

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

1259

P9-87-852

Ю.И.Алексахин, Н.Ю.Казаринов, В.И.Казача

О ТРЕБОВАНИЯХ
К ФОКУСИРУЮЩЕМУ МАГНИТНОМУ ПОЛЮ
В ЛИУ

Направлено в Оргкомитет VII Всесоюзного
симпозиума по сильноточной электронике,
Новосибирск, май 1988 г.

1987

Для использования ЛИУ в качестве инжектора в ускорителе электронно-ионных колец^{1/} и лазере на свободных электронах^{2/} требуется высокое качество ускоренного пучка, в частности малость отклонения центра пучка от оси ускорителя и связанного с этим отклонением когерентного угла траекторий электронов^{3/}. Когерентное смещение пучка обязано, в основном, действию двух факторов: неточности установки катода и случайному разбросу осей отдельных фокусирующих катушек по длине ускорителя^{4/}. Ниже показано, что влияние этих факторов можно ослабить путем адиабатического увеличения напряженности фокусирующего магнитного поля вдоль оси ускорителя.

I. Значительное смещение пучка, наблюдаемое в высокоперевансных бессеточных источниках электронов, можно объяснить следующим образом. Пусть вследствие неточности установки катода пучок смещен относительно центра анодной апертуры (для определенности вверх). На ближайшей к пучку части поверхности анода при этом сконцентрируется избыточный положительный заряд, благодаря которому напряженность вытягивающего электрического поля в верхней части анод-катодного промежутка окажется больше, чем в нижней. Соответственно, максимум тока эмиссии также сместится вверх. В результате отклонение пучка может многократно превысить ошибку в установке катода и быть, соответственно, трудно устранимым.

При анализе эволюции начального отклонения пучка предположим, что за анодом магнитное поле скачкообразно растет от нулевого уровня до значения $B_z = B_{in}$ и затем плавно увеличивается до значения B_f на выходе ускорителя. Частота радиального движения пучка с учетом дефокусирующего действия зарядов, индуцированных на стенке канала радиуса d , дается выражением^{5/}

$$\omega_r = \frac{e}{2 \cdot m \cdot c \cdot \gamma} \cdot \sqrt{B_z^2 - B_{th}^2} ; B_{th} = \frac{2}{c \cdot d} \cdot \sqrt{2 \cdot I \cdot I_0 \cdot \frac{\sigma}{\beta}} \quad (I)$$

где $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ - лоренц-фактор, $\beta = \frac{v}{c}$, $I_0 = \frac{m \cdot c^3}{e}$ ($I_0 = 17$ кА в единицах СИ), I - ток в пучке, e и m - заряд и масса электрона, c - скорость света. Пусть ξ_0 и $\dot{\xi}_0$ - отклонение и радиальная скорость центра пучка при входе в магнитное поле. Адиабатический инвариант когерентного радиального движения

$$I_r = m \cdot \gamma \cdot \omega_p \cdot \xi^2 = m \cdot \gamma_{in} \cdot (\omega_p \cdot \xi_0^2 + \frac{\dot{\xi}_0^2}{\omega_p}) \quad (2)$$

минимален при $\omega_p = \frac{|\dot{\xi}_0|}{|\xi_0|}$. В этом случае амплитуда радиальных колебаний ξ_f и когерентный угол центральной траектории $\alpha = \frac{\omega_p \cdot \xi_f}{V}$ на выходе ускорителя также принимают минимальные значения.

В связи со сказанным выше следует ожидать именно больших начальных смещений пучка при входе в магнитное поле, а не начальных скоростей, так что оптимальное значение V_{in} должно быть близким к пороговому значению (I). Далее напряженность магнитного поля должна возрастать не медленнее чем $\sqrt{\sigma}$.

Поскольку при $V_{in} = V_{th}(v_{in})$ брилловский радиус пучка имеет значение $\alpha = d/v_{in}$, близкое к радиусу канала, конструкция источника электронов должна обеспечивать малость эмиттанса пучка и отсутствие пульсаций его огибающей.

2. Следуя работе [4], анализ влияния неточности установки фокусирующих катушек проведем в пренебрежении стеночной дефокусировкой. Получаемый таким образом результат является оценкой сверху. Введя декартову систему координат и обозначая $\xi = \bar{X} + i\bar{Y}$, $V_{\perp} = \bar{V}_x + i\bar{V}_y$, где \bar{X} и \bar{Y} - координаты локального центра масс пучка, запишем уравнение его поперечного движения в виде

$$\frac{d}{dz} \beta \cdot \sigma \cdot \frac{d\xi}{dz} + i \frac{e}{mc^2} B_z \cdot \frac{d\xi}{dz} = i \frac{e}{mc^2} B_{\perp} \cdot \xi \quad (3)$$

Черта над данной величиной означает усреднение по функции распределения частиц в пучке. Представляя решение (3) как $\xi = a_1(z) \cdot e^{-i\psi(z)} + a_2(z)$, где $\psi(z) = \int \beta \cdot \sigma \cdot dz$ и $\chi(z) = \frac{e \cdot B_z(z)}{mc^2 \cdot \beta \cdot \sigma}$, получим следующую оценку когерентного угла на выходе из ведущего магнитного поля, обусловленного изменением обобщенного момента пучка на случайных азимутально-несимметричных возмущениях:

$$\alpha = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot K_f \cdot \langle |a_1|^2 \rangle^{1/2}, \quad (4)$$

где $K_f = \frac{e \cdot \bar{B}_f}{mc^2 \cdot (\beta \cdot \sigma - 1)^{1/2}}$, $\langle |a_1|^2 \rangle$ - усредненный по реализациям квадрат модуля комплексной амплитуды, который связан со спектром Фурье корреляционной функции шумов $F(x)$ следующим образом:

$$\langle |a_1|^2 \rangle^{1/2} = \frac{8 \cdot \lambda \cdot \Delta}{L} \cdot \sqrt{N} \left\{ \frac{1}{L_a} \int_0^{L_a} F^2[k(z) \cdot R] \cdot dz \right\}^{1/2}. \quad (5)$$

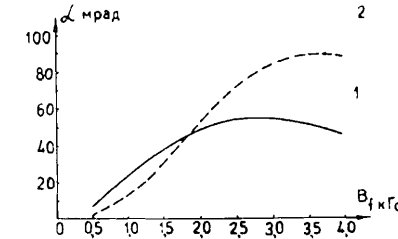
Фурье-спектр шумов имеет вид

$$F(x) = x^2 \cdot K_1(x) \cdot \frac{I_1(\frac{x \cdot a}{R})}{(\frac{x \cdot a}{R})} \cdot \frac{I_1(\frac{x \cdot \xi_0}{R})}{(\frac{x \cdot \xi_0}{R})} \cdot \sin \frac{xL}{2R}; \quad x = k(z) \cdot R. \quad (6)$$

Здесь Δ - величина среднеквадратичного разброса осей фокусирующих катушек относительно оси ускорителя; λ - период структуры, L - ак-

сиальная длина и R - средний радиус катушек; $N = L_a/\lambda$ - число катушек на длине ускорителя L_a .

На рисунке показаны зависимости когерентных углов α_f на выходе из ускорителя от амплитуды магнитного поля B_f для двух рассмотренных случаев. Кривая 1 - постоянное вдоль тракта магнитное поле величиной B_f . Кривая 2 - магнитное поле, растущее пропорционально $\beta \cdot \sigma$ до конечного значения, совпадающего с B_f .



Расчет проведен для параметров магнитной системы ускорителя СИЛУНД-20/3/. Как видно из рисунка, для $B_f \leq 2$ кГц имеется значительный выигрыш в величине когерентного угла α_f во втором случае.

Литература

1. Саранцев В.П., Перельштейн Э.А. Коллективное ускорение ионов электронными кольцами. М.: Атомиздат, 1979.
2. Коломенский А.А., Лебедев А.Н. Квантовая электроника, 1978, т.5, с.1543.
3. Долбилов Г.В. и др. ОИЯИ, Р9-84-631, Дубна, 1984.
4. Казаринов Н.Ю., Казача В.И. ОИЯИ, Р9-87-24, Дубна, 1987.
5. Алексахин Ю.И. ОИЯИ, Р9-87-196, Дубна, 1987.

Рукопись поступила в издательский отдел
11 декабря 1987 года.

ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

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

Алексахин Ю.И., Казаринов Н.Ю.,
Казача В.И.

P9-87-852

О требованиях к фокусирующему магнитному полю в ЛИУ

Анализируются причины, приводящие к когерентному отклонению пучка от оси линейного индукционного ускорителя. Предложено качественное объяснение экспериментально наблюдаемым большим поперечным смещениям пучка в высокоперевансных бессеточных диодах. Показано, что влияние на характеристики ускоренного пучка как начального смещения, так и случайного разброса в положении фокусирующих катушек может быть существенно ослаблено адиабатическим увеличением напряженности продольного магнитного поля по тракту ускорителя.

Работа выполнена в Общеинститутском научно-методическом отделении по физике высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод О.С.Виноградовой

Aleksakhin Yu.I., Kazarinov N.Yu.,
Kazacha V.I.

P9-87-852

About Requirements to Focusing Magnetic Field
in Linear Induction Accelerator

Causes reducing coherent beam deflection from a linear induction accelerator (LIA) axis are analysed. The qualitative explanation of the experimentally observed big transverse beam displacement in highperveance gridless diodes is suggested. It is shown that the influence on accelerated beam characteristics of both the initial displacement and random spread of the focusing coil position can be made weaker by adiabatic increase in the longitudinal magnetic field strength along the accelerator path.

Scientific-Methodical Division of High Energy Physics,
JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987