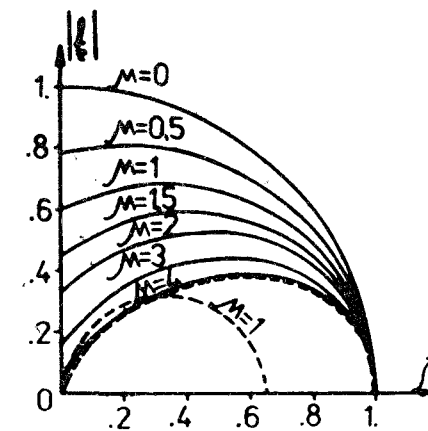


Рис.1

Если считать, что в начальный момент при  $Z = 1$ ,  $R = R_0$ ,  $w = w_0$  и  $a_e = a_{e0}$  малый размер ионного кольца совпадает с размером электронного кольца, а граничная фазовая траектория  $f_{\Gamma_0}(\bar{\rho})$  - полуэллипс, то из адиабатического инварианта, используя /6/ и переходя к переменной  $\bar{\rho}$ , получим

$$\int_0^{a_i} |v_{\Gamma}(\rho)| d\rho = w \int_0^{\bar{a}_e} Z \frac{a_i^2}{a_e} |f_{\Gamma}(\rho)| d\rho = w \int_0^{\bar{a}_e} Z \frac{a_i^2}{a_e} S_1 = w_0 a_{e0} \int_0^1 |f_{\Gamma_0}(\rho)| d\rho = w_0 a_{e0} \frac{\pi}{4}, \quad /11/$$

откуда следует закон изменения размера ионного пучка  $\bar{a}_i = \frac{a_i}{a_{e0}}$ :

$$\bar{a}_i^2 = \bar{a}_e \sqrt{\frac{\bar{R}}{Z}} \frac{\pi}{4S_1}, \quad /12/$$

где  $\bar{a}_e = \frac{a_e}{a_{e0}}$ ;  $\bar{R} = \frac{R}{R_0}$ . Используя /12/, перепишем также выражение для  $\mu$ :

$$\mu = \frac{8}{\pi} Z^{3/2} \epsilon \bar{a}_e R^{-1/2}. \quad /13/$$

Как показали расчеты, зависимость входящей в /12/ величины

$\frac{\pi}{4S_1}$  от  $\mu$ , полученная при решении уравнения /8/, с хорошей точностью ( $\leq 1\%$ ) описывается линейной функцией  $1 + \frac{\pi}{8} \mu$  /при  $\mu \leq 5$ /. Тогда для закона изменения поперечного размера ионного пучка получаем простое выражение:

$$\bar{a}_i^2 = \sqrt{\frac{\bar{R}}{Z}} \bar{a}_e \left( 1 + \frac{\epsilon Z^{3/2} \bar{a}_e}{\sqrt{R}} \right). \quad /14/$$

Закон изменения максимальной скорости ионов в кольце следует из /6/:

$$\bar{v}_{max} = \frac{v_{max}}{w} = \sqrt{\frac{Z}{R}} \frac{\bar{a}_i}{\bar{a}_e} f_{\Gamma_{max}}. \quad /15/$$

где величина  $f_{\Gamma_{max}}$  определяется при решении уравнения /8/. Из расчетов следует, что величину  $f_{\Gamma_{max}}$  можно также аппроксимировать, хотя и с меньшей точностью ( $\leq 5\%$ ), простой зависимостью:

$$f_{\Gamma_{max}} = \frac{1}{1 + \frac{\pi}{8} \mu}, \quad /16/$$

и тогда

$$\bar{v}_{max} = \sqrt{\frac{Z}{R}} \frac{1}{\sqrt{\bar{a}_e \left( 1 + \frac{\epsilon Z^{3/2} \bar{a}_e}{\sqrt{R}} \right)}}. \quad /17/$$

Отсюда видно, что хотя форма граничной фазовой траектории сильно зависит от  $\mu$ , произведение  $\bar{v}_{max} \bar{a}_i \approx 1$  приблизительно сохраняется. Используемые в /1/ зависимости  $\bar{a}_{i0} = Z^{-1/4}$  и  $\bar{v}_{max0} = Z^{1/4}$  следуют из /14/ и /17/ при  $\epsilon \rightarrow 0$ ,  $\bar{R} = 1$  и  $\bar{a}_e = 1$ .

Методика расчета изменения размеров электронного кольца  $\bar{a}_e$  аналогична описанной выше для ионов. Так, например, в модели электронного кольца без энергетического разброса /10/ его поперечные размеры определяются электронами, имеющими нулевой момент относительно центра поперечного сечения кольца и совершающими радиальные колебания в кольце подобно ионам. Тогда, если пренебречь собственными силами электронов, влияние которых мало по сравнению с кулоновскими силами ионов и внешним фокусирующим магнитным полем, то уравнение граничной фазовой траектории для таких электронов имеет вид

$$v_{\Gamma}^e = \frac{\beta c}{R} a_e f_{\Gamma}^e(\bar{\rho}), \quad /18/$$

где

$$f_{\Gamma}^e(\bar{\rho}) = \pm \sqrt{(1-\bar{\rho}^2)v^2 + \frac{\kappa \bar{R}^2 \epsilon Z}{\bar{a}_e^2} \left[ \sigma \left( \bar{\rho} - \frac{\bar{a}_i}{\bar{a}_e} \right) \ln \frac{1}{\bar{\rho}^2} + \sigma \left( \frac{\bar{a}_i}{\bar{a}_e} - \bar{\rho} \right) \left( \ln \frac{\bar{a}_e^2}{\bar{a}_i^2} + \frac{2}{S_1} \int_{\bar{\rho} \frac{\bar{a}_e}{\bar{a}_i}}^1 \frac{S(u)}{u} du \right) \right]}. \quad /19/$$

Здесь  $\bar{\rho} = \frac{\rho}{a_e}$ ;  $\kappa = \frac{r_e N_e R_0}{\pi n a_{e0}^2}$ ;  $r_e$  - классический радиус электрона;  $c$  - скорость света;  $\gamma = (1-\beta^2)^{-1/2}$  - релятивистский фактор электронов / $\gamma = \gamma_0$  при  $R = R_0$  и в процессе сжатия кольца  $\gamma R = \text{const}$ /;  $\sigma(x)$  - функция Хевисайда;  $v$  - безразмерная частота бетатронных колебаний электронов во внешнем магнитном поле и в поле ионов, накопленных из остаточного газа. Поскольку мы рассматриваем кольцо кругового поперечного сечения, то полагаем, что частоты колебаний во взаимно перпендикулярных направлениях равны. При характерных для КУТИ параметрах  $\kappa \approx 2,5$ .

Изменение поперечного размера электронного кольца находится также из адиабатического инварианта и имеет вид

$$\left( \frac{\bar{a}_e}{R} \right)^2 = \frac{S_{e0}}{S_e}, \quad /20/$$

где

$$S_e = \int_0^1 |f_{\Gamma}^e(x)| dx, \quad S_{e0} = \int_0^1 |f_{\Gamma_0}^e(x)| dx.$$

Отметим, что в частном случае линейной зависимости кулоновских сил ионов  $S(u) = S_1 u^2$  выражения /8/ и /19/ будут иметь вид

$$f_{\Gamma} = \sqrt{(1-\bar{\rho}^2) \left( 1 - \frac{\mu S_1}{2} \right)} = \sqrt{(1-\bar{\rho}^2) \left( 1 - \epsilon Z \frac{\bar{a}_e^2}{\bar{a}_i^2} \right)}, \quad /21/$$

$$f_{\Gamma}^e = \sqrt{(1-\bar{\rho}^2)v^2 + \frac{\kappa \bar{R}^2 Z}{\bar{a}_e^2} \left[ \sigma \left( \bar{\rho} - \frac{\bar{a}_i}{\bar{a}_e} \right) \ln \frac{1}{\bar{\rho}^2} + \sigma \left( \frac{\bar{a}_i}{\bar{a}_e} - \bar{\rho} \right) \left( \ln \frac{\bar{a}_e^2}{\bar{a}_i^2} + \left( 1 - \frac{\bar{\rho}^2 \bar{a}_e^2}{\bar{a}_i^2} \right) \right) \right]}. \quad /22/$$

а изменение  $\bar{a}_i$  определяется выражением

$$\bar{a}_i^2 = \bar{a}_e \sqrt{\frac{\bar{R}}{Z}} \left( \sqrt{1 + \left( \frac{\epsilon Z^{3/2} \bar{a}_e}{2\sqrt{\bar{R}}} \right)^2} + \frac{\epsilon Z^{3/2} \bar{a}_e}{2\sqrt{\bar{R}}} \right). \quad /23/$$

Все сказанное выше справедливо при условии  $a_i < a_e$ , так как при  $\rho > a_e$  изменяется вид напряженности поля электронной компоненты кольца /2/. Используя /13/ и /14/, легко показать, что

$$\frac{a_i}{a_e} = (Z\bar{R})^{-1/4} \sqrt{\frac{\bar{R}}{a_e}} \left( 1 + \frac{\pi}{8} \mu \right). \quad /24/$$

Как будет видно из дальнейшего рассмотрения, при постоянном радиусе кольца ( $\bar{R} = 1$ ) условие  $\frac{a_i}{a_e} \leq 1$  выполняется при всех значениях параметров  $\epsilon$  и  $Z$ , представляющих практический интерес. При переменном  $\bar{R}$  важно, чтобы на начальной стадии зарядность увеличивалась быстрее, чем уменьшается радиус кольца, то есть чтобы выполнялось условие  $Z\bar{R} > 1$ . Если радиус инжекции ионов выбран так, что вначале условие не выполняется, то это приведет к тому, что размер ионного пучка будет больше электронного. В этом случае адиабатическая зависимость размера ионного пучка меняется. Темп роста зарядности ионов несколько замедляется, а затухание  $a_i$  в зависимости от  $Z$  увеличивается. На некотором радиусе  $a_e$  и  $a_i$  вновь сравниваются и тогда все предыдущее рассмотрение становится справедливым.

На рис.2 показано, как уменьшается размер электронного кольца КУТИ  $\bar{a}_e$  с ростом  $\epsilon Z$  при различном числе ионов ( $\epsilon = N_i / N_e$ ) для случая нелинейного /сплошные кривые/ и линейного /пунктирные кривые/ характера кулоновских сил ионов. Здесь и ниже предполагается, что радиус кольца постоянен ( $\bar{R} = 1$ ),  $\kappa = 2,5$  и  $\nu = 0,5$ . Здесь же приведена приближенная кривая адиабатического изменения размера электронного кольца /штрих-пунктир/:

$$\bar{a}_e^{-2} = \sqrt{1 + \left( \frac{\kappa \epsilon Z}{2\nu^2} \right)^2} - \frac{\kappa \epsilon Z}{2\nu^2}, \quad /25/$$

полученная из формулы /22/ в предположении  $\bar{a}_i = \bar{a}_e$ , то есть соответствующая случаю линейных кулоновских сил и совпадающим размерам электронного и ионного колец.

Видно, что в случае нелинейных сил затухание  $\bar{a}_e$  сильнее, чем при линейных и с ростом  $\epsilon$  это различие возрастает. Видно также, что приближенная формула /25/ достаточно хорошо отражает основную закономерность и приближение тем лучше, чем больше  $\epsilon$ .

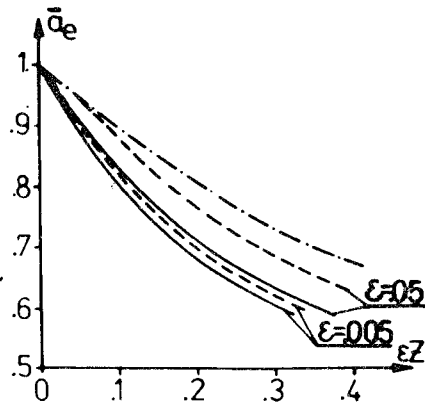


Рис.2

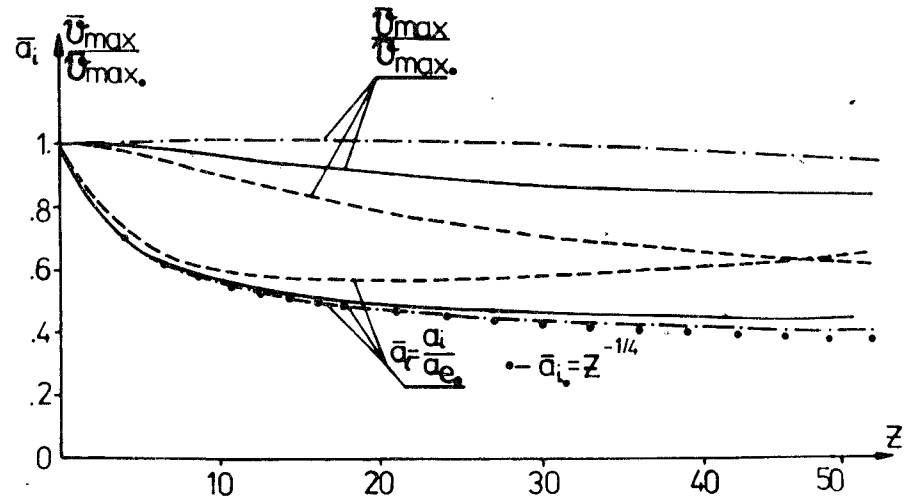


Рис.3

Следует заметить, что есть ряд факторов, например рассеяние электронов на ионах, замедляющих затухание  $\bar{a}_e$ . Поэтому в дальнейшем наряду с совместным адиабатическим затуханием размеров электронного и ионного колец рассмотрен для примера также случай изменения параметров ионного пучка при постоянном размере электронного кольца ( $\bar{a}_e = 1$ ).

На рис.3 для случая  $N_e = 10^{13}$  и  $N_i = 5 \cdot 10^{10}$  показано изменение размеров ионного кольца с ростом  $Z$  при постоянном  $a_e$  /пунктирная кривая/ и с учетом его затухания /сплошная кривая/. Здесь же для второго случая показано изменение  $\bar{a}_i$  в случае линейной зависимости кулоновских сил ионов /штрих-пунктир/, а также зависимость  $\bar{a}_{i0} = Z^{-1/4}$ . На рис.3 также приведены соответствующие изменения максимальной скорости ионов, отнесенной к  $\bar{v}_{max0} = Z^{1/4}$  - максимальной скорости, определенной без учета собственных кулоновских сил.

На рис.4 показано изменение абсолютных  $\bar{a}_i = \frac{a_i}{a_{e0}}$  и относительных  $\tilde{a}_i = \frac{a_i}{a_e}$  размеров ионного кольца для случая совместного адиабатического затухания размеров электронно-ионного кольца, а также изменение  $\tilde{a}_i$  при линейном характере кулоновских сил. Видно, что в случае большого числа ионов ( $\epsilon = 0,05$ ) при достижении некоторого  $Z = Z_0 / Z_0 \approx 8$  при нелинейных и  $Z_0 \approx 15$  при линейных силах/ размеры электронного и ионного колец становятся равными.

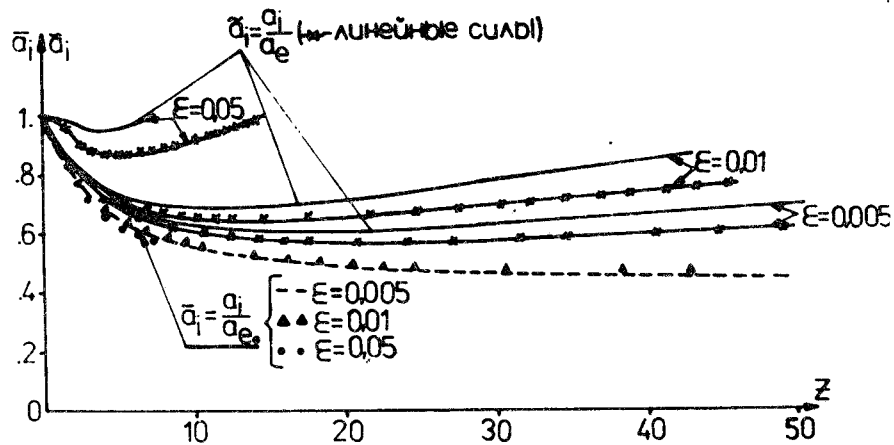


Рис. 4

Затем рассматривалось влияние нелинейных кулоновских сил на параметры ионного пучка после разделения электронной и ионной компонент при его движении в пространстве дрейфа  $l \sim 2$  м/ до поворотно-фокусирующей линзы  $l^{2,3}$ . Распределение ионов внутри граничной фазовой траектории предполагалось однородным в соответствии с теоремой Лиувилля. В этом случае собственная кулоновская сила пучка определяется аналогично  $/1/$ , с той лишь разницей, что граничная фазовая траектория несимметрична относительно горизонтальной оси, а ее форма определяется при решении системы уравнения движения  $N$  пробных частиц, находящихся на ней. Эту систему уравнения можно записать в виде

$$\frac{du_i}{d\tau} = C \frac{S(\rho_i)}{\rho_i}, \quad /26/$$

$$\frac{d\rho_i}{d\tau} = u_i, \quad i = 1, \dots, N.$$

Здесь  $\rho_i$  и  $u_i$  - координаты и скорости частиц, нормированные на максимальные начальные значения  $a_{i0}$  и  $u_{max0}$ ;  $\tau$  - нормированное время;  $C$  - константа, зависящая от нормировки и параметров пучка;  $S(\rho_i)$  - площадь фазовой траектории пучка, заключенная между 0 и  $\rho_i$ .

Решение системы  $/26/$  позволяет наблюдать изменение конфигурации фазового объема пучка, характера собственных кулоновских сил и распределения частиц пучка по скоростям и координатам. При этом площадь, заключенная внутри граничной фазовой траек-

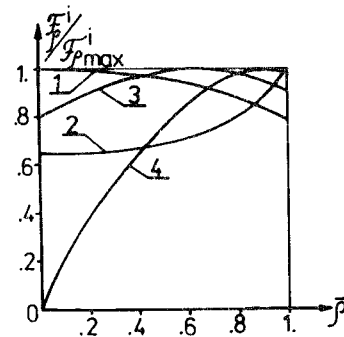


Рис. 5

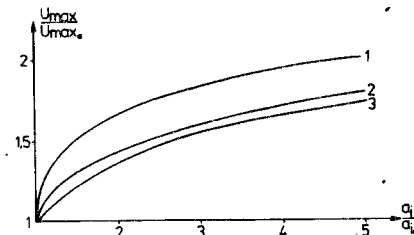


Рис. 6

тории была величиной, по которой осуществлялся контроль точности счета. Относительное отклонение ее от начального значения в процессе счета не превышало величины  $10^{-3}$ .

На рис. 5 показана нормированная зависимость собственных кулоновских сил ионного пучка по его сечению сразу после разделения электронной и ионной компонент для трех случаев: 1 - граница пучка на фазовой плоскости - эллипс с равномерной внутри него фазовой плотностью частиц; 2 - границы пучка - два соосных эллипса, фазовая плотность между которыми равномерна, а в остальной области равна нулю; 3 - граница пучка - фазовая траектория, деформированная с учетом действия собственных кулоновских сил, описанного выше  $/рис. 1/$  ( $\mu = 1, 2$ ). Второй случай в какой-то степени соответствует условиям рождения ионов вблизи поверхности электронного кольца.

На рис. 6 показаны зависимости максимальной скорости ионов от поперечного размера пучка на начальном участке дрейфа при одинаковых начальных условиях и разных характерах распределения кулоновских сил: для линейных кулоновских сил  $/кривая 3/$  и для начального распределения кулоновских сил, соответствующих случаям 1 и 2 рис. 5  $/кривые 1 и 2/$ . Все три кривые рассчитаны для  $Z = 25$  и  $\epsilon = 0,005$ . Как следует из рис. 6, учет нелинейного характера кулоновских сил несколько повышает темп роста поперечной скорости ионов, однако в случае рождения ионов вблизи поверхности электронного кольца это увеличение незначительно.

На рис. 7 кривая 1 иллюстрирует изменение максимальной скорости ионов в пространстве дрейфа, рассчитанное без учета изменения параметров ионного пучка при накоплении ионов: кривые 2 и 3 соответствуют параметрам ионного пучка с учетом действия кулоновских сил при постоянном  $/2/$  и переменном  $/3/$  размерах электронного кольца. Кривые рис. 7 построены в координатах, нормированных на начальный размер пучка  $a_{i0} = a_{e0} Z^{-1/4}$  и максимальную начальную скорость  $v_{max0} = w_0 Z^{1/4}$ .

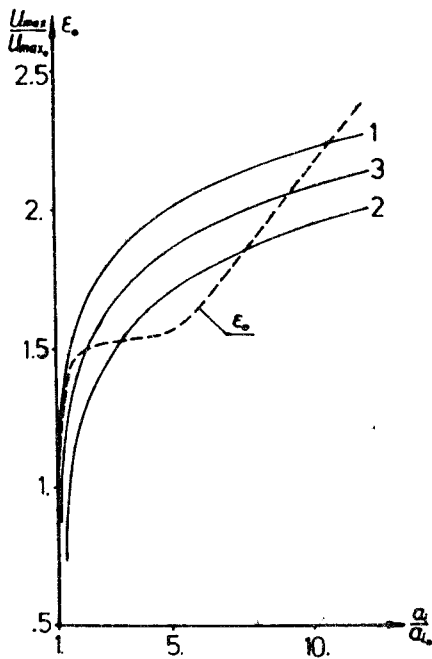


Рис. 7

На рис. 7 показано также /для случая кривой 1/ относительное изменение эффективного эмиттанса  $\epsilon_0$  /продольного или поперечного/, т.е. эллипса минимальной площади с центром в начале координат, описанного вокруг конфигурации пучка на фазовой плоскости. Быстрое увеличение  $\epsilon_0$  в начале разлета пучка /приблизительно в 1,5 раза/ связано с началом изменения формы пучка на фазовой плоскости /рис. 8/: от эллиптической /1/ до "лопасти пропеллера" /2/. Стол кривой  $\epsilon_0$  соответствует окончательному формированию "лопасти", а последующий линейный рост  $\epsilon_0$  связан с искривлением "лопасти" /3/ в результате нелинейного характера кулоновских сил пучка. В случае линейных кулоновских сил  $\epsilon_0$  остается постоянным с точностью ~2%.

В процессе разлета пучка распределение плотности в нем становится более равномерным и характер зависимости собственных кулоновских сил приближается к линейному. Из рис. 5 видно, что начальная нелинейная зависимость силы /1/ к концу участка дрейфа становится довольно близкой к линейной /4/. На рис. 9 показано изменение нормированных начальных распределений час-

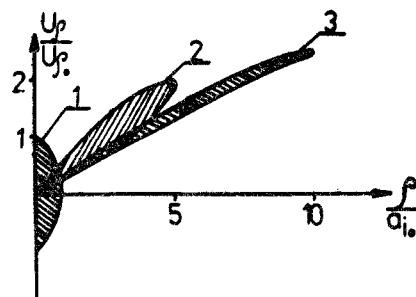


Рис. 8

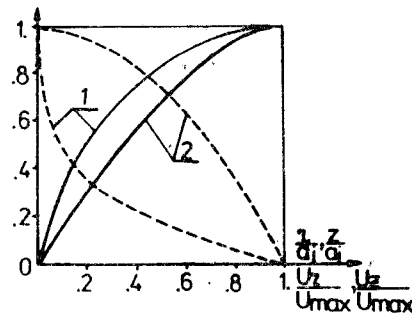


Рис. 9

тиц по координатам и скоростям при движении ионного пучка в пространстве дрейфа. Кривые 1 соответствуют точке разделения компонент пучка для случая равномерного распределения фазовой плотности частиц внутри эллипса /модель Ласлетта/, а кривые 2 - концу участка дрейфа. При этом пунктирные кривые характеризуют относительное распределение частиц по продольным /вдоль движения пучка/ или поперечным координатам ( $z, r$ ) и скоростям ( $u_z, u_r$ ). Сплошные кривые соответствуют доле полного числа частиц, имеющих относительную продольную /или поперечную/ координату и скорость меньше заданной. Из этих распределений /сплошные кривые/ видно, что к концу пространства дрейфа плотность частиц в центральной части пучка, а следовательно, и сила кулоновского расталкивания, лишь в ~1,7 раза больше средней, тогда как в момент разделения компонент этот коэффициент равнялся ~4.

Проведенные расчеты показывают, что учет собственных кулоновских сил ионов в процессе формирования электронно-ионного пучка приводит к уменьшению максимальной скорости ионов и, следовательно, начальной угловой расходимости и начального энергетического разброса в пучке. При параметрах КУТИ  $Z = 25$ ,  $\epsilon = \frac{N_i}{N_e} \approx 0,005$  /уменьшение скорости составляет 27% в случае постоянного размера электронного кольца и ~13% при учете затухания обоих размеров кольца. При этом на столько же увеличивается начальный размер ионного пучка и, соответственно, ослабляются кулоновские силы, а также несколько меняется характер зависимости этих сил. Учет этих факторов в процессе последующего продольного движения пучка приводит к тому, что изменяются его размеры, угловая расходимость, а также эффективный эмиттанс на входе в поворотно-фокусирующую линзу. Все это необходимо учитывать в процессе последующего преобразования пучка /2,3/.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Кузнецов А.Б., Прейзендорф В.А. ОИЯИ, Р9-80-820, Дубна, 1980.
2. Кузнецов А.Б., Прейзендорф В.А. ОИЯИ, Р9-80-821, Дубна, 1980.
3. Кузнецов А.Б., Прейзендорф В.А. ОИЯИ, Р9-80-822, Дубна, 1980.
4. Казаринов Н.Ю. и др. ОИЯИ, 9-80-806, Дубна, 1980.
5. Laslett L.J. ERAN-218, LBL, Berkeley, 1972.
6. Казаринов Н.Ю. и др. ОИЯИ, Р9-12719, Дубна, 1979.
7. Перельштейн Э.А., Ширков Г.Д. ОИЯИ, 9-80-124, Дубна, 1980.
8. Дроздовский А.А. Препринт ИТЭФ-10, М., 1973.
9. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Механика. "Наука", М., 1966.
10. Ярковой О.И. ЖТФ, 1966, 36, с.986.

Рукопись поступила в издательский отдел  
3 марта 1982 года.

## НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

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

Д1,2-9224	IV Международный семинар по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1975.	3 р. 60 к.
Д-9920	Труды Международной конференции по избранным вопросам структуры ядра. Дубна, 1976.	3 р. 50 к.
Д9-10500	Труды II Симпозиума по коллективным методам ускорения. Дубна, 1976.	2 р. 50 к.
Д2-10533	Труды X Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Баку, 1976.	3 р. 50 к.
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.

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

Кузнецов А.Б., Прейзендорф В.А.

P9-82-168

Влияние нелинейных кулоновских сил ионов на параметры ионного пучка коллективного ускорителя

Рассмотрено влияние нелинейных кулоновских сил ионов на параметры ионного пучка КУТИ. Показано, что действие собственных кулоновских сил ионов, накапливаемых в электронном кольце, приводит к увеличению поперечных размеров ионного пучка и уменьшению скоростей ионов в кольце. Нелинейный характер кулоновских сил приводит к более быстрому росту угловой расходимости и энергетического разброса ионного пучка в пространстве дрейфа по сравнению со случаем линейных кулоновских сил. При этом меняется конфигурация пучка на фазовой плоскости и увеличивается его эффективный эмиттанс. Распределение частиц в пучке к концу пространства дрейфа становится более равномерным, а зависимость кулоновских сил приближается к линейной.

Работа выполнена в Отделе новых методов ускорения ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Kuznetsov A.B., Preisendorf V.A.

P9-82-168

The Effect of Nonlinear Ion Space Charge Forces on Ion Beam Parameters of Collective Accelerator

The effect of nonlinear ion space charge forces on ion beam parameters of KUTI accelerator is considered. It is shown that the effect of space charge forces of ions accumulated in the electron ring leads to increasing the transverse size of ion beam and to decrease in ion velocities in the ring. Nonlinear dependence of space charge forces results in more rapid increasing of angle dependence and in the energy spread of ion beam in the drift space as compared with linear dependence of space charge forces. The beam shape on phase plane changes and its effective emittance increases. The distribution of particles in the beam becomes more uniform to the end of the drift space and dependence of space charge forces approaches the linear one.

The investigation has been performed at the Department of New Acceleration Methods, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.