

**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

9-87-223

**В.С.Александров, Н.Ю.Казаринов, В.О.Нефедьев,
А.С.Щеулин, Б.Г.Шинов**

**О ВЫБОРЕ ПАРАМЕТРОВ СИСТЕМЫ
ИНЖЕКЦИИ ПУЧКА В АДГЕЗАТОР
КОЛЛЕКТИВНОГО УСКОРИТЕЛЯ**

1987

Требование азимутальной устойчивости электронного кольца в адгезаторе коллективного ускорителя^{/1/} приводит к необходимости захвата пучка с максимально возможным энергетическим разбросом при заданной апертуре вакуумной камеры (с учетом расположенных в ней устройств системы инжекции). В^{/2/} было показано, что при однооборотной системе инжекции с гашением когерентных радиальных колебаний соответствующим выбором градиента поля корректора траектории можно реализовать режим полностью согласованной инжекции. При этом вначале пучок должен иметь эллиптическое сечение с определенными углами разлета, что не может быть реализовано в осесимметричном канале транспортировки СИЛУНД-20 — адгезатор^{/3/}. Целью настоящей работы является выбор параметров системы инжекции, осуществляющей режим захвата, близкий к согласованному, без наложения жестких требований на размеры инжектируемого пучка.

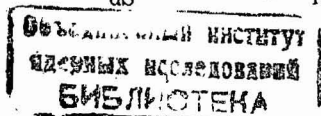
РОСТ ФАЗОВОГО ОБЪЕМА

Разброс частиц по импульсам продольного движения обуславливает и разброс по частотам бетатронных колебаний в слабофокусирующем магнитном поле. Это приводит к "перемешиванию" частиц на фазовых плоскостях поперечного движения. Наличие начальных колебаний либо огибающей, либо центра масс пучка влечет за собой рост эмиттанса. За характерные времена перемешивания $\tau_{x,z} = 1/\Delta\omega_{x,z}$ ($\Delta\omega_{x,z}$ — разбросы частот колебаний в R- и z-направлениях соответственно) значения эмиттансов $\epsilon_{x,z}$ выходят на стационарные значения, превышающее начальные^{/4/}.

Таким образом, задача о выборе системы инжекции для получения плотных стационарных кольцевых пучков с заданным импульсным (энергетическим) разбросом сводится к минимизации роста эмиттансов в процессе захвата. Для поиска соответствующих условий воспользуемся методом моментов функции распределения.

Система уравнений, описывающая поведение моментов второго порядка функции распределения, получена в^{/4/}. Для радиального движения система имеет вид:

$$\frac{d\overline{x^2}}{dS} = 2\overline{xx'}'; \quad \frac{d\overline{xx'}}{dS} = \overline{x'^2}k^2 + \frac{1}{R} \frac{\overline{x\Delta p}}{p},$$



$$\frac{d\overline{x'^2}}{dS} = -2k_x^2 \overline{xx'} + \frac{2}{R} \overline{x' \Delta p}, \quad (1)$$

$$\frac{d}{dS} \overline{\frac{x \Delta p}{p}} = -k_x^2 \overline{\frac{x \Delta p}{p}} + \frac{1}{R} \overline{\left(\frac{\Delta p}{p}\right)^2},$$

$$\frac{d}{dS} \overline{\left(\frac{\Delta p}{p}\right)^2} = 0.$$

Здесь $S = R\theta$ (θ — азимутальный угол, R — радиус орбиты); $k_x^2 = \frac{1}{R} Q_x^2$ (Q_x — частота бетатронных колебаний). Черта над величиной означает усреднение с функцией распределения частиц в пучке. Уравнения для среднеквадратичных величин, связанных с аксиальным уравнением,

сводятся к (1) заменой x на z (при $\overline{\left(\frac{\Delta p}{p}\right)^2} = 0$).

Следуя /2/, воспользуемся дисперсионной функцией $\psi = \frac{\overline{x \Delta p}}{p} / \overline{\left(\frac{\Delta p}{p}\right)^2}$,

удовлетворяющей стандартному уравнению /5/:

$$\frac{d^2 \psi}{dS^2} + k_x^2 \psi = \frac{1}{R}. \quad (2)$$

Отличительным свойством системы (1) является то, что ее решение для размера пучка в любой момент времени может быть представлено в виде

$$\overline{x^2} = \overline{x_0^2} + \overline{x_c^2}, \quad (3)$$

где $\overline{x_0^2}$ — квадрат бетатронного размера пучка, обусловленного эмиттансом:

$$\overline{x_0^2} = C_1 + C_2 \cos 2Q_x \theta + C_3 \sin 2Q_x \theta,$$

$$C_1 = \frac{1}{2} \left(\overline{x_{06}^2} + \frac{R^2 \overline{x'_{06}{}^2}}{Q_x^2} \right),$$

$$C_2 = \frac{1}{2} \left(\overline{x_{06}^2} - \frac{R^2 \overline{x'_{06}{}^2}}{Q_x^2} \right),$$

$$C_3 = \frac{R}{Q_x} \overline{x_{06} x'_{06}},$$

(4a)

а $\overline{x_c^2}$ — квадрат синхротронного размера, связанного с импульсным разбросом:

$$\overline{x_c^2}(\theta) = \psi^2(\theta) \left(\frac{\Delta p}{p}\right)^2,$$

$$\psi(\theta) = \psi_0 \cos Q_x \theta + \frac{R \psi'_0}{Q_x} \sin Q_x \theta + \psi_c (1 - \cos Q_x \theta), \quad (4б)$$

$\psi_c = \frac{R}{Q_x^2}$ — согласованное значение дисперсионной функции.

Подставляя (4a,б) в (3) и выделяя часть, не зависящую явно от времени (угла θ), получим

$$\overline{x^2} = \frac{1}{2} \left(\overline{x_{06}^2} + \frac{R^2 \overline{x'_{06}{}^2}}{Q_x^2} \right) + (\psi - \psi_c)^2 \overline{\left(\frac{\Delta p}{p}\right)^2} + \frac{R^2 \psi_0'^2}{Q_x^2} \overline{\left(\frac{\Delta p}{p}\right)^2} + \psi_c^2 \overline{\left(\frac{\Delta p}{p}\right)^2} + \overline{x_c^2}. \quad (5a)$$

Аналогично для квадрата среднеквадратичного угла имеем

$$\overline{x'^2} = \frac{1}{2} \frac{Q_x^2}{R^2} \left(\overline{x_{06}^2} + \frac{R^2 \overline{x'_{06}{}^2}}{Q_x^2} \right) + (\psi - \psi_c)^2 \overline{\left(\frac{\Delta p}{p}\right)^2} + \frac{R^2 \psi_0'^2}{Q_x^2} \overline{\left(\frac{\Delta p}{p}\right)^2} + \overline{x_c'^2}. \quad (5б)$$

Волнистая черта означает осциллирующую функцию угла θ .

В формулах для $\overline{x^2}$ и $\overline{x'^2}$ выражение в скобках с точностью до постоянного множителя совпадает с полной энергией радиальных колебаний частиц в пучке и сохраняется в процессе перемешивания. В (5a) величина $\psi_c^2 \overline{\left(\frac{\Delta p}{p}\right)^2}$ представляет собой квадрат стационарного согласованного синхротронного размера пучка и также сохраняется ($\overline{\left(\frac{\Delta p}{p}\right)^2} = \text{const}$). Процесс фазового перемешивания приводит к затуханию всех осциллирующих функций азимута, поэтому формулы (5) определяют конечные значения среднеквадратичных параметров пучка.

Рассмотрим теперь изменение эмиттанса. По определению среднеквадратичным эмиттансом ϵ_x является величина:

$$\epsilon_x^2 = \overline{x_0^2 x_0'^2} - (\overline{x_0 x_0'})^2 = (\overline{x^2} - \overline{x_c^2})(\overline{x'^2} - \overline{x_c'^2}) - (\overline{xx'} - \overline{x_c x_c'})^2. \quad (6)$$

В конечном состоянии все величины вида $\overline{(xx')}_k = 0$. Подставляя в (6) выражения (5), получим значение радиального эмиттанса в конечном состоянии:

$$\epsilon_{xk} = \left[\epsilon_{0x}^2 + \frac{1}{4} \epsilon_{0x}^2 \left(\frac{\overline{x_{06}^2}}{x_{\text{согл}}^2} - \frac{\overline{x_{06}'^2}}{x_{\text{согл}}'^2} \right)^2 + \frac{1}{4} (\overline{x_{06}^2})^2 \right]^{1/2} + \frac{Q_x}{2R} [(\psi_0 - \psi_c)^2 \left(\frac{\Delta p}{p} \right)^2 + \frac{R^2 \psi_0'^2}{Q_x^2} \left(\frac{\Delta p}{p} \right)^2]. \quad (7a)$$

Для конечного аксиального эмиттанса имеем:

$$\epsilon_{zk} = \left[\epsilon_{0z}^2 + \frac{1}{4} \epsilon_{0z}^2 \left(\frac{\overline{z_{06}^2}}{z_{\text{согл}}^2} - \frac{\overline{z_{06}'^2}}{z_{\text{согл}}'^2} \right)^2 + \frac{1}{4} (\overline{z_{06}^2})^2 \right]^{1/2}. \quad (7b)$$

Здесь: $\overline{x_{\text{согл}}^2} = \frac{R \epsilon_{0x}}{Q_x}$, $\overline{x_{\text{согл}}'^2} = \frac{Q_x \epsilon_{0x}}{R}$, $\overline{z_{\text{согл}}^2} = \frac{R \epsilon_{0z}}{Q_z}$, $\overline{z_{\text{согл}}'^2} = \frac{Q_z \epsilon_{0z}}{R}$

— согласованные значения параметров пучка для начальных эмиттансов ϵ_{0x} и ϵ_{0z} .

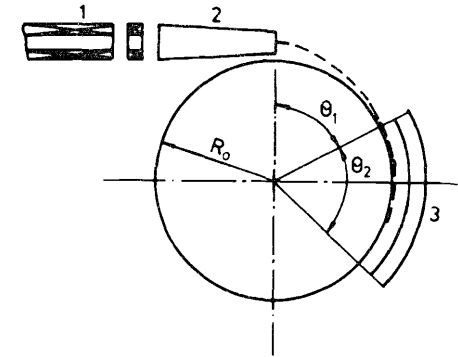
Из выражений (7a,б) видно, что любые начальные рассогласования пучка приводят к росту эмиттансов пучка. Например, отсутствие начальной корреляции между поперечными координатами и продольными импульсами частиц в пучке ($\psi_0 = \psi_0' = 0$) при согласованном бетатронном размере влечет за собой возрастание радиального эмиттанса на величину $\Delta \epsilon_x \approx 40 \pi$ мрад·см для $\Delta p/p = 4 \cdot 10^{-2}$ (радиус $R = 35$ см и $Q = 0,9$ соответствуют параметрам адгезатора КУТИ-20^{1/1}). Акцептанс вакуумной камеры составляет при этом $\sim 30 \pi$ мрад·см (с учетом устройств инжекции)^{2/2}. В этом случае при захвате будут теряться частицы с большими отклонениями энергии от равновесной.

ВЫБОР ГРАДИЕНТА ПОЛЯ КОРРЕКТОРА ТРАЕКТОРИИ

Принцип работы однооборотной системы инжекции заключается в гашении когерентного радиального импульса вблизи первого узла бетатронных колебаний полем ТЕМ-волны, возбуждаемой в полосковой линии корректора^{1/1} (рис.1). При этом требуемая относительная амплитуда эффективного электрического поля $\tilde{E}_R = (E_R + \beta B_z)/B_0$ на радиусе равновесной орбиты R_0 и начальное смещение центра масс $a = R_{\text{инж}} - R_0$ связаны между собой соотношением:

$$\tilde{E}_R = - \frac{1}{\beta} \frac{a}{R_0} \frac{\cos Q_x \theta_1}{2 \sin^2(Q_x^2 + \lambda)^{1/2} \theta_2/2}.$$

Рис.1. Схема системы инжекции адгезатора КУТИ: 1 — канал транспортировки; 2 — вводное устройство (инфлектор); 3 — корректор траектории.



Здесь $\beta = \bar{v}/c$ — относительная средняя продольная скорость частиц пучка, B_0 — индукция внешнего магнитного поля на радиу-

се R_0 , $\lambda = R_0 \frac{d\tilde{E}_R}{dR}$ — сдвиг квадратов бетатронных частот в области

корректора ($Q_x^2 \text{ корр} = Q_x^2 + \lambda$, $Q_z^2 \text{ корр} = Q_z^2 - \lambda$). Азимутальные углы $\theta_{1,2}$ показаны на рис.1.

Выражения (5,7,8) для конечных размеров и эмиттансов пучка пригодны для анализа влияния корректора, если индекс 0 отнести к точке выхода из корректора ($\theta = \theta_1 + \theta_2$, рис.1). Параметры пучка, входящие в эти формулы, легко вычисляются решением системы уравнений (1), (2) в области $\theta \leq \theta_1$, $\theta_1 \leq \theta \leq \theta_1 + \theta_2$ и $\theta \geq \theta_1 + \theta_2$ со сшивкой в граничных точках. При этом конечные значения эмиттансов будут зависеть от условий в точке инжекции и λ .

Оптимальный градиент поля корректора можно выбирать по максимальному значению собственного поля на краю кольца, что при фиксированном числе частиц дает:

$$\left(\frac{\epsilon_{xk} R}{Q_x} + \psi_c^2 \left(\frac{\Delta p}{p} \right)^2 \right)^{1/2} + \left(\frac{\epsilon_{zk} R}{Q_z} \right)^{1/2} = \min. \quad (8a)$$

Другим критерием является получение максимального коэффициента захвата или минимального радиального размера:

$$\left(\frac{\epsilon_{xk} R}{Q_x} + \psi_c^2 \left(\frac{\Delta p}{p} \right)^2 \right)^{1/2} = \min. \quad (8b)$$

Вместо параметра λ для анализа влияния поля корректора, следуя^{2/2}, введем относительный градиент $\eta = \frac{\lambda}{R_0 \tilde{E}_R} = \frac{1}{\tilde{E}_R} \frac{\partial \tilde{E}_R}{\partial R}$. Так как

$E_R < 0$, то при $\lambda > 0$ имеем $\eta < 0$. В точке инжекции примем обычные начальные условия, соответствующие кроссоверу пучка. Для типичных

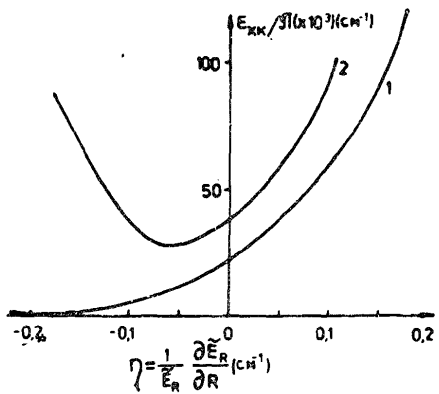
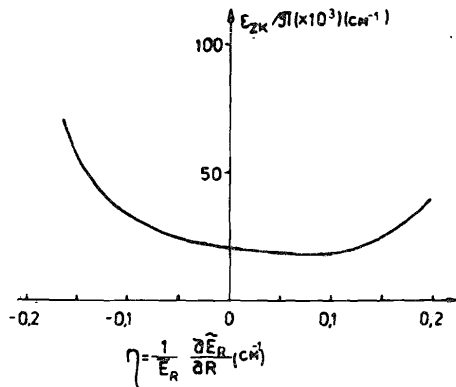


Рис.2. Конечный радиальный эмиттанс пучка с импульсным разбросом $\frac{\Delta p}{p} = 2 \left(\left(\frac{\Delta p}{p} \right)^2 \right)^{1/2} = 3 \cdot 10^{-2}$.
 $1 - \epsilon_{0x} = 0$; $2 - \epsilon_{0x} = 1,5 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$.

параметров $4\epsilon_{0x} = 4\epsilon_{0z} =$
 $= 60 \text{ мрад} \cdot \text{см}$ и $2 \left(\left(\frac{\Delta p}{p} \right)^2 \right)^{1/2} =$
 $= 3 \cdot 10^{-2}$ (полные эмиттансы и импульсный разброс) критерии (8а)

и (8б) дают близкие значения $\eta = -0,03 \text{ см}^{-1}$ и $\eta = -0,07 \text{ см}^{-1}$ соответственно. Это свидетельствует о том, что при максимальном коэффициенте захвата не будет происходить большого роста аксиального размера. На рис.2,3 приведены результаты расчета конечных эмиттансов. Видно, что при $\eta > 0$ наблюдается резкий рост радиального эмиттанса пучка за счет рассогласования по ψ — функции (кривая 1 рис.2). Рост ϵ_{zk} за счет рассогласования по ψ — функции (кривая 1 рис.2). Рост ϵ_{zk} при $\eta \leq -0,1 \text{ см}^{-1}$ связан с тем, что начальное условие $\overline{x x'} = 0$ не является оптимальным для корректора с неоднородным полем. Аксиальный размер слабо зависит от градиента \tilde{E}_R в диапазоне $-0,1 \text{ см}^{-1} \leq \eta \leq 0,15 \text{ см}^{-1}$



что начальное условие $\overline{x x'} = 0$ не является оптимальным для корректора с неоднородным полем. Аксиальный размер слабо зависит от градиента \tilde{E}_R в диапазоне $-0,1 \text{ см}^{-1} \leq \eta \leq 0,15 \text{ см}^{-1}$
 $\left[\left(\frac{z_k^2}{k} \right)^{1/2} \sim \sqrt{\epsilon_{zk}} \right]$.

Рис.3. Рост аксиального эмиттанса пучка. $\epsilon_{0z} = 1,5 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ЗАХВАТА

Процесс захвата для различных вариантов корректора моделировался численно методом крупных частиц. Внешнее магнитное поле вычислялось для конкретных катушек I степени сжатия адгезатора. Поле корректора либо задавалось модельным образом в виде $E_R(R) = E_0(1 + \eta(R - R_0))$, либо рассчитывалось численно для геометрий, показанных

на рис.4., путем решения уравнения Лапласа в заданных граничных условиях методом конечных элементов^{6/}. При анализе захвата для уменьшения счетного времени расчетные зависимости $E_R(R)$ аппроксимировались аналитическими функциями. На рис.5 приведены распределения поля корректора, полученные численно (1,1'), и их приближения интерполяционными функциями (2,2') соответственно. Зависимость $E_R(\theta)$ не анализировалась и задавалась в виде ступенчатой функции.

В точке инъекции фазовый объем задавался в виде правильного эллипса с близкими к гауссовским распределениями по координатам и скоростям при максимальных размерах $x_{\max} = z_{\max} = 2 \text{ см}$. В каждом узле размещалось по 3 частицы с энергиями γ_0 и $\gamma_0 \pm \Delta\gamma$ (γ — лоренц-фактор). Таким образом, в расчетах, как правило, использовалось $11 \times 3 = 33$ частицы при моделировании радиального движения. Для анализа аксиального размера энергетический разброс не вводился, и рассматривалось поведение 11 частиц. Дальнейшее увеличение числа частиц не оказывало существенного (>5%) влияния на результаты расчетов. В расчетах использовалась стандартная система уравнений движения частиц в азимутально-симметричных полях, преобразованная к виду^{9/}:

$$u_R = \frac{c}{\gamma R} u_\theta^2 + \frac{e}{m\omega\gamma} u_\theta B + \frac{e}{m\omega c} E_R,$$

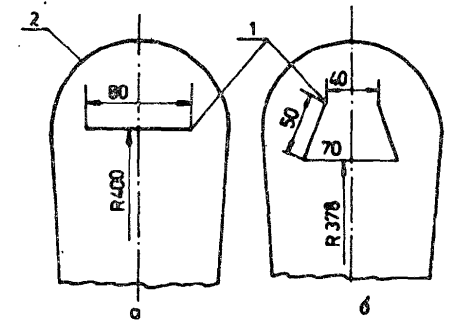


Рис.4. Варианты высоковольтных электродов корректора: 1 — электроды; 2 — металлическая вакуумная камера.

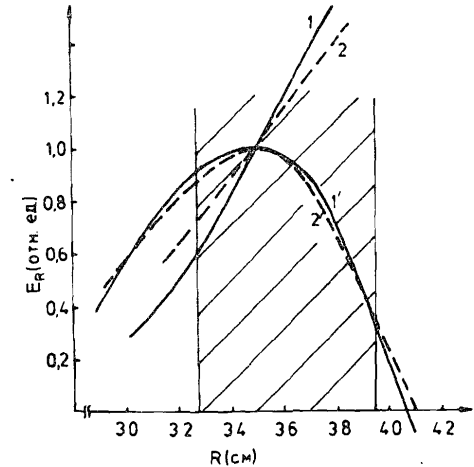


Рис.5. Распределение $E_R(R)$ для электрода рис.4а (1,2); 1',2' — $E_R(R)$ для электрода рис.4б. Заштрихованная область — зона, занимаемая пучком (численное моделирование).

$$\dot{u}_\theta = -\frac{c}{\gamma R} u_\theta u_R + \frac{e}{mc\gamma} (u_z B_R - u_R B_z) - \frac{e}{mc} E_\theta,$$

$$\dot{u}_z = -\frac{e}{mc\gamma} u_\theta B_R + \frac{e}{mc} E_z,$$

$$\gamma^2 = 1 + u_R^2 + u_\theta^2 + u_z^2.$$

Здесь $u_R = \frac{\dot{R}}{c} \gamma$, $u_z = \frac{\dot{z}}{c} \gamma$, $u_\theta = \frac{\dot{\theta} R}{c} \gamma$ — нормализованные скорости.

Временная диаграмма инжекции приведена на рис.6. Длительность одного оборота 7,3 нс. Геометрия устройств системы захвата (инфлектор, корректор) была заложена в программу, и, если какая-либо частица попадала в зоны, занятые этими устройствами, анализ ее движения

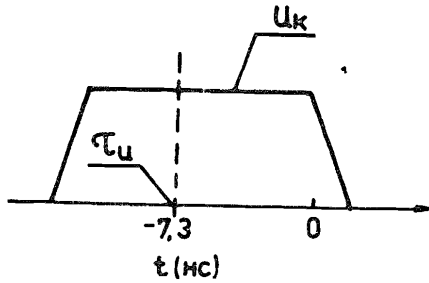
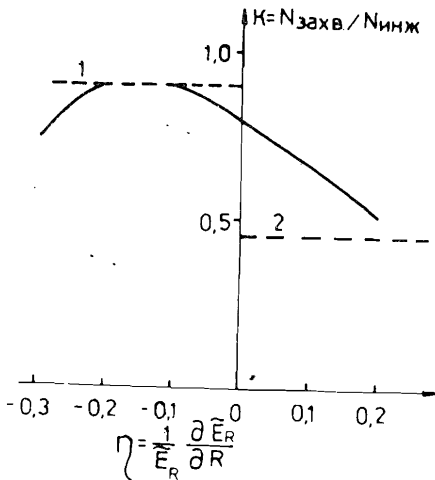


Рис.6. Временная диаграмма инжекции. $\tau_{и}$ — момент инжекции, U_k — импульс напряжения корректора.

прекращался и выдавалось оставшееся количество частиц. Расчет заканчивался, если ни одна из траекторий не выходила за радиус ближайшей к пучку точки инфлектора $R_{и} = 37,5$ см. Для приведенной (рис.6) временной диаграммы это, как правило, происходило на 7-9 обороте.



Начальное значение эмиттанса выбиралось близким к измеренному /7,8/ и составляло $\epsilon = 60 \pi$ мрад·см (площадь эллипса), а энергетический полуразброс $\Delta u/u = 3 \cdot 10^{-2}$. На рис.7 приведена зависимость коэффициента захвата от градиента поля корректора. В диапазоне $-0,2 \leq \eta \leq -0,1$ он максимален и составляет $\sim 0,9$.

Рис.7. Зависимость коэффициента захвата от градиента поля корректора. 1 — с электродом рис.4б; 2 — с электродом рис.4а.

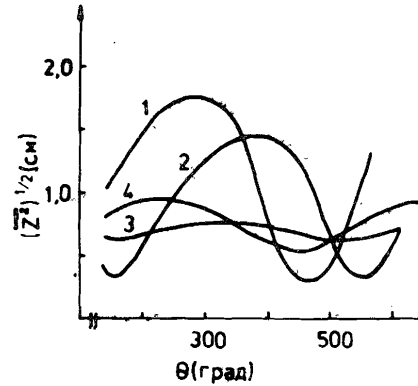


Рис.8. Аксиальные огибающие пучка. 1 — $\eta = -0,2 \text{ см}^{-1}$; 2 — $\eta = 0,2 \text{ см}^{-1}$; 3 — $\eta = 0$; 4 — корректор с электродом рис.4б.

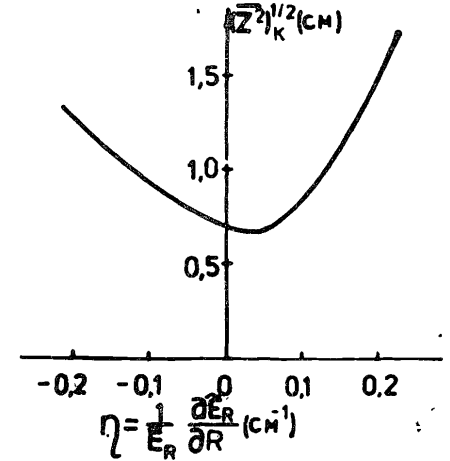


Рис.9. Конечный аксиальный размер кольца (по численному моделированию).

$\eta = -0,2 \text{ см}^{-1}$ соответствует согласованию по синхротронному размеру. При $\eta < -0,2 \text{ см}^{-1}$ растет бетатронный размер и рассогласовывается ψ -функция. На рис.8,9 показаны поведение среднеквадратичного аксиального размера для различных η и $(z^2)^{1/2} = f(\eta)$. В диапазоне $-0,1 \text{ см} \leq \eta \leq 0,1 \text{ см}^{-1}$, как ожидалось из аналитических оценок, колебания аксиальной огибающей невелики, а конечный размер слабо зависит от градиента поля корректора. Численный анализ процесса захвата приводит к величине $\eta_{\text{опт.}} \approx -0,1 \text{ см}^{-1}$.

ВЫВОДЫ

1. Получены выражения для эмиттанса пучка в конце процесса фазового перемешивания. Показано, что отсутствие согласования дисперсионной функции ведет к значительному увеличению радиального эмиттанса.

2. Выбором градиента поля корректора можно минимизировать рост эмиттансов.

3. Корректор с электродом в виде двух наклонных пластин, дающий в области, занятой пучком, спадающее по радиусу поле, близок к оптимальному и дает расчетный коэффициент захвата 0,9 для параметров пучка, близких к экспериментально измеренным.

4. Численный анализ движения крупных частиц в полях, близких к реальным, и аналитические расчеты конечных состояний на основе метода моментов функции распределения для сопоставимых параметров пучка приводят к хорошо согласующимся результатам.

ЛИТЕРАТУРА

1. Саранцев В.П., Перельштейн Э.А. Коллективное ускорение ионов электронными кольцами. М.: Атомиздат, 1979.
2. Казаринов Н.Ю., Шеулин А.С. ОИЯИ, Р9-83-920, Дубна, 1983.
3. Александров В.С. и др. ОИЯИ Р9-83-613, Дубна, 1983.
4. Kazarinov N.Yu., Perelstein E.A., Shevtsov V.P. Particle Accelerators, 1980, v.10, pp.33-47.
5. Штеффен К. Оптика пучков высокой энергии. М.: Мир, 1968.
6. Kondar A., Silvester P. Computer Physics Comm., 1973, 5, p.437-455.
7. Долбилов Г.В. и др. ОИЯИ Р9-86-290, Дубна, 1986.
8. Долбилов Г.В. и др. ОИЯИ Р9-83-307, Дубна, 1983.
9. Брук Г. Циклические ускорители заряженных частиц, М.: Атомиздат, 1970, с.33.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

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

Д9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
Д3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
Д11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
Д7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов, Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
Д2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.
Д13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
Д2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
Д1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий, Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
Д17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р. 75 к.
Д10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983	3 р. 50 к.
	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984 /2 тома/	13 р. 50 к.
Д4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра, Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
Д11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р.
Д13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна 1985.	4 р. 80 к.
Д3,4,17-86-747	Труды У Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1986.	4 р. 50 к.

Рукопись поступила в издательский отдел
7 апреля 1987 года.

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