

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
СО АН СССР

П - 27

9-81-150

ПЕРЕЛЬШТЕЙН
Элкуно Аврумович

ТЕОРИЯ И РАСЧЕТ
КОЛЛЕКТИВНОГО УСКОРИТЕЛЯ
ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Специальность: 01.04.02 - теоретическая
и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой
степени доктора физико-математических наук

Работа выполнена в Отделе новых методов ускорения
Объединённого института ядерных исследований

Официальные оппоненты:
академик АН УССР,
профессор

Я. Б. Файнберг

доктор физико-математических
наук, профессор

А. А. Коломенский

доктор физико-математических
наук

Я. С. Дербенев

Ведущее научно-исследовательское
учреждение: Институт теоретической
и экспериментальной физики (Москва).

Защита диссертации состоится " " _____ 19 ____ года
в _____ часов на заседании Специализированного совета Д-002.24.01
при Институте ядерной физики Сибирского отделения АН СССР,
г. Новосибирск.

С диссертацией можно ознакомиться в филиале ГПНТБ по адресу:
г. Новосибирск, Академгородок, Вычислительный центр.

Автореферат разослан " " _____ 1981 г.

Ученый секретарь
Специализированного совета
доктор физико-математических
наук

Я. С. Дербенев

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность проблемы. Разработка коллективного метода ускорения частиц, основы которого были заложены Г. И. Будкером, В. И. Векслером и Я. Б. Файнбергом в работах 1956 г., интенсивно ведется на протяжении двух последних десятилетий.

В последние годы особый интерес к коллективным ускорителям с электронными кольцами проявляется в связи с созданием коллективных ускорителей тяжёлых ионов. Практически на коллективном ускорителе тяжёлых ионов (УТИ) можно ускорить ионы элементов всей периодической таблицы Менделеева без каких-либо серьёзных переделок ускорителя и, что очень существенно, получать большие интенсивности ионных пучков тяжёлых элементов вплоть до урана.

Пучки ускоренных тяжёлых ионов находят самые различные применения как в физических исследованиях, так и при решении практических задач. В ядерной физике ускорители тяжёлых ионов применяются в актуальных исследованиях по синтезу далёких трансурановых элементов, по изучению глубоконеупругих процессов, в экспериментах по получению сверхплотной ядерной материи и т.п. Расширятся исследования по применению тяжёлых ионов в промышленности, химии, биологии, медицине.

Диссертационная работа посвящена разработке коллективного метода ускорения ионов электронными кольцами и созданию коллективного ускорителя тяжёлых ионов.

Цель работы. Исследовать основные физические эффекты при коллективном ускорении ионов электронными кольцами, разработать метод расчета и рассчитать коллективный ускоритель тяжёлых ионов ОИЯИ.

Научная новизна. Новизна приведенных в диссертации научных результатов определяется прежде всего их связью с развитием нового

направления в физике ускорителей – коллективного метода ускорения тяжёлых ионов.

В диссертации содержится теоретическое обоснование и расчет принципиально новой установки – коллективного ускорителя тяжёлых ионов ОИЯИ, открывающей новые возможности развития коллективных ускорителей.

В диссертации получены также следующие новые результаты: теоретически обосновано ускорение самофокусирующихся электронно-ионных колец; обоснована фокусировка электронного кольца при ускорении системой типа "белчье колесо"; показана возможность существования нелинейных стационарных волн в электронных кольцах и поперечных волн в электронно-ионных кольцах; обнаружена нелинейная стабилизация неустойчивости дипольных когерентных колебаний; предложена новая методика расчета и выбора магнитной системы коллективного ускорителя; предложен метод расчета импульсных магнитных полей, экранированных тонкостенной металлической камерой; для расчета динамики пучков заряженных частиц (и, в частности, кольцевых) предложен метод полных моментов функции распределения частиц.

Практическая ценность. Данное в работе физическое обоснование и предложенные методы расчета применялись при проектировании, создании и физическом запуске УТИ ОИЯИ.

Результаты диссертации могут быть использованы в разработках коллективных ускорителей и плазменных установок с импульсными магнитными полями и тонкостенными металлическими камерами.

Апробация работы. Работы, положенные в основу диссертации, докладывались на Международных конференциях по ускорителям заряженных частиц в Ереване (1969 г.), Станфорде (США, 1974 г.) и Серпухове (1977 г.), на IV и VI Всесоюзных совещаниях по ускорителям заряженных частиц (Москва, 1974 г., Дубна, 1978 г.), на I, II и III Симпозиумах по коллективным методам ускорения (Дубна, 1972, 1976 гг., Лагуна-Бич, США, 1978 г.), на Международном совещании по программированию и математическим методам решения физических задач (Дубна, 1977).

Публикации. Основные результаты, вошедшие в диссертацию, отражены в 17 печатных работах, опубликованных в "Журнале технической физики", в журналах "Particle Accelerators" и "Nuclear Instruments and Methods"; трудах конференций и симпозиумов, в виде препринтов и сообщений ОИЯИ /I-17/, а также в журнальном обзоре /18/ в "Физике плазмы" и в монографии /19/.

Объём работы. Диссертационная работа изложена на 183 страницах машинописного текста и иллюстрируется 41 рисунком на 28 страницах и

6 таблицами на 4 страницах. Диссертация состоит из введения, трёх глав, заключения, двух приложений и списка использованной литературы из 174 наименований.

К защите представляются следующие тезисы:

1. Коллективное ускорение тяжёлых ионов электронными кольцами эффективно, т.е. оно обеспечивает большие эффективные ускоряющие поля, не требует дополнительных источников ионов, даёт возможность получать ионы с большой зарядностью. Коллективный ускоритель обладает большой универсальностью по отношению к типу ускоряемых ионов – ускорение различных элементов не требует перестройки ускорителя.

2. Возможно коллективное ускорение самофокусирующихся электронно-ионных колец. Полученные теоретические значения предельно допустимых ускорений соответствуют поляризации колец, составляющей $I/4 + I/3$ от аксиального полуразмера сечения кольца. Ускорение самофокусирующихся электронно-ионных колец выбрано в качестве рабочего режима в ускорителе тяжёлых ионов ОИЯИ, и его работоспособность подтверждена экспериментально.

3. При ускорении электронных колец с малой ионной нагрузкой возможна фокусировка системой типа "белчье колесо" – разрезанной по образующей металлической трубы.

4. Для подавления наиболее опасных при формировании электронных колец азимутальных неустойчивостей сжатие колец можно проводить в цилиндрических узких металлических камерах. Апертура камеры в месте нахождения кольца уменьшается примерно пропорционально его радиусу. Камера такой формы, со стенками из нержавеющей стали толщиной 0,5 мм, рекомендована для УТИ ОИЯИ.

5. Возможно существование нелинейных стационарных волн в циркулирующих электронных пучках, представляющих собой последовательность вращающихся плотных электронных ступок. При использовании таких ступок в коллективных ускорителях увеличивается эффективное ускоряющее ионное поле.

6. Движение кольца, как целого, при смещении его от медианной плоскости камеры адгезатора в общем случае неустойчиво. Подавление неустойчивости при заданных параметрах кольца и камеры достигается при увеличении жёсткости внешней фокусировки.

7. Благодаря нелинейному спаду поляризационных сил возможна нелинейная стабилизация неустойчивости дипольных когерентных колебаний в электронно-ионных кольцах. Вблизи границы области устойчивости параметры колец меняются незначительно. С нелинейностью сил связано также существование нелинейных стационарных волн в условиях, когда

линейная теория предсказывает неустойчивость дипольных колебаний.

8. С учетом требований устойчивости кольца при сжатии в узкой металлической тонкостенной камере адгезатора с наружным расположением токовых витков можно сформировать электронные кольца с числом электронов $N_e \approx 10^{13}$, средним радиусом кольца в сжатом состоянии $r_0 \approx 3,5 + 4$ см и конечными полуразмерами сечения $\alpha \approx 2$ мм. Такие параметры соответствуют максимальной напряженности электрического поля в кольце порядка 50 МВ/м.

9. Расчет системы вывода и ускорения колец с указанными в п.8 параметрами показывает, что ускоряющая система УТИ ОИЯИ позволяет получить набор энергии ~ 4 МэВ/нукл.м. по азоту (~ 1 МэВ/нукл.м. для тяжелых ионов).

10. При расчете импульсного магнитного поля внутри тонкостенной металлической камеры адгезатора наиболее эффективен предложенный в диссертации метод разложения по собственным функциям интегродифференциального уравнения для векторного потенциала магнитного поля на поверхности камеры заданной геометрии.

11. Предложенный в диссертации метод полных моментов функции распределения частиц позволяет изучать практически в безмодельном подходе динамику электронного кольца.

12. Полученные теоретические и расчетные результаты хорошо согласуются с результатами экспериментов по коллективному ускорению ионов на УТИ ОИЯИ.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении изложены основные принципы коллективного метода ускорения ионов электронными кольцами, приведены характерные параметры электронно-ионных колец в коллективных ускорителях; описаны процессы формирования электронно-ионных колец и их ускорения; обсуждается проблема устойчивости электронно-ионных колец; выявляются основные достоинства коллективного ускорения ионов электронными кольцами, формулируются основные вопросы, исследуемые в диссертации.

Первая глава посвящена вопросам ускорения электронно-ионных колец. Рассматриваются способы ускорения электронно-ионных колец, ускорение самофокусирующихся колец, фокусировка электронных колец при ускорении системой типа "белые колеса".

Плотные электронные кольца формируются при сжатии их в адгезаторах. Во время сжатия кольца находятся в потенциальной яме, создаваемой внешним магнитным полем. В большинстве существующих адгезаторов потенциальная яма расположена вблизи медианной плоскости камеры. После загрузки колец ионами внешнее магнитное поле меняется таким образом, что симметрия его нарушается и происходит

движение потенциальной ямы (а вместе с ней и колец) в аксиальном направлении, в котором проводится ускорение. Вслед за снятием потенциальной ямы внешнего магнитного поля в коллективных ускорителях осуществляется ускорение колец в спадающем по длине магнитном поле. Кольцо как магнитный диполь ускоряется в градиентном магнитном поле, где осуществляется перевод вращательной энергии электронов в поступательное движение кольца как целого. Ускорение тяжелых ионов до энергий $\sim 5 + 10$ МэВ/нукл. можно осуществить коллективным способом в спадающем магнитном поле без дополнительного доускорения.

В первом параграфе проводится элементарный анализ механизма коллективного ускорения ионов электронными кольцами в градиентном магнитном и электрическом полях. Рассматривается движение центров масс электронного и ионного колец в режиме самофокусировки и при наличии внешней фокусировки электронов в аксиальном направлении.

При коллективном ускорении тяжелых ионов с большой интенсивностью ускоренных пучков суммарная масса кольца определяется ионами, а пространственный заряд ионов становится достаточно большим для выполнения условий самофокусировки кольца. Электронно-ионное кольцо во внешнем ускоряющем поле поляризуется. Центры масс электронной и ионной компонент расходятся в направлении ускорения так, что электростатическое взаимодействие компонент компенсирует действие ускоряющей силы, стремящейся разорвать кольцо. При определенных условиях в поляризованном электронно-ионном кольце обеспечивается самофокусировка, известная для неподвижных колец (W.H. Bennett^{*}, Г.И. Будкер^{**}). С увеличением ускоряющего поля поляризация кольца растет и, наконец, поле достигает предельного значения, когда нарушается компактное ускорение: происходит разделение электронной и ионной компонент.

Набор энергии на нуклон на единице длины ускорения в спадающем магнитном поле равен

$$\Delta E = \kappa \frac{4 v_e m c^2 Z}{a_r + a_z} \frac{Z}{A}, \quad (I)$$

где m - масса электрона; c - скорость света в вакууме; Z и A - заряд и массовое число ускоряемого иона; a_r и a_z - радиальный и аксиальный полуразмеры сечения электронного кольца;

$v_e = r_{\kappa} \frac{N_e}{2\pi r_0}$ - параметр Будкера; $r_{\kappa} = 2,8 \cdot 10^{-13}$ см - классический радиус электрона; N_e - число электронов. Коэффициент $\kappa \leq 1$ зависит от способа фокусировки кольца при ускорении. При характерных для УТИ значениях параметров $v_e \approx 0,1$, $\frac{a_r + a_z}{2} \approx 0,2$ см, $\frac{Z}{A} = \frac{1}{3}$, $\kappa = \frac{1}{4}$ набор энергии $\Delta E \approx 4 \frac{\text{МэВ}}{\text{нукл.м.}}$.

В коллективном ускорителе тяжелых ионов можно получить значительный выигрыш в темпе ускорения по сравнению с прямым ускорением

^{*}Bennett W.H. Phys.Rev., 1934, 45, p.890.

^{**}Будкер Г.И. Proc. Symp. CERN, 1956, I, p.68.

ионов. Кроме того, ускорение ионов различных элементов можно проводить при неизменных ускоряющих полях и параметрах электронных колец, изменяя лишь фактор загрузки $\xi = \frac{AMN_i}{m\gamma_0 N_e}$, где M - масса нуклона; N_i - число ионов в кольце; γ_0 - релятивистский фактор вращения электронов. Эффективность коллективного ускорителя повышается и за счет увеличения отношения заряда иона к его массе. Выдерживая ионы внутри кольца длительное время, можно получать ионы с высокой зарядностью, не достижимой в существующих ионных источниках. В упрощенном подходе первого параграфа нельзя решить вопрос о численных значениях коэффициента K , знать которые необходимо при проектировании и создании коллективного ускорителя. При анализе используется предположение о существовании ускоренных самофокусирующихся электронно-ионных колец. Во втором и третьем параграфе приводится доказательство этого факта и определяются предельно допустимые значения ускорения самофокусирующихся колец.

Во втором параграфе показано, что в ускоренной системе координат существуют стационарные состояния самофокусирующихся колец и построена их математическая модель /1/. В модели используются два интеграла движения частиц. Один из интегралов - обобщенный момент количества движения частиц. Второй интеграл связан со стационарностью задачи. Если внешние электромагнитные поля, в которых проводится ускорение кольца, статические, электрическое поле однородное, а магнитное однородное или линейно-спадающее в направлении ускорения (как при магнитном способе ускорения), то электронно-ионное кольцо будет ускоряться равномерно. В соответствующей равноускоренной системе координат все электромагнитные поля не зависят от времени. В такой системе возможно стационарное решение самосогласованной задачи об ускорении электронно-ионного кольца. Размеры кольца поддерживаются постоянными за счет сил самофокусировки. В этом случае интеграл движения в равноускоренной системе - гамильтониан частицы. Стационарная функция распределения частиц выбрана в виде, соответствующем отсутствию разброса по обобщенному моменту количества движения и по полной энергии частиц. Такой функции отвечают ограниченные в пространстве распределения плотности заряда и тока в сечении кольца. Границы сечения определяются из физически очевидного требования равенства нулю поперечного импульса частиц на границе. Полученная система нелинейных интегральных уравнений решается при следующих упрощающих предположениях: а) плотность частиц и скорость их вращения считаются приближенно постоянными; б) размеры сечения кольца намного меньше его среднего радиуса; в) сечения электронного и ионного колец близки к эллиптическим; г) радиальные и аксиальные полуоси эллиптических границ сечения для электронного и ионного колец соответственно равны.

Величины K и $s = a_r/a_z$ как функции относительной поляризации колец $t = d/a_z$ (d - расстояние между центрами электронного и ионного эллипсов) представлены на рис. I. Приближение границ эллипсами достаточно хорошее вплоть до $t \approx 0,5$.

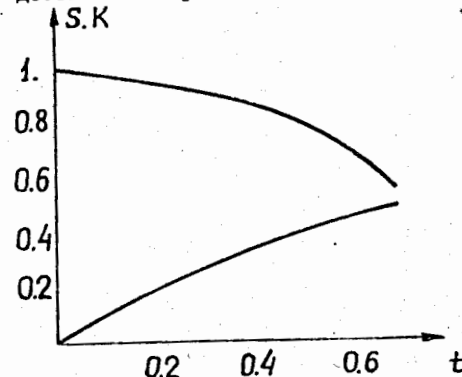


Рис. I. Зависимости отношения полуосей $s = a_r/a_z$ - кривая I и коэффициента K - кривая 2 от относительной поляризации электронно-ионных колец t .

Основываясь на полученном частном решении, приходим к выводу: при ускорении самофокусирующегося электронно-ионного кольца имеется стационарное в собственной системе состояние, если для каждого вида частиц существует потенциальная яма с учетом неинерциальных сил.

В работе /2/ этот вывод подтвержден для рассматриваемой модели в численном расчете на ЭВМ с учетом нелинейности собственных полей и кривизны кольца.

Из результатов §2 следует, что ускорение самофокусирующихся электронно-ионных колец возможно, поляризация таких колец примерно пропорциональна коэффициенту K , размеры сечений колец не меняются существенно вплоть до значений $K = 1/3$, которые являются предельно допустимыми.

В третьем параграфе рассмотрение ускорения самофокусирующихся колец обобщается на нестационарный случай и приближается к экспериментальной ситуации при моделировании процесса с использованием метода укрупненных частиц на ЭВМ /3/. Исследуется изменение размеров электронно-ионных колец в режимах заполнения ионами, самофокусировки (без ускорения) и ускорения. При численном моделировании кольцо считалось азимутально однородным: изменения размеров сечения, которые могут вызываться различными неустойчивостями азимутально-несимметричных мод колебаний, не учитывались. В качестве укрупненных частиц в пренебрежении кривизной кольца выбирались бесконечные заряженные цилиндры круглого сечения. "Укрупненные" ионы вводились в электронный пучок порциями равномерно по времени с нулевыми начальными ско-

ростями. Плотность рождающихся ионов пропорциональна плотности электронов. Такие условия инжекции соответствуют экспериментальной ситуации. После накопления ионов внешняя фокусировка выключалась, и численно моделировался самофокусирующийся электронно-ионный пучок. Затем адиабатически медленно по отношению к ионным колебаниям включалось ускорение, линейно нарастающее во времени.

При численном моделировании параметры электронного кольца выбирались близкими к расчетным для адгезатора УТИ ОИЯИ в конце сжатия^{4,5}. Число электронов выбрано равным $N_e = 10^{13}$, средний радиус $r_0 = 4$ см, полуразмеры сечения сжатого кольца $a_1 \approx a_2 \approx 0,2$ см, релятивистский фактор вращения электронов $\gamma_0 = 40$. В конце напуска ионов фактор нейтрализации $f = 0,2$.

Основные результаты численного моделирования следующие:

1) размеры кольца в процессе наполнения его ионами вполне достоверно определяются адиабатическими инвариантами поперечного движения электронов, полученными в предположении о том, что границы сечений обеих компонент совпадают, а плотности зарядов — постоянные по сечению. Существенно, что размеры определяются именно электронами как более легкими частицами; 2) моделирование подтверждает результат предыдущих параграфов о принципиальной возможности ускорять самофокусирующиеся электронно-ионные кольца; 3) размеры самофокусирующихся пучков не меняются существенно при снятии внешней фокусировки и их ускорении; 4) допустимые ускорения кольца без потерь ионов составляют примерно $1/6$ от предельно допустимого, следующего из условия удержания одного иона в кольце ($K \approx \frac{1}{6}$). Отличие коэффициента запаса в численном моделировании в два раза по сравнению с полученным в §2 связано с осцилляциями размеров пучка и, главным образом, с большой осцилляцией поляризации d при моделировании. Таким образом, допустимые значения коэффициента K оцениваются как $K = \frac{1}{6} \div \frac{1}{5}$.

В четвертом параграфе первой главы дается теоретическое обоснование фокусировки электронов системой типа "белчье колесо" с использованием отраженного электрического поля электронного кольца $1/6$. Система типа "белчье колесо" представляет собой металлическую трубу с круговым сечением, коаксиальную к кольцу и разрезанную по образующим. Благодаря разрезам токовое изображение кольца в трубе практически отсутствует, а на зарядовое изображение разрезы влияют слабо. Зарядовое изображение кольца дает аксиальную фокусировку электронов, компенсирующую кулоновское их расталкивание, если выполняется условие

$$\frac{2}{\gamma_0} < \frac{a}{H} \ll 1, \quad (2)$$

где a — полуразмер сечения кольца; $H = |B - r_0|$; B — радиус трубы.

Эффективность фокусировки системой велика при малом количестве тяжелых ионов в кольце и при ускорении легких элементов (протонов, α — частиц и т.п.). Фактор нейтрализации ограничивается при этом неравенством

$$f \ll \frac{1}{4} \left(\frac{a}{H} \right)^2. \quad (3)$$

В параграфе выясняются вопросы о зависимости фокусирующей силы в цилиндрической геометрии от расстояния между кольцом и белчьим колесом, о выборе необходимого числа разрезов для хорошего прохождения магнитного поля через экран, о величине амплитуд азимутальных гармоник возмущения показателя поля.

В теоретических работах И. Гофмана⁶ и Н.Ю. Казаринова и автора⁷ показана возможность увеличения темпа ускорения электронно-ионных колец в режиме фокусировки белчьим колесом. Работоспособность белчьего колеса проверялась в экспериментах по коллективному методу ускорения в Гаршинге⁸, где оно использовалось также для стабилизации радиальной дипольной когерентной неустойчивости.

Вторая глава диссертации посвящена вопросам устойчивости электронно-ионных колец. Для успешной реализации коллективного метода ускорения ионов электронными кольцами необходимо поддерживать требуемые значения основных параметров колец. К таким параметрам относятся число электронов и размеры поперечников, которые могут существенно меняться из-за различных неустойчивостей. В главе рассматриваются резонансные неустойчивости, связанные с возмущениями внешнего магнитного поля в ускорителе, и наиболее опасные когерентные неустойчивости в электронных и электронно-ионных кольцах.

В первом параграфе второй главы анализируются целый и параметрический резонансы в адгезаторах с учетом пространственного заряда электронно-ионных колец. Для инжекции электронного пучка с большим пространственным зарядом в адгезаторах формируется азимутально-симметричное слабофокусирующее магнитное поле с достаточно большими значениями показателя поля n на начальных радиусах колец. С уменьшением радиуса колец сопутствующие им значения n уменьшаются так, что в конце сжатия облегчаются условия вывода колец из магнитной потенциальной ямы. При прохождении большого интервала значений n

⁶Hofmann I., Proc. IX Internat. Conf. on High Energy Accelerat., Stanford, Calif., 1974, p.245.

⁷Казаринов Н.Ю., Перельштейн Э.А. ОИЯИ, Р9-1244Г, Дубна, 1979.

⁸Andelfinger C. et al. Proc. Internat. Conf. on High Energy Accelerat. Stanford, Calif., 1974, p.218.

возникает опасность ухудшения качества колец, связанная с действием резонансов бетатронных колебаний. Трудность реализации быстрого прохождения резонансов на УТИ ОИЯИ связана с использованием металлической камеры адгезатора, экранирующей быстрые магнитные поля, которые создаются токовыми витками, расположенными снаружи камеры. Поэтому при проектировании УТИ ОИЯИ поставлено требование не проходить наиболее опасный - параметрический резонанс аксиальных колебаний. Влияние большого пространственного заряда кольца на прохождение параметрического резонанса обсуждается с целью дальнейшего формирования n - траектории в УТИ ОИЯИ [7]. Результаты анализа подтверждены в серии экспериментов с электронными кольцами и использовались при коррекции магнитных полей адгезатора ускорителя тяжёлых ионов ОИЯИ.

Вопрос о прохождении целого резонанса радиальных колебаний становится важным в конце сжатия кольца при загрузке его ионами и переходе к режиму ускорения [18,19]. При пересечении резонанса происходит или когерентное смещение центра кольца от оси адгезатора, или увеличение радиального размера малого сечения кольца, связанное с некогерентным прохождением резонанса. Значительные отклонения центра кольца от оси адгезатора могут привести к срыву ускорения ионов. Увеличение малых размеров непосредственно ухудшает ускоряющую способность электронного кольца.

Эксперименты с кольцами в конце сжатия на УТИ ОИЯИ показали, что вблизи целого резонанса кольцо движется когерентно. При медленном когерентном движении электронного кольца ионы следуют за электронами и, таким образом, целый резонанс не проходит (S. Van-der-Meer*). Следовательно, целый резонанс должен проходить при пересечении значения $n=0$. При выводе кольца из адгезатора наблюдался уход его центра от оси ускорителя, величина смещения центра кольца составляла примерно 1,5 см при относительной амплитуде первой гармоники магнитного поля $\sim 10^{-3}$ [18,19]. Уменьшением амплитуды первой гармоники в экспериментах удалось добиться того, что смещение центра не превышало 1,5 мм. В последующих экспериментах обеспечивалось быстрое прохождение целого резонанса.

Цель анализа азимутальной устойчивости электронных колец, приведенного в §2 второй главы, - сделать обоснованный выбор геометрии и материала камеры адгезатора, обеспечивающий сжатие электронных колец. В случае, когда камера адгезатора не экранирует высокочастотных полей возмущений в кольце, развивается радиационная неустойчивость,

обнаруженная теоретически А.Г.Бонч-Осмоловским и автором*. Эта неустойчивость связана с когерентным синхротронным излучением азимутально неоднородного кольца. Радиационная неустойчивость приводит к увеличению радиального размера кольца и, соответственно, к уменьшению напряженности его собственного электрического поля. Для подавления радиационной неустойчивости следует экранировать высокочастотные поля возмущений. Именно это обстоятельство является главной причиной того, что в последних экспериментах использовались металлические камеры адгезаторов (Дубна, УТИ ОИЯИ) [18,19] или камеры с металлическими вставками (Беркли, Гарлинг).

Допустимые параметры электронных колец ограничиваются условием азимутальной устойчивости:

$$N_e \leq \frac{\gamma_0 r_0}{r_{кн}} \min \left\{ \left| \frac{Z_{\Omega, n}}{n Z_0} \right|^{-1} \right\} \left(\frac{\Delta E}{E} \right)^2, \quad (4)$$

где $\frac{\Delta E}{E}$ - относительный энергетический разброс в кольце; Z_0 - импеданс свободного пространства, равный 377 Ом.

Фурье-образ импеданса камеры с пучком на частоте возмущения Ω для n -й гармоники $Z_{\Omega, n}$ характеризует связь напряженности электрического поля $E_{\Omega, n}$ с линейной плотностью тока возмущения $I_{\Omega, n}$: $E_{\Omega, n} = - \frac{Z_{\Omega, n} I_{\Omega, n}}{2\pi r_0}$. В формулу (4) параметры электронных колец входят в комбинациях $\gamma_0 r_0$ и $\Delta E/E$, сохраняющихся в коллективном ускорителе при сжатии, выводе и ускорении [19]. Поэтому оценка порогового значения импеданса проводится с использованием начальных значений указанных параметров. Для УТИ ОИЯИ получаем требование на величину импеданса:

$$\left| \frac{Z_{\Omega, n}}{n Z_0} \right| \leq 0,25. \quad (5)$$

Для свободного пространства $\max \left\{ \left| \frac{Z_{\Omega, n}}{n Z_0} \right| \right\} \approx 1$. С приближением металлических стенок камеры к кольцу модуль импеданса уменьшается. Для пучка, расположенного посередине между двумя бесконечными идеально проводящими плоскостями, излучение отсутствует для гармоник с номерами $n < \frac{\pi r_0}{H}$, где H - расстояние между плоскостями, а модуль импеданса уменьшается с уменьшением параметра H/r_0 . Выбирая расстояние между стенками камеры H так, что выполняется условие $\frac{H}{\pi r_0} \ll 1$ (для УТИ ОИЯИ $\frac{H}{\pi r_0} \approx 10^{-1}$), можно обеспечить устойчивость электронных колец в диапазоне рабочих параметров коллективного ускорителя. В соответствии с этим условием камеры адгезаторов следует конструировать так, чтобы апертура их уменьшалась с уменьшением радиуса. Боковые металлические стенки адгезатора УТИ ОИЯИ имеют сферическую форму, рас-

* Бонч-Осмоловский А.Г., Перельштейн Э.А. Известия ВУЗов. Радиопизика, 1970, 13, с.1080.

* Van der Meer S. Preprint CERN, ISR-PO-169-57, Geneva, 1969.

стояние между стенками на радиусах, близких к радиусу инжекции, 20 см, на радиусе 6 см апертура камеры ≈ 5 см. Гармоники с номерами $n < 4$ в такой камере не возбуждаются, а измеренные значения импеданса в нерезонансных условиях ≈ 50 Ом. /9, 18, 19/

Материал и толщина стенок камеры выбраны так, чтобы а) высокочастотные поля возмущений экранировались стенками; б) камера была прозрачна для импульсного магнитного поля, которое создает расположенные вне её токовые катушки; г) не возникала резистивная азимутальная неустойчивость. В терминах сопротивления $R_\omega = \sqrt{\frac{\omega}{8\pi\sigma}}$ (взятого в единицах импеданса свободного пространства), где σ — проводимость стенок с толщиной h , условие экранирования есть $R_\omega \ll h/\gamma_{0max}$. Для стенок с толщиной 0,5 мм и $\gamma_{0max} = 35$ см (параметры адгезатора УТИ ОИЯИ) имеем $R_\omega \ll 1,5 \cdot 10^{-3}$ (что соответствует 0,5 Ом). Для стенок из нержавеющей стали $\sigma \approx 1 \cdot 10^{16} \text{ с}^{-1}$ и $\{R_\omega\} \approx 0,1$ Ом. Экранирование магнитного поля ограничивает допустимую частоту импульса внешнего синусоидального магнитного поля ω . Этот вопрос рассматривается в диссертации в приложении I /10/, где получено ограничение на частоту, связанное с требованием малости фазовых искажений магнитного поля в камере:

$$\omega\tau \ll 1, \quad (6)$$

где $\tau = \frac{2\delta h R_k}{c^2}$ — характерное время переходных процессов в стенках камеры; R_k — радиус камеры. Для камеры УТИ ОИЯИ из нержавеющей стали $\tau \approx 60$ мкс рабочие значения $\omega \approx 2 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$ и $\omega\tau \approx 0,1$. При выбранном сопротивлении стенок $R_\omega \ll 0,1$ Ом в рабочем диапазоне параметров электронных колец в УТИ резистивные азимутальные неустойчивости не представляют опасности.

В соответствии с требованием (5) для стабилизации резонансной азимутальной неустойчивости колец требуются очень низкие добротности собственных мод электромагнитных колебаний в камере. В экспериментах по сжатию колец в адгезаторе не наблюдалось увеличения радиального размера сечения при прохождении резонансов /9, 10/. Благоприятное поведение кольца связано с тем, что резонансы проходятся на конечной стадии сжатия кольца, где значения добротности низкие (камера представляет собой открытый резонатор из-за патрубков для ускорения кольца и ввода нейтральных частиц).

Эксперименты по формированию электронных колец в УТИ ОИЯИ подтвердили правильность выбора узкой металлической камеры с указанными основными параметрами для подавления азимутальных неустойчивостей электронного кольца /18, 19/.

В третьем параграфе второй главы устанавливается возможность существования нелинейных стационарных азимутальных волн в циркулирующем

электронном пучке — вращающихся сгустков /II/. Вопрос о сильной нелинейности был поставлен уже в первой теоретической работе по эффекту отрицательной массы (А.А. Коломенский, А.Н. Лебедев *).

В диссертации показано, что в случае, когда линейная теория предсказывает появление неустойчивости типа отрицательной массы, возможно существование нелинейных стационарных волн в виде последовательности самофокусирующихся сгустков, движущихся со скоростью, равной средней скорости обращения частиц. Если энергетический разброс частиц значительно меньше порогового разброса, следующего из линейной теории эффекта отрицательной массы, то угловой размер сгустков, так же как и радиальный, мал. Полученные выводы для чисто реактивного импеданса, по-видимому, в основном сохраняются и для импеданса с небольшой активной составляющей. Небольшая диссипация энергии должна привести к медленному изменению параметров сгустков.

Рассматриваемые сгустки, возможно, образуются при определенных условиях в результате развития азимутальной неустойчивости или при включении небольшого по амплитуде внешнего высокочастотного поля. Как известно, применение высокочастотных полей позволяет успешно управлять развитием пучковых неустойчивостей (Я.Б. Файнберг **).

Большая плотность зарядов в сгустках дает возможность использовать их для коллективного ускорения ионов и снять ограничение на величину эффективного ускоряющего поля, связанное с требованием азимутальной устойчивости азимутально-однородного кольца.

В четвертом параграфе второй главы приведены основные результаты линейной теории устойчивости поперечных когерентных колебаний в электронных и электронно-ионных кольцах, необходимые для выбора рабочих параметров ускорителя тяжелых ионов. Особое внимание уделяется когерентной неустойчивости электронного кольца, сжимающегося в узкой тонкостенной металлической камере, при смещении его от медианной плоскости камеры /12/. Рассматриваемая неустойчивость ограничивает приближение боковых металлических стенок к кольцу, что желательно для подавления азимутальных когерентных неустойчивостей.

Статические эффекты экранирования полей кольца близкими стенками камеры исследовались ранее Л.Дж. Ласлеттом ***. Особенность проведенного в диссертации анализа связана с учетом динамических эффектов экранирования полей кольца. Из анализа дисперсионного уравнения для

* Коломенский А.А., Лебедев А.Н. АЭ, 1959, 7, с. 549.

** Файнберг Я.Б. Физика плазмы, 1977, 3, с. 442.

*** Lasset L.J. Proc. of 1963 Summer Study on Storage Rings etc., BNI 7534, 1963, p. 324.

аксиальных когерентных колебаний кольца в тонкостенной камере адгезатора следует, что для устойчивости смещений кольца от медианной плоскости требуется, чтобы показатель внешнего магнитного поля $n_{\text{вн}}$ превышал величину $\frac{\sqrt{\epsilon}}{\chi_0} \left(\frac{\pi r_0}{H} \right)^2$. Для параметров камеры и электронных колец УТИ ОИЯИ должно выполняться условие $n_{\text{вн}} > 0,15$ или приниматься специальные меры по стабилизации движения кольца в медианной плоскости камеры. В экспериментах на УТИ ОИЯИ наблюдались потери электронов, связанные с рассматриваемой неустойчивостью при несовпадении медианных плоскостей камеры и магнитной системы /12/. После совмещения медианных плоскостей потери исчезли.

Рассмотрение дипольных когерентных колебаний электронного кольца с отличными от нуля номерами гармоник, проведенное для УТИ ОИЯИ (четвертый параграф), показало, что соответствующие условия устойчивости обеспечиваются при выполнении условий устойчивости азимутального движения. В экспериментах по сжатию электронных колец в УТИ ОИЯИ неустойчивости поперечных колебаний не наблюдались.

В пятом параграфе второй главы развита нелинейная теория дипольной неустойчивости электронно-ионных колец, построенная с учетом нелинейного ослабления поляризационных сил с увеличением расстояния между центрами сечений пучков /13/. Особый интерес к дипольной неустойчивости электронно-ионных колец в связи с развитием коллективного метода ускорения проявился после появления работы П.Р.Зенкевича и Д.Г.Кожкарёва³, в которой выяснялись основные ограничения на допустимое число ионов и темп их ускорения (забор энергии на единицу длины), накладываемые требованием стабильности колец. Результаты линейной теории дипольных колебаний используются в диссертации для анализа устойчивости электронно-ионных колец в УТИ ОИЯИ.

При больших амплитудах дипольных колебаний становятся существенными нелинейные эффекты, связанные с ослаблением поляризационных сил. Линейный рост поляризационной силы прекращается на расстояниях, сравнимых с полуразмерами сечения кольца. Для учета ослабления поляризационной силы в выражение для силы в пятом параграфе вводится малая кубическая нелинейность. В рассмотренных примерах уменьшение силы взаимодействия электронного и ионного колец привело к улучшению условий устойчивости дипольных когерентных колебаний. Нелинейность поляризационных сил приводит для самофокусирующихся колец к существованию нелинейных стационарных волн. Для достаточно больших амплитуд дипольных когерентных колебаний показывается, что нелинейные стационарные волны существуют даже в том случае, когда линейная теория

предсказывает неустойчивость. Полученный результат относится не только к силам с малой кубической нелинейностью, но и к силам более общего вида.

В пятом параграфе исследуется также развитие дипольной когерентной неустойчивости в самофокусирующихся кольцах при малой нелинейности поляризационных сил. Рассмотрение проводится в режиме малой надкритичности, когда возбуждается лишь одна гармоника колебаний и инкремент линейной теории достаточно мал по сравнению с действительной частью частоты колебаний. Показано, что возможна нелинейная стабилизация неустойчивости, причем предельные амплитуды колебаний малы по сравнению с размером пучка. Неустойчивые колебания в режиме насыщения переходят в биения с небольшими максимальными амплитудами. В качестве примера на рис.2 показано изменение во времени расчетных значений смещений локальных центров масс электронного $X_{\text{э}}$ и ионного $Y_{\text{и}}$ колец для аксиальных дипольных колебаний, полученных с учетом нелинейности поляризационных сил. Кривая $X_{\text{э}}$ соответствует экспоненциально нарастающим колебаниям локального центра масс электронов в линейной теории.

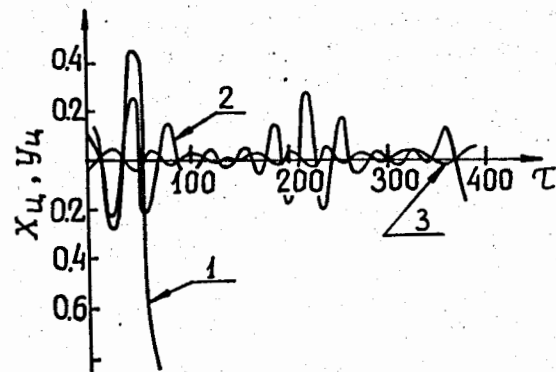


Рис.2. Расчетное изменение во времени смещений локальных центров масс электронного $X_{\text{э}}$ и ионного $Y_{\text{и}}$ колец с учетом нелинейности поляризационных сил. Кривая $X_{\text{э}}$ соответствует колебаниям локального центра масс электронов в линейной теории.

Расчет проводился для колец с типичными для УТИ параметрами. Проведенный в диссертации анализ относится только к моноэнергетическим пучкам, и в нём не учитывается возможная перекачка энергии из когерентного движения в некогерентное. Такая перекачка также приводит к

³Zenkevich P.R., Koshkarev D.G. Particle Accelerators, 1972, 3, p.1.

стабилизации неустойчивости, однако параметры колец должны смещаться в область устойчивости линейной теории. Для окончательного выяснения вопроса о нелинейной стабилизации требуется рассмотрение нелинейных эффектов для пучков с отличным от нуля энергетическим разбросом и совместного действия двух стабилизирующих факторов.

Основные выводы нелинейной теории дипольных когерентных колебаний, содержащиеся в работе /14/ и диссертации, подтверждены последующими теоретическими работами (Г.П.Берман^{*}, В.Домашк^ж и экспериментальными исследованиями (В.Шумахер и др.^{жжж}).

В третьей главе разработан метод расчёта коллективного ускорителя с тонкостенной металлической камерой и рассчитан ускоритель тяжёлых ионов ОИЯИ /18,19/.

В первом параграфе главы обоснованы основные параметры адгезатора и сформулированы требования к инжектируемому электронному пучку так, чтобы в коллективном ускорителе обеспечивался набор энергии ионов $\sim 1 + 10$ МэВ/нукл.м. Электронные кольца формируются в адгезаторе при захвате сильноточного релятивистского пучка на начальную равновесную орбиту. В УТИ ОИЯИ принят однооборотный способ инжекции. Средний радиус и размеры сечения колец в УТИ ОИЯИ уменьшаются при сжатии примерно в 10 раз, примерно также растёт энергия электронов. Конечные значения основных параметров колец в сжатом состоянии выбраны следующим образом: средний радиус колец $r_0 \approx 4$ см; полуразмеры сечения $a_r \approx a_z \approx 0,2$ см; релятивистский фактор вращения электронов $\gamma_0 = 30 + 50$. При числе электронов в кольце $N_e = 1 + 5 \cdot 10^{13}$ такие параметры позволяют получить темп набора энергии тяжёлых ионов $1 + 10$ МэВ/нукл.м. Ограничение числа электронов в кольце по кулоновскому пределу при энергии инжекции $E \approx 2$ МэВ даёт $N_e \leq 2 \cdot 10^{13}$. Близкое значение предельного числа электронов следует и из требования аксиальной когерентной устойчивости кольца в присутствии близких боковых металлических стенок камеры. При однооборотной инжекции и 100% захвате в УТИ ОИЯИ число электронов в кольце $N_e = 10^{13}$ соответствует ток инжекции 200 А. Условие азимутальной устойчивости кольца в камере адгезатора УТИ ОИЯИ при $N_e \approx 10^{13}$ обеспечивается при относительном разбросе в инжектируемом пучке $\frac{\Delta E}{E} = 6 + 10\%$. Чтобы иметь полуразмеры сечения кольца в начале сжатия $a_{r,z} \leq 2$ см, эмиттанс

* Берман Г.П. БТФ, 1974, 44, с.2116.

жжж Домашк В. ОИЯИ, Д9-10500, Дубна, 1976, с.63.

жжжж Schumacher V. et al. Proc. Internat. Conf. on Electron Beam Research and Technology. Albuquerque, 1976, 1, p.385.

инжектируемого пучка должен составлять $\epsilon \leq 25 \pi$ мрад.см. Сформулированным здесь условиям удовлетворяет электронный пучок инжектора УТИ ОИЯИ – линейного индукционного ускорителя СИЛУИД.

Магнитная система адгезатора УТИ ОИЯИ, предназначенная для сжатия электронных колец, включает в себя три пары токовых катушек – импульсных ступеней сжатия, расположенных снаружи камеры, и пары катушек медленно меняющегося за время сжатия поля /рис.3/.

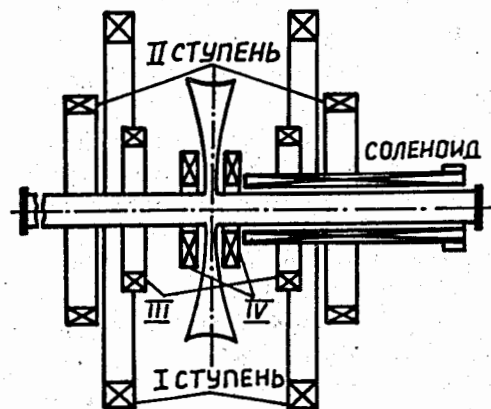


Рис.3. Схематический вид адгезатора УТИ: камеры, ступеней сжатия и соленоида.

Импульсы тока в трёх ступенях имеют вид полусинусоид с характерным периодом ~ 1 мс. Амплитуды токов в ступенях сжатия УТИ ОИЯИ определялись возможностями системы питания и задавались номиналом $5 + 6$ кА. Время сжатия кольца, определяемое длительностями и амплитудами токов в ступенях, оказывается порядка 1 мс. Более быстрое сжатие ограничивается параметрами системы питания катушек и энергетическими потерями в стенках камер. Длительность сжатия ограничена снизу также условием малости фазовых искажений внешнего импульсного магнитного поля металлической камеры.

При расчёте УТИ ОИЯИ параметры электронного кольца закладывались в схему расчетов с большим разбросом по числу электронов $N_e = 1 + 5 \cdot 10^{13}$ и начальной энергии электронов ($E = 1,5 + 3$ МэВ), чтобы иметь возможность работать с магнитной системой в широком диапазоне параметров. Полуразброс по энергиям электронов выбирался равным $3 + 5\%$, аксиальный фазовый объём – $0,07$ рад.см.

Расчет сжатия электронных колец в УТИ и выбор магнитной системы описан во втором параграфе главы 3 /4,5/. Магнитное поле адгезатора УТИ рассчитывалось таким образом, чтобы избежать прохождения параметрического резонанса аксиальных бетатронных колебаний и ограничить снизу величину частоты аксиальных колебаний в соответствии с требованием ограниченности аксиального размера кольца апертурой камеры. Из этих требований с учетом собственного и отраженного в близких стенках камеры электромагнитного поля кольца определялся коридор допустимых значений показателя внешнего магнитного поля. На первом этапе расчёта индуктивные связи между катушками различных ступеней сжатия и искажения магнитного поля камерой не принимались во внимание, и выбирались геометрические и токовые параметры ступеней сжатия, а также времена их последовательного включения, так чтобы значения показателя поля в месте нахождения кольца (\mathcal{N} - траектория) лежали в коридоре допустимых значений. После предварительного нахождения параметров магнитной системы адгезатора УТИ в расчет включались эффекты экранирования внешних магнитных полей камерой и индуктивных связей между катушками различных ступеней сжатия. Чтобы оперативно находить с помощью ЭВМ необходимые характеристики экранированного магнитного поля в медианной плоскости камеры (плоскости сжатия кольца), применялся предложенный автором метод, изложенный в приложении I/10,19/. Для тонкостенных металлических экранов значения вектор-потенциала на экране ищутся как решения интегродифференциального уравнения, отражающего факт равенства суммарного вектор-потенциала сумме вектор-потенциалов падающего поля и поля, генерируемого токами Фуко. Для решения этого уравнения при заданных геометрии и материале камеры используется разложение по собственным функциям соответствующего однородного интегрального уравнения. Минимальное собственное значение уравнения характеризует время проникновения импульсных магнитных полей в камеру. Для синусоидального импульсного магнитного поля влияние экранирования сводится к амплитудным и фазовым искажениям импульса. Полученное условие малости фазовых искажений сводится к неравенству (6), при этом амплитудные искажения импульса незначительны. В приложении I проводится оценка числа собственных функций, необходимого для достаточно точной аппроксимации решений. При расчете магнитной системы адгезатора УТИ было взято 25 собственных функций, что обеспечило относительную точность вычисления индукции магнитного поля внутри камеры около 0,1%.

Существенной особенностью магнитного поля в тонкостенной металлической камере, сильно затрудняющей расчёт и выбор магнитной системы, является зависимость показателя поля от времени. Эта зависимость свя-

зана с различием фазовых сдвигов индукции на различных радиусах. Для того, чтобы значения показателя поля в камере мало отличались от показателя поля в свободном пространстве, выбор геометрии токовых катушек УТИ ОИЯИ проводился так, чтобы обеспечить выполнение условия равенства фазовых сдвигов поля и его производной по радиусу на радиусах колец, соответствующих времени включения ступеней сжатия. Времена включения ступеней сжатия, найденные в описанном выше предварительном расчете магнитной системы, корректировались с учетом фазовых искажений импульсного магнитного поля.

При работе с многовитковыми катушками выяснилось, что токи, индуцированные в разомкнутых катушках, существенно влияют на сжатие колец, приводя к изменению показателя поля /14/ и его производной по радиусу (R.T.Avery, L.J.Laslett^{*}). Уменьшение показателя поля, вызванное индуцированными токами, может привести к нарушению условий одночастичной устойчивости электронов, а уменьшение модуля производной показателя поля по радиусу - к возможной раскатке поперечных когерентных колебаний кольца. При расчете магнитной системы УТИ искажение магнитного поля разомкнутыми катушками учитывалось с использованием методики, развитой в работе /14/. Катушки со специальной формой сечения, выбранной для уменьшения искажений, применялись в опытах по сжатию электронных колец. При создании полной магнитной системы УТИ (вместе с системой вывода и ускорения кольца) применялась намотка катушек многожильным проводником.

Эксперименты по формированию магнитного поля в тонкостенном металлическом адгезаторе УТИ показали правильность способа выбора геометрии ступеней сжатия и хорошее совпадение расчетных и измеренных характеристик /19/. Значения измеренных магнитных полей отличались от расчетных на величину $\sim 1\%$, отклонения показателя поля от расчетного составляло $\sim 20 + 30\%$, что объяснялось влиянием металлических деталей в конструкции крепления адгезатора, которое не учитывалось в расчетах.

После описанного выбора параметров магнитной системы в расчет сжатия включались эффекты пространственного заряда кольца, и в магнитную систему вносились дополнительные коррекции.

^{*}Avery R.T., Laslett L.J. Proc. VIII Internat. Conf. on High Energy Accelerat., Geneva, 1971, p.465.

В расчете учитывались следующие эффекты пространственного заряда пучка: изменение магнитного поля и его показателя спада; влияние на пучок токов в стенках камеры, возникающих при инжекции; экранирование электрического и магнитного поля кольца. Для расчета экранированных полей кольца при расчёте УТИ применялся метод индуцированных зарядов и токов с использованием методики нахождения полей, приведенной в приложении I.

Изменение размеров электронных колец в адгезаторе УТИ прослеживалось с помощью предложенного автором метода полных моментов функции распределения частиц. В методе полных моментов /15/ используется ограниченность в сечении пучков частиц в конфигурационном пространстве, что позволяет ввести моменты функции распределения частиц по всей совокупности соответствующих координат в фазовом пространстве (в отличие от моментов в газодинамике). Полные моменты низших порядков имеют простой физический смысл, представляя такие усредненные характеристики пучков, как погонную плотность, среднюю скорость, среднеквадратичные размеры сечения, температуру и т.д. В приложении II получены уравнения для моментов второго порядка, определяющие изменение среднеквадратичных размеров сечения кольцевого пучка. Чтобы оборвать бесконечную цепочку зацепляющихся уравнений для моментов, используется предположение о том, что функция распределения зависит от моментов только второго порядка и постоянна на гиперэллипсоидах в фазовом пространстве. Для такого класса функций распределения получены самосогласованные уравнения для моментов, в которых учтено влияние собственного электромагнитного поля пучка на его динамику. Функции распределения выбранного вида дают точное решение самосогласованных уравнений Власова для линейных по отклонениям сил и приближенное решение для сил с малой нелинейностью. Приведенные в приложении II уравнения для моментов позволяют при расчете сжатия электронных колец одновременно учитывать влияние и энергетического разброса, и радиальных бетатронных колебаний, чего нельзя было сделать в предшествующих моделях сжатия колец.

В результате расчета динамики сжатия кольца производится окончательный выбор параметров магнитной системы. Расчетные параметры магнитной системы адгезатора УТИ указаны в таблице. В заключение второго параграфа приведены основные результаты экспериментов по сжатию колец в адгезаторе УТИ. В экспериментах измерялись средний

радиус и размеры малого сечения колец, а также регистрировались потери электронов. На рис.4 представлены расчетная зависимость среднего радиуса от времени для энергии инжекции электронов 1,8 МэВ — сплошная линия и измеренные значения среднего радиуса. Фотографирование сечения сжатого кольца в видимом свете (с использованием синхротронного излучения электронов) при среднем радиусе $r_0 = 4$ см свидетельствовало о полуразмерах сечения $a_r \approx a_z \approx 2 + 3$ мм, что согласуется с расчетными размерами в конце сжатия.

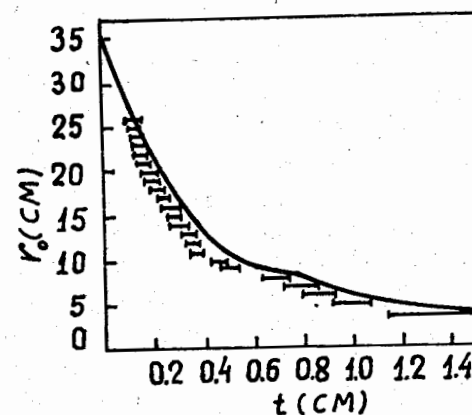


Рис.4. Расчетная зависимость среднего радиуса от времени — сплошная линия и измеренные значения $r_0(t)$.

Формирование колец с числом электронов $N_e \approx 10^{13}$, средним радиусом $r_0 \approx 4$ см и указанными полуразмерами сечения обеспечило создание максимальной напряженности электрического поля в кольце порядка 50 МэВ/м, что соответствовало требуемым значениям величины набора энергии на нуклон на единице длины ускорения.

В третьем параграфе третьей главы описан расчёт магнитной ускоряющей системы УТИ и проведено сравнение основных результатов экспериментов по ускорению электронно-ионных колец в УТИ с расчетными. В коллективном ускорителе тяжёлых ионов ОИЯИ на начальном этапе принят магнитный способ ускорения. Электронное кольцо, загруженное ионами, выводится из камеры адгезатора в аксиальном направлении в линейно-спадающее по длине магнитное поле соленоида.

Таблица. Расчетные параметры магнитной системы адгезатора УТИ.

Номера ступеней	I	II	III	IV
Средний радиус катушек, см	67	38	26	14,3
Расстояние от медианной плоскости камеры, см	31	48	24+29	8 + 10
Количество витков в катушках	2x80	2x28	2x48	2 x 71
Длительность токового импульса, мс	11	1,2	1,7	1,8
Амплитуда тока, кА ($E_{\text{ток}} = 1,8$ МэВ)	0,20	5,6	3,3	3
Момент включения относительно момента инжекции, мс	-5,5	-0,025	0,35	0,8

Загрузка ионов в электронное кольцо в УТИ производится при сжатии кольца в атмосфере определённого газа (в частности, остаточного газа, когда преимущественно в кольце накапливается азот) или с помощью импульсной струи нейтрального газа. Из расчетов накопления ионов в кольце из остаточного газа в УТИ ОИЯИ, проведенных Г.Д. Ширковым и автором[‡], следует, что для ионов азота характерные значения отношения средней зарядности \bar{Z} к массовому числу A примерно равны $\frac{\bar{Z}}{A} \approx \frac{1}{3}$, для тяжёлых ионов расчетные значения $\frac{\bar{Z}}{A} \approx \frac{1}{10}$. Из этих же расчетов следует, что дисперсия ионов по зарядам мала. Поэтому для упрощения расчета вывода и ускорения кольца распределение ионов по зарядностям не учитывалось. В качестве рабочего режима в УТИ ОИЯИ принято ускорение ионов в режиме самофокусировки электронно-ионного кольца. В соответствии с результатами первой главы коэффициент запаса выбирался равным $K = \frac{1}{4}$. Характерные значения максимально допустимого набора энергии ΔE как функции параметра Будкера ν_e при $\frac{\bar{Z}}{A} = \frac{1}{3}$, $\frac{a_r + a_z}{2} = 0,2$ см приведены на рис. 5. На этом же рисунке представлены зависимости набора энергии в градиентном магнитном поле $\Delta E_{\text{гр}}$ от фактора загрузки ξ : кривая 1 соответствует относительному градиенту магнитного поля, равному $5 \cdot 10^{-3}$; кривая 2 - равному $2,5 \cdot 10^{-3}$. При заданных характеристиках электронного кольца и магнитного поля условие компактности электронно-ионного кольца $\Delta E_{\text{гр}} \leq \Delta E$ обеспечивается выбором необходимой величины фактора загрузки. На плоскости $\Delta E, \xi$ (рис. 5) граница рабочей области расположена вблизи соответствующей границы аксиального дипольного резонанса, следующей из линейной теории.

[‡]Черельштейн Э.А., Ширков Г.Д. ОИЯИ, Р9-11412, Дубна, 1977.

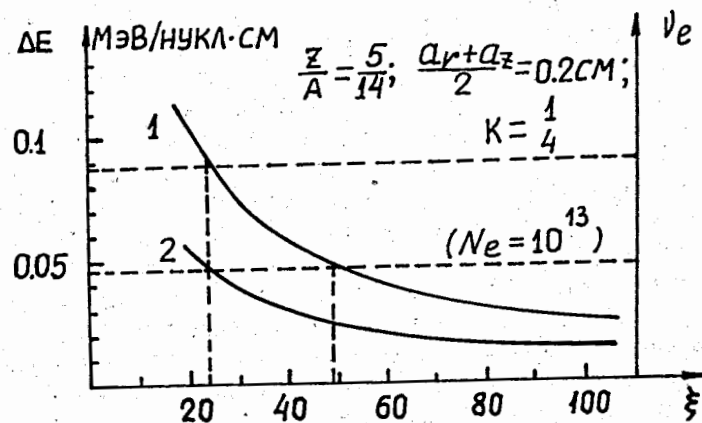


Рис. 5. Зависимость набора энергии на нуклон на единице длины ускорения от параметров электронно-ионного кольца: 1, 2 - зависимости набора энергии $\Delta E_{\text{гр}}$ от фактора загрузки ξ ; - - - соответствие между максимально допустимым набором и параметром Будкера ν_e .

Магнитная система вывода и ускорения кольца в УТИ /17, 19/ рассчитывалась так, чтобы обеспечить вывод кольца в область линейно-спадающего магнитного поля и ускорение ионов до энергий 1+5 МэВ/нукл. Система вывода и ускорения кольца включает в себя последнюю токовую ступень адгезатора и соленоид. Вывод кольца из адгезатора осуществляется при шунтировке одной из катушек последней ступени. Для эффективного использования длины ускорения (при длине патрубка ~ 1 м эффективная длина ускорения составляет в УТИ ~ 60 см) был рассчитан соленоид, создающий поле с градиентами, близкими к $1/M$ при значении индукции $B_z \approx 2T$. Режим вывода и ускорения рассчитывался на ЭВМ с учетом индуктивных связей между катушками и искажений магнитного поля, вносимых камерой адгезатора. В результате расчетов выбран режим ускорения электронно-ионного кольца в УТИ, экспериментально проверенный при запуске ускорителя. Расчетная конечная энергия ускоренных пятизарядных ионов азота составляет 1,9 + 2,3 МэВ/нукл.

В результате экспериментов на УТИ ОИЯИ было проведено ускорение ионов азота и других элементов /19/. Параметры электронных колец в экспериментах по ускорению ионов были следующие: число электронов $N_e = (1 \pm 0,3) \cdot 10^{13}$; радиус сжатого кольца $r_0 \approx 3,2$ см; полуразмеры сечения $a_r \approx a_z \approx 0,15 + 0,2$ см; релятивистский фактор электронов в конце сжатия $\gamma_0 \approx 35$. Электронно-ионные кольца ускорялись в режиме самофокусировки в магнитном поле соленоида с индукцией

$B_{z, \text{max}} \approx 1,5 \text{ Т}$ и градиентом $\frac{\partial B_z}{\partial z} = 0,5 + 0,75 \text{ Т/м}$. Загрузка ионами проводилась при ионизации нейтральных частиц из остаточного газа в камере электронами кольца. Ускорение ионов не наблюдалось при достаточно высоком вакууме - для коллективного ускорения ионов фактор загрузки должен быть $\xi \gtrsim 45$. С увеличением давления в области выше порогового значения в соответствии с теоретическими представлениями конечная энергия ускоренных ионов падала. Когда вакуум ухудшался настолько, что наступала зарядовая компенсация в кольце, ускорение прекращалось. Ускоренные ионы наблюдались в узком интервале значений давления остаточного газа. Параметры ускоренного ионного пучка в эксперименте определялись с использованием метода активационного анализа при облучении мишеней из различных материалов. Регистрация наведенной активности и идентификация спектров активности свидетельствовала о том, что энергия ускоренных ионов $E \approx 1,5 + 2 \text{ МэВ/нукл}$. Оценки интенсивности пучка ускоренных ионов по активности различных мишеней примерно совпадали и давали $(5 \pm 2) \cdot 10^{11}$ ионов/цикл при давлении в камере $2 + 3 \cdot 10^{-8}$ мм рт.ст. Таким образом, полученные параметры ускоренного ионного пучка соответствовали расчетным. Экспериментальная оценка набора энергии в УТИ при числе ионов азота в кольце $N_i \approx 5 \cdot 10^{11}$ даёт $\Delta E \approx 4 \text{ МэВ/нукл.м}$, что согласуется с расчетным значением при указанных выше параметрах электронного кольца и значении коэффициента запаса $\kappa = \frac{1}{4}$.

Эксперименты по ускорению ионов азота подтвердили правильность теоретических предпосылок, принятых при проектировании УТИ. Таким образом, в настоящее время доказана возможность создания коллективных ускорителей тяжёлых ионов, пригодных для решения различных задач ядерной физики и техники.

Основные результаты работы

1. Разработана теория коллективного ускорения тяжёлых ионов электронными кольцами. Выяснена эффективность ускорения тяжёлых ионов коллективным методом: а) выигрыш в эффективном ускоряющем поле в коллективном ускорителе в несколько раз выше, чем в традиционном; б) коллективный ускоритель не требует дополнительного источника ионов; в) в коллективном ускорителе возможно получение ионов с большой зарядностью; г) коллективный ускоритель обладает большой универсальностью по отношению к типу ускоряемых ионов - ускорение ионов различных элементов проводится без перестройки ускорителя. Теоретически исследованы основные процессы в коллективном ускорителе тяжёлых ионов с электронными кольцами: устойчивость электронных и электронно-ионных колец; ускорение электронно-ионных колец.

2. Впервые дано теоретическое обоснование возможности ускорения

самофокусирующихся электронно-ионных колец. Показано, что при выполнении условия самофокусировки с учетом неинерциальных сил в равноускоренной системе координат существуют стационарные состояния кольца. Построена математическая модель самофокусирующегося кольца. Проведенное численное моделирование ускорения самофокусирующегося кольца с помощью метода укрупнённых частиц на ЭВМ с учетом нестационарных процессов (включение ускоряющего поля) подтверждает реализуемость такого режима ускорения. Найденные предельно допустимые ускорения в режиме самофокусировки соответствуют поляризации электронно-ионных колец, составляющей $\frac{1}{2} + \frac{1}{3}$ от аксиального полуразмера сечения колец. Ускорение самофокусирующихся электронно-ионных колец выбрано в качестве рабочего режима в ускорителе тяжёлых ионов ОИЯИ (УТИ ОИЯИ). Результаты экспериментов на УТИ ОИЯИ подтвердили работоспособность предложенного режима.

3. Теоретически обоснована фокусировка электронного кольца при ускорении системой типа "белчье колесо" - разрезанный по образующей металлической трубы. Найденны условия, когда отражённое системой электрическое поле кольца компенсирует кулоновское расталкивание электронов. Показано, что для слабого экранирования собственного магнитного поля кольца белчьим колесом и достаточной малости амплитуд азимутальных гармоник возмущения показателя поля необходимо на трубе иметь несколько десятков разрезов. Фокусировка электронного кольца системой типа "белчье колесо" использовалась в опытах по коллективному методу ускорения в Гаршинге (ФГТ).

4. Проведен теоретический анализ устойчивости электронных и электронно-ионных колец в коллективном ускорителе тяжёлых ионов. Для подавления наиболее опасных при формировании электронных колец азимутальных неустойчивостей предложено проводить сжатие колец в цилиндрической, узкой, тонкостенной, металлической камере. Апертура камеры в месте нахождения кольца уменьшается примерно пропорционально его радиусу. Проводимость и толщина стенок камеры выбраны так, чтобы: а) в кольце не возникала резистивная азимутальная неустойчивость; б) стенки камеры экранировали высокочастотные поля возмущений; в) стенки камеры были прозрачны для медленно меняющегося внешнего магнитного поля, источники которого - токовые катушки расположены снаружи камеры. Для ускорителя тяжёлых ионов ОИЯИ рекомендована камера указанной выше формы со стенками из нержавеющей стали толщиной 0,5 мм. Камера обеспечивает устойчивое сжатие колец с числом электронов $N_e \approx 10^{13}$ при энергетическом полуразбросе в пучке $\frac{\Delta E}{E} \approx 5\%$ до конечного среднего радиуса $r_0 \approx 3,5 + 4$ см и конечной вращательной энергии электронов $\sim 15 + 20 \text{ МэВ}$. Этот результат согласуется с результатами экспериментов на ускорителе.

5. Показана возможность существования нелинейных стационарных волн в циркулирующих пучках заряженных частиц, представляющих собой последовательность вращающихся плотных электронных сгустков. При энергетическом разбросе, намного меньшем порогового разброса, следующего из линейной теории эффекта отрицательной массы, угловой и радиальный размеры сгустков малы. Перспектива использования разбитого на сгустки электронного кольца в коллективных ускорителях связана с увеличением эффективного ускоряющего поля кольца.

6. Проанализирована когерентная неустойчивость электронного кольца при смещении его от медианной плоскости узкой металлической камеры адгезатора. Определено минимальное значение показателя внешнего магнитного поля, обеспечивающее при заданных параметрах кольца и камеры устойчивость кольца.

7. Исследован нелинейный режим наиболее опасной в электронно-ионных кольцах – когерентной дипольной неустойчивости. Проведено первое рассмотрение неустойчивости с учетом нелинейного спада поляризонных сил с увеличением расхождения локальных центров масс электронного и ионного колец. Обнаружены нелинейные стационарные волны. Вблизи границы области устойчивости линейной теории (режим слабой надкритичности) выявлена нелинейная стабилизация дипольных колебаний моноэнергетического пучка, обусловленная слабой нелинейностью поляризонных сил. Экспериментальные наблюдения дипольной неустойчивости в электронно-ионных кольцах в Гаршинге (ФРТ) подтвердили возможность нелинейной стабилизации, рассмотренной в диссертации.

8. Предложена методика расчета и выбора магнитной системы адгезатора с тонкостенной металлической камерой при наружном расположении токовых катушек, создающих внешнее магнитное поле, – ступеней сжатия. Рассчитан адгезатор, позволяющий проводить сжатие электронных колец с числом электронов $N_e \approx 10^{13}$ до конечного среднего радиуса $r_c \approx 3,5 + 4$ см и конечных полуразмеров сечения $a \approx 2$ мм. Такие параметры соответствуют максимальной напряженности электрического поля в кольце порядка 50 МВ/м. Сформулированы требования к пучку, инжектируемому в адгезатор. В расчете сжатия учтены эффекты собственного и отраженного в стенках камеры электромагнитного поля кольца: влияние на кольцо токов, индуцированных на стенках камеры при инжекции пучка; сдвиг частот некогерентных бетатронных колебаний, обусловленный экранированными полями кольца; изменение равновесного радиуса из-за влияния пространственного заряда кольца. При расчете магнитной системы учтены: экранирование внешнего магнитного поля металлическими стенками камер; индуктивная связь между ступенями сжатия; возмущение

магнитного поля в адгезаторе токами, индуцированными в разомкнутых катушках работающими ступенями сжатия. Поставлена и решена задача формирования n – траектории (значений показателя магнитного поля, сопутствующих кольцу) в заданном коридоре значений. Граничные значения n определены так, что учтена малость апертуры камеры и не проходит более опасный резонанс бетатронных колебаний – параметрический.

9. Выбраны способы и проведен расчет вывода и ускорения электронно-ионного кольца УТИ ОИЯИ. Указаны режимы вывода и ускорения колец. Определены рабочие области параметров, при которых возможно коллективное ускорение ионов. Показано, что ускоряющая система УТИ ОИЯИ при полученных на ускорителе параметрах электронных колец позволяет получить набор энергии ~ 4 МэВ/нукл.м. по азоту ($\sim 1 \frac{\text{МэВ}}{\text{нукл.м.}}$ для тяжелых ионов). Результаты расчетов подтверждены опытами по ускорению ионов азота и других элементов на УТИ ОИЯИ.

10. Предложен метод расчета импульсных магнитных полей, экранированных тонкостенной металлической камерой. С использованием метода найдена область рабочих частот, в которой обеспечивается малость амплитудных и фазовых искажений внешнего импульсного магнитного поля в тонкостенной металлической камере адгезатора. Метод позволяет с помощью ЭВМ при заданной геометрии камеры оперативно находить основные характеристики магнитного поля: индукцию, показатель поля и т.п. Метод применялся к выбору магнитной системы УТИ ОИЯИ. Результаты расчетов хорошо согласуются с результатами магнитных измерений.

11. Предложен метод полных моментов функции распределения частиц в фазовом пространстве, на основе которого обобщаются известные модели сжатия электронных колец в адгезаторе. Практически в безмодельном подходе (для широкого класса функций распределения) учитывается влияние энергетического разброса и бетатронных колебаний электронов на размеры сечения кольца, чего нельзя было сделать в предшествующих моделях.

12. Проведенное сравнение результатов расчетов по сжатию и ускорению колец с экспериментальными результатами, полученными на УТИ ОИЯИ, показывает их хорошее количественное согласие. Успешное ускорение ионов азота с интенсивностью пучка, соответствующей конечной энергии ионов, подтверждает правильность изложенных в диссертации основных положений, на основе которых проведено проектирование ускорителя.

Основные результаты, изложенные в диссертации, опубликованы в следующих работах:

1. Э.А.Перельштейн, О.И.Ярковой. О стационарном состоянии поляризо-

ванного самофокусирующегося кольца (ускорение электронно-ионного сгустка). ЖТФ, 1971, 41, с.23; ОИЯИ, Р9-4423, Дубна, 1969.

2. Н.Ю.Казаринов, Э.А.Перельштейн. Численное решение задачи о стационарном состоянии ускоренного самофокусирующегося электронно-ионного кольца. В кн.: Симпозиум по коллективным методам ускорения. ОИЯИ, Д9-6707, Дубна, 1972, с.30.

3. Э.А.Перельштейн, В.Ф.Шевцов, Б.Г.Шинов. Численное моделирование процессов загрузки ионами и ускорения электронно-ионного кольца. ОИЯИ, Р9-10060, Дубна, 1976.

4. В.С.Александров, Ю.И.Алексахин, Н.Ю.Казаринов, В.Г.Новиков, Э.А.Перельштейн, Б.Г.Шинов. Расчет магнитной системы адгезатора с тонкостенной металлической камерой. Часть I. ОИЯИ, Р9-9091, Дубна, 1975.

5. В.С.Александров, Ю.И.Алексахин, Н.Ю.Казаринов, В.Г.Новиков, Э.А.Перельштейн, Б.Г.Шинов. Расчет магнитной системы адгезатора с тонкостенной металлической камерой. Часть II. ОИЯИ, Р9-9215, Дубна, 1975.

6. Г.В.Долбилов, И.Н.Иванов, Э.А.Перельштейн, В.П.Саранцев, В.Ф.Шевцов. Фокусировка электронного кольца в коллективном линейном ускорителе ионов системой типа "белые колесо". Труды УП Международной конференции по ускорителям заряженных частиц. Изд-во АН АрмССР, Ереван, 1970, с.535.

7. Н.Ю.Казаринов, Э.А.Перельштейн, В.Ф.Шевцов, Б.Г.Шинов. Влияние пространственного заряда на параметрический резонанс бетатронных колебаний. ОИЯИ, Р9-9721, Дубна, 1976;

N.Yu.Kazarinov, E.A.Perelstein, V.F.Shevtsov and B.G.Schinov. The Influence of Spacecharge on the Parametric Resonance of the Betatron Oscillations. Particle Accelerators, 1977, 8, p. 43.

8. В.С.Александров, Ю.И.Алексахин, В.Г.Новиков, Э.А.Перельштейн, В.П.Саранцев. Вопросы формирования и ускорения электронно-ионных колец с большим числом частиц. В кн.: Симпозиум по коллективным методам ускорения. ОИЯИ, Д9-6707, Дубна, 1972, с.12.

9. В.С.Александров, Ю.И.Алексахин, Л.С.Барабаш, И.А.Голутвин, С.Н.Доля, Н.Ю.Казаринов, Э.А.Перельштейн, В.А.Петров, В.П.Саранцев, Б.Г.Шинов. Особенности работы адгезатора с металлической камерой. Труды IV Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. "Наука", М., 1975, II, с.279.

10. Ю.И.Алексахин, Н.Ю.Казаринов, Э.А.Перельштейн. Экранирование квазистационарных магнитных полей тонкими металлическими пластинами. ЖТФ, 1975, 45, с.933; ОИЯИ, Р9-7786, Дубна, 1974.

11. Н.Ю.Казаринов, Э.А.Перельштейн. Стационарные нелинейные азимутальные волны в циркулирующих заряженных пучках. ОИЯИ, Р9-11788, Дубна, 1978,

12. Ю.И.Алексахин, Э.А.Перельштейн. Влияние экранирования магнитного поля электронного кольца на его движение вблизи тонких металлических экранов. ОИЯИ, Р9-10905, Дубна, 1977;

Yu.I.Alexahin, E.A.Perelstein, Influence of Shielding of Electron Ring Magnetic Field on the Ring Motion near Thin Metallic Shields. Particle Accelerators, 1979, 10, p. 41.

13. Н.Ю.Казаринов, А.Б.Кузнецов, Э.А.Перельштейн, С.Б.Рубин, В.Ф.Шевцов. Нелинейные явления в неустойчивости типа "змеяка" электронно-ионного кольца. ОИЯИ, Р9-6284, Дубна, 1972;

N.Yu. Kazarinov, A.B.Kuznetsov, E.A.Perelstein, S.B.Rubin and V.F.Shevtsov, Nonlinear Effects in the Sinuous-Instability of the Electron-Ion Ring. Particle accelerators, 1975, 1, p. 49.

14. В.С.Александров, Ю.И.Алексахин, Л.С.Барабаш, И.А.Голутвин, Н.Ю.Казаринов, Э.А.Перельштейн, В.П.Саранцев, Б.Г.Шинов. Искажение магнитного поля адгезатора многовитковыми разомкнутыми катушками. ЖТФ, 1977, 43, с.1822; ОИЯИ, Р9-9603, Дубна, 1976.

15. А.Д.Дымников, Э.А.Перельштейн. Метод моментов в динамике пучков заряженных частиц. ОИЯИ, Р9-10620, Дубна, 1977;

A.D.Dymnikov, E.A.Perelstein. Moment Method in Charged Particle Beam Dynamics. Nuclear Instruments and Methods, 1978, 148(3), p.567.

16. Н.Ю.Казаринов, Э.А.Перельштейн. О среднеквадратичных размерах кольцевых пучков заряженных частиц. ОИЯИ, Р9-11916, Дубна, 1978.

17. В.С.Александров, Ю.И.Алексахин, Н.Ю.Казаринов, Э.А.Перельштейн, В.А.Прейзендорф, В.П.Саранцев, В.Ф.Шевцов, Б.Г.Шинов. Расчет ускоряющей магнитной системы адгезатора ускорителя тяжелых ионов. ОИЯИ, Р9-10118, Дубна, 1976.

18. В.П.Саранцев, Э.А.Перельштейн. Коллективный ускоритель тяжелых ионов ОИЯИ. Физика плазмы, 1977, 3, с.449.

19. В.П.Саранцев, Э.А.Перельштейн. Коллективное ускорение ионов электронными кольцами. Атомиздат., М., 1979.

Рукопись поступила в издательский отдел
2 марта 1981 года.