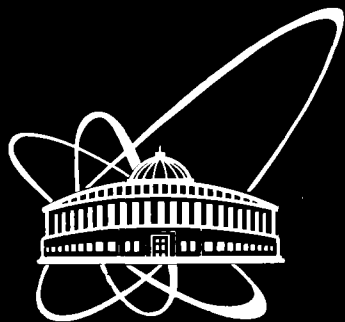




XJ0200234



СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P9-2002-120

Н. Ю. Казаринов, В. И. Казача, И. В. Калагин, А. Галл\*

МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЯ ПОПЕРЕЧНОГО  
ЭМИТТАНСА ИОННОГО ПУЧКА  
В КАНАЛЕ ИНЖЕКЦИИ ЦИКЛОТРОНА DC-72

34 / 03

\*Словацкий технический университет, Братислава

2002



Величина поперечного эмиттанса является одной из важнейших характеристик пучка заряженных частиц. Существует много способов измерения эмиттанса (см., например, обзоры [1-2]). В этой работе исследована возможность измерения эмиттанса пучка ионов в канале инжекции в циклотрон DC-72 с помощью rerreg-rot-методики [3] и градиентного метода [4].

## 1. Моделирование измерений поперечного эмиттанса ионного пучка с помощью rerreg-rot-метода

Данная методика заключается в том, что на пути пучка заряженных частиц помещается маска с отверстиями. Затем измеряются характеристики пучка по его изображению, получающемуся на экране, расположенном на некотором выбранном расстоянии от маски [5].

При измерении эмиттансов мощных электронных и ионных пучков преимуществом этой методики является то, что размеры щелей или отверстий (100 ÷ 500 мкм), сделанные в маске, вырезают из пучка такую его часть, в которой уже отсутствует влияние его заряда, а разлёт пучка за маской определяется только его эмиттансом.

Вторым преимуществом этой методики является то, что с её помощью, в отличие от других методов, можно измерять эмиттанс отдельных сгустков и получать распределение пучка в фазовом пространстве.

И, наконец, третьим преимуществом этой методики является то, что она, в принципе, позволяет получать независимо распределения пучка в фазовом пространстве в  $\{x, x'\}$ - и  $\{y, y'\}$ - плоскостях.

В канале аксиальной инжекции циклотрона DC-72 данной методикой предполагается измерять эмиттанс пучков тяжелых элементов. Моделирование измерений проводилось для пучка ионов  $^{40}\text{Ar}^{6+}$  со следующими параметрами:

– кинетическая энергия иона с зарядом $Z$	$W \cong Z \cdot 15 \text{ кэВ};$
– ток пучка	$I \cong 50 \text{ мкА};$
– непрерывная мощность в пучке	$P \cong 4.5 \text{ Вт};$
– эмиттанс пучка	$\epsilon \cong 200 \pi \text{ мм} \cdot \text{мрад};$
– диаметр пучка	$D \cong 40 \text{ мм};$
– угловой разброс пучка	$\theta \cong \pm 10 \text{ мрад}.$

Пример произвольного фазового портрета пучка ионов на  $\{x, x'\}$ -плоскости для 10000 макрочастиц показан на рис. 1. Этот фазовый портрет получен в результате расчёта трассировки пучка ионов от ЭЦР-источника до циклотрона, и он соответствует параметрам ионного пучка в точке предполагаемого расположения rerreg-rot-маски со щелями. Именно эти характеристики ионного пучка были использованы при моделировании работы rerreg-rot-методики для нашего случая.

Как видно из рис. 1, поперечный эмиттанс пучка ионов составляет величину  $\epsilon_x \approx 200 \pi \text{ мм} \cdot \text{мрад}$ , а его среднеквадратичный эмиттанс  $\epsilon_{\text{rms}} \approx 50 \pi \text{ мм} \cdot \text{мрад}$ .

На рис. 2 приведён пример конструкции маски, выбранной в качестве модели и состоящей из 7 вертикальных щелей шириной  $2h = 600$  мкм. Расстояние между щелями  $h_0$  равно 6 мм. Эти 7 щелей перехватывают практически весь поперечный размер ионного пучка (см. рис.2). Здесь 1 – щели, 2 – калиброванные вставки из нержавеющей стали и 3 – разделители, изготовленные также из нержавеющей стали.

Максимальный угол разлёта ионного пучка в нашем случае составляет  $\theta \sim 10$  мрад. Исходя из того, что расстояние между щелями  $h_0 = 6$  мм, можно оценить, каким должно быть характерное расстояние между маской и экраном  $L$ , чтобы на экране не происходило перекрывания друг другом ионных пучков, прошедших через соседние щели и расширившихся в пролётном пространстве:  $L \leq h_0 / 2\theta$  см. При моделировании расстояние  $L$  было выбрано равным 20 см.

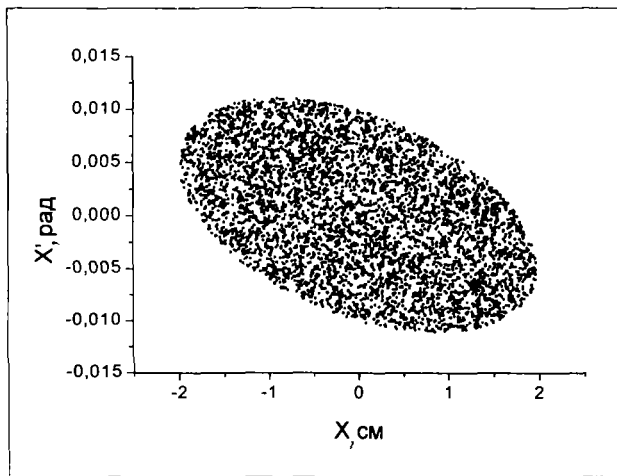


Рис. 1. Фазовый портрет пучка ионов

### 1.1 Результаты численного моделирования

При моделировании считалось, что между маской и экраном ионы летят в свободном пространстве, и их новые координаты на экране  $x_k$  и  $y_k$  рассчитывались по формулам:

$$\begin{aligned} x_k &= x_{0k} + x'_{0k} \cdot L, \\ y_k &= y_{0k} + y'_{0k} \cdot L \end{aligned} \quad (1)$$

( $k = 1 \div N$ , где  $N$  – полное число частиц, пролетевших через все щели маски, индекс «0» относится к координатам частиц в плоскости маски).

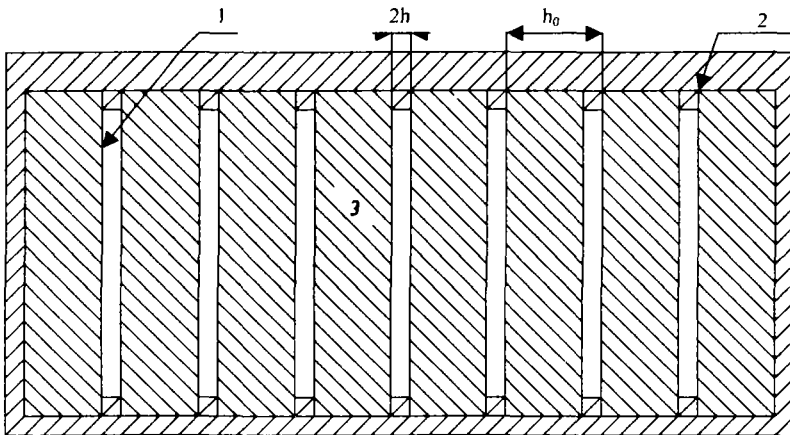


Рис. 2. Конструкция репер-пот-маски

Было проверено, что при  $L = 20$  см образы щелей на экране не перекрываются между собой. Усредняя уравнение (1), получаем следующее выражение для средней величины угла в  $i$ -й щели  $\bar{x}_i$  ( $i = 1, \dots, 7$  – номера щелей в маске):

$$\bar{x}_i = \frac{\bar{x}_i - x_{0i}}{L} \quad (2)$$

Здесь и в дальнейшем черта над величиной означает усреднение по частицам. Так,

например -  $\bar{x}_i = \frac{\sum_{k=1}^{N_i} x_{ik}}{N_i}$ , где  $x_k$  --  $x$ -координаты частиц, попавших в образ  $i$ -й щели;  $x_{0i}$  --  $x$ -координата центра  $i$ -й щели маски и  $N_i$  -- число частиц в образе  $i$ -й щели.

Далее, вычисляя центральный момент второго порядка для образа  $i$ -й щели, получаем согласно (1) следующее соотношение:

$$(\overline{x-x})_i^2 = (x-\bar{x})_{i0}^2 + 2 \cdot (x-\bar{x})_{i0} \cdot (x'-\bar{x}')_{i0} \cdot L + (x'-\bar{x}')_{i0}^2 \cdot L^2 \quad (3)$$

Первый член в правой части уравнения (3) для равномерного распределения частиц по ширине щели равен  $h^2/3$ , и им можно пренебречь при условии  $h \ll L \Delta x'_i$ , где среднеквадратичный разброс углов  $\Delta x'_i = \sqrt{(x'-\bar{x}')_{i0}^2}$ . Второй член в правой части уравнения (3) можно положить равным нулю, поскольку для узких щелей отсутствует корреляция между координатами и

углами частиц в плоскости щели. На рис. 3 показаны рассчитанные фазовые портреты ионов, попавших в плоскость центральной щели (а) и в плоскость экрана (б). Как видно из рис. 3 (а), наше предположение об отсутствии корреляции частиц, попавших в щели, справедливо.

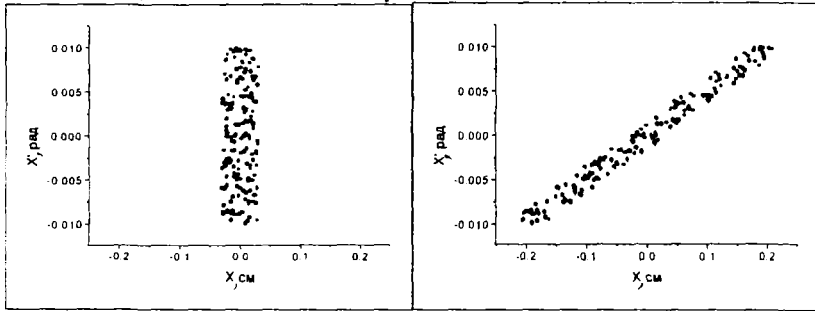


Рис. 3а

Рис. 3б

Тогда, обозначая среднеквадратичный размер образа  $i$ -й щели на экране как  $\sigma_i = \sqrt{\overline{(x - \bar{x})^2}}$ , получаем из (3) следующее выражение для нахождения величины среднеквадратичного разброса угла  $\Delta x'_i$ :

$$\Delta x'_i = \frac{\sigma_i}{L}. \quad (4)$$

Полученные для образов всех щелей величины  $\bar{x}_i$ ,  $\bar{x}'_i$  и  $\Delta x'_i$  позволяют нам построить фазовый портрет пучка. На рис. 4 показаны точки, лежащие на контуре фазового эллипса. Их координаты  $(X, X') = (\bar{x}_{0i}, \bar{x}'_i \pm \Delta x'_i)$  получены с использованием формул (2)-(4) для образов семи щелей маски на экране. В предположении, что частицы пучка равномерно распределены в фазовом пространстве, полный угловой размер пучка на  $i$ -й щели  $\Delta X'_i$  связан со среднеквадратичным разбросом углов  $\Delta x'_i$  (3) соотношением

$$\Delta X'_i = \Delta x'_i \cdot \sqrt{3}. \quad (5)$$

Пунктирной кривой на рис. 4 показан контур исходного фазового эллипса, приведённого на рис. 1. Значения параметров матрицы Твисса были следующие:  $\alpha = 0.5$ ,  $\beta = 200$  см/рад,  $\gamma = 6.25 \cdot 10^{-3}$  рад/см.

Эмиттанс пучка  $\epsilon_x$  восстанавливался по найденным фазовым координатам граничных точек следующим образом. Граница эллипса, соответствующего фазовому портрету пучка, даётся выражением

$$\beta \cdot X'^2 + 2\alpha \cdot X \cdot X' + \gamma \cdot X^2 = \epsilon_x, \quad (6)$$

где параметры  $\beta, \alpha$  и  $\gamma$  являются элементами матрицы Твисса, связанными между собой соотношением

$$\beta \cdot \gamma - \alpha^2 = 1. \quad (7)$$

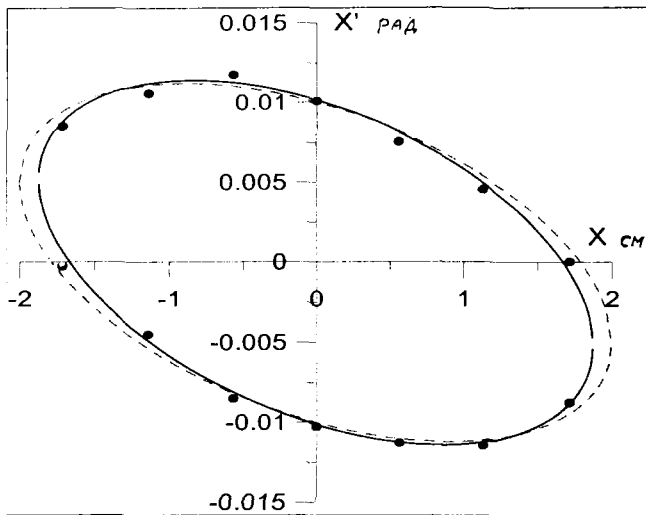


Рис. 4. Восстановленный фазовый портрет пучка

Параметры Твисса и величина  $\epsilon_x$  определяются с помощью метода наименьших квадратов. Для этого находится минимум функционала J:

$$J = \sum_{i=1}^M (\beta \cdot X_i'^2 + 2\alpha \cdot X_i \cdot X_i' + \gamma \cdot X_i^2 - \epsilon_x)^2 + \lambda \cdot (\beta \cdot \gamma - \alpha^2 - 1). \quad (8)$$

Здесь  $x_i$  и  $x_i'$  -- координаты M точек эллипса, полученного в результате обработки семи образов щелей реперг-рот-маски. Условиями минимума являются равенства нулю частных производных функционала J по всем параметрам:

$$\frac{\partial J}{\partial \beta} = 0, \quad \frac{\partial J}{\partial \alpha} = 0, \quad \frac{\partial J}{\partial \gamma} = 0, \quad \frac{\partial J}{\partial \epsilon_x} = 0, \quad \frac{\partial J}{\partial \lambda} = 0. \quad (9)$$

Из (8)-(9) получаем следующую нелинейную систему пяти уравнений с пятью неизвестными:

$$\sum_{i=1}^M 2 \cdot (\beta \cdot X_i'^2 + 2\alpha \cdot X_i \cdot X_i' + \gamma \cdot X_i^2 - \epsilon_x) \cdot X_i'^2 + \lambda \cdot \gamma = 0,$$

$$\sum_{i=1}^M 2 \cdot (\beta \cdot X_i'^2 + 2\alpha \cdot X_i \cdot X_i' + \gamma \cdot X_i^2 - \epsilon_x) \cdot X_i \cdot X_i' - \lambda \cdot \alpha = 0,$$

$$\sum_{i=1}^M 2 \cdot (\beta \cdot X_i^2 + 2\alpha \cdot X_i \cdot X_i' + \gamma \cdot X_i^2 - \varepsilon_x) \cdot X_i^2 + \lambda \cdot \beta = 0, \quad (10)$$

$$\sum_{i=1}^M (\beta \cdot X_i^2 + 2\alpha \cdot X_i \cdot X_i' + \gamma \cdot X_i^2 - \varepsilon_x) = 0,$$

$$\beta \cdot \gamma - \alpha^2 - 1 = 0.$$

И после введения обозначений

$$\begin{aligned} A &= \sum_{i=1}^M X_i^4; & B &= \sum_{i=1}^M X_i \cdot X_i^3; & C &= \sum_{i=1}^M X_i^2 \cdot X_i^2; & D &= \sum_{i=1}^M X_i^2; \\ E &= \sum_{i=1}^M X_i^3 \cdot X_i'; & F &= \sum_{i=1}^M X_i \cdot X_i'; & G &= \sum_{i=1}^M X_i^4; & H &= \sum_{i=1}^M X_i^2 \end{aligned} \quad (11)$$

система (10) приводится к следующему виду, удобному для программирования:

$$\begin{aligned} 2A\beta + 4B\alpha + 2C\gamma - 2D\varepsilon + \lambda\gamma &= 0, \\ 2B\beta + 4C\alpha + 2E\gamma - 2F\varepsilon - \lambda\alpha &= 0, \\ 2C\beta + 4E\alpha + 2G\gamma - 2H\varepsilon + \lambda\beta &= 0, \\ D\beta + 2F\alpha + H\gamma - M\varepsilon &= 0, \\ \beta\gamma - \alpha^2 - 1 &= 0. \end{aligned} \quad (12)$$

Система уравнений (12) может быть решена следующим образом. Если мы выразим из четвертого уравнения параметр  $\varepsilon$  как

$$\varepsilon = \frac{2F\alpha + D\beta + H\gamma}{M}, \quad (13)$$

то получим следующую однородную систему линейных относительно  $\alpha, \beta$  и  $\gamma$  уравнений:

$$\begin{aligned} S_1\alpha + S_2\beta + (S_3 + \lambda)\gamma &= 0, \\ (S_4 - \lambda)\alpha + 2S_1\beta + S_5\gamma &= 0, \\ 2S_5\alpha + (S_3 + \lambda)\beta + S_6\gamma &= 0, \end{aligned} \quad (14)$$



$$\text{где } S_1 = 4B - \frac{4DF}{M}, \quad S_2 = 2A - \frac{2D^2}{M}, \quad S_3 = 2C - \frac{2DH}{M},$$

$$S_4 = 4C - \frac{4F^2}{M}, \quad S_5 = 2E - \frac{2FH}{M}, \quad S_6 = 2G - \frac{2H^2}{M}.$$

Приравнивая детерминант полученной матрицы нулю, получаем следующее кубическое уравнение относительно  $\lambda$ :

$$\lambda^3 + b\lambda^2 + c\lambda + d = 0, \quad (15)$$

где

$$b = 2S_3 - S_4,$$

$$c = 2S_1S_5 + S_3^2 - S_2S_6 - 2S_3S_4,$$

$$d = 2S_1S_3S_5 + S_2S_4S_6 - \frac{S_1^2}{2}S_6 - 2S_2S_5^2 - S_3^2S_4.$$

Решение уравнения (15) находилось с помощью формул Кардана. В нашем случае все корни  $\lambda_j$  ( $j = 1, 3$ ) оказались действительными. Далее элементы матрицы Твисса вычислялись по следующим формулам:

$$\beta = \frac{1}{\sqrt{R_2 - R_1^2}},$$

$$\alpha = R_1 \cdot \beta,$$

$$\gamma = R_2 \cdot \beta, \quad (16)$$

$$\text{где } R_1 = \frac{S_5 \cdot (S_3 + \lambda_j) - \frac{S_1 \cdot S_6}{2}}{S_6 \cdot (S_4 - \lambda_j) - 2S_5^2} \text{ и } R_2 = \frac{\frac{S_1^2}{2} - S_2 \cdot (S_4 - \lambda_j)}{(S_3 + \lambda_j)(S_4 - \lambda_j) - S_1 \cdot S_5}.$$

При подстановке в формулы (16) найденных значений  $\lambda_j$  оказалось, что только одному корню соответствуют действительные значения элементов матрицы Твисса. Таким образом, решение задачи единственно.

В результате решения системы (12) были получены следующие значения параметров матрицы Твисса:  $\alpha \approx 0.508$ ;  $\beta \approx 184.5$  см/рад;  $\gamma \approx 6.28 \cdot 10^{-3}$  рад/см и  $\epsilon_x \approx 190$  п мм·град. Полученные значения этих параметров хорошо совпадают с исходными значениями. Эллипс, соответствующий рассчитанным параметрам, показан сплошной кривой на рис. 4. Как видно из этого рисунка, этот эллипс хорошо фитирует «экспериментальные» точки. При этом значение эмиттанса было восстановлено с точностью 5%.

Недостатком этого метода восстановления эмиттанса является то, что распределение частиц на фазовой плоскости должно быть близко к равномерному в эллиптической области, определенной соотношением (6).

В общем случае для восстановления эмиттанса может быть применён метод, основанный на вычислении по результатам измерений среднеквадратичных параметров пучка в плоскости репер-рот-маски:  $\overline{x_0^2}$ ,  $\overline{x_0'^2}$  и  $\overline{xx_0}$ . Тогда значение среднеквадратичного эмиттанса  $\epsilon_{\text{RMS}}$  может быть найдено из соотношения

$$\epsilon_{\text{RMS}}^2 = \overline{x_0^2} \cdot \overline{x_0'^2} - \overline{xx_0}^2, \quad (17)$$

где

$$\overline{x_0^2} = \sum_{i=1}^7 x_{0i}^2 \cdot \left(\frac{N_i}{N}\right) + \frac{h^2}{3},$$

$$\overline{x_0'^2} = \frac{1}{L^2} \cdot \sum_{i=1}^7 [(\overline{x_i} - x_{0i})^2 + \sigma_i^2] \cdot \left(\frac{N_i}{N}\right) - \frac{h^2}{3 \cdot L^2}, \quad (18)$$

$$\overline{xx_0} = \frac{1}{L} \cdot \sum_{i=1}^7 x_{0i} \cdot (\overline{x_i} - x_{0i}) \cdot \left(\frac{N_i}{N}\right).$$

Здесь  $h$  – полуширина щелей (в нашем случае  $h = 0.3$  мм). Расчет среднеквадратичного эмиттанса пучка по формулам (17)-(18), фазовый портрет которого показан на рис. 1, дал значение  $\epsilon_{\text{RMS}} = 51 \pi$  мм·мрад, что с 2% точностью совпадает с его исходным значением. Поскольку связь между числом частиц и числом отсчетов в пикселях линейна [6], то отношение  $N_i/N$  находится как отношение суммарного числа сигналов в пикселях образа  $i$ -й щели к суммарному числу сигналов во всех пикселях.

Типичный размер образа пучка на экране составляет величину ~ нескольких миллиметров. Для того, чтобы точно измерить такие малые размеры образа пучка, должен быть использован прибор (микроскоп) с высоким пространственным разрешением. Увеличенный образ пучка на экране фокусируется на щель CCD-камеры, а затем должен быть преобразован в цифровой код с помощью процессора изображения. Выбор увеличения микроскопа зависит от оптики CCD-камеры.

Теперь оценим выход световых квантов в нашей схеме с точки зрения использования CCD-камеры. Для оценок будем считать, что на излучение одного фотона уходит ~ 20 эВ энергии. В экране из алюминиевой керамики толщиной 1 мм один ион аргона с энергией 90 кэВ генерирует ~ 4500 фотонов. Но порядка 30% этих фотонов будут поглощены в самом экране. Первая линза, встроенная в вакуумное окно, собирает около (2÷3)% всего света, излучаемого изотропно из фокальной плоскости (из-за апертуры вакуумного окна), и ~ 25% собранного линзами света теряется из-за отражений в них и вакуумном окне. Таким образом, до CCD-камеры доходит только ~ 60 фотонов. Считается, что квантовая эффективность CCD-камеры составляет ~ 20% [7]. Тогда на один ион пучка

в CCD-камере освобождается  $\sim 12$  зарядов. Накопитель данных (frame grabber) требует  $\sim 1000$  зарядов на одну ячейку (pixel) для регистрации одиночного импульса, что соответствует  $\sim 85$  ионам пучка. Наш пучок содержит по крайней мере  $6 \cdot 10^{10}$  ионов аргона на  $1 \text{ мм}^2$  в секунду. Это соответствует  $\sim 10^7$  ионов на одну ячейку (pixel) при увеличении оптической системы 1:1. Таким образом, поток квантов, генерируемый нашим пучком, будет достаточно велик.

## 1.2 Исследование возможности восстановления величины поперечного эмиттанта для «замагниченного» пучка

Существенной особенностью пучков ионов тяжелых элементов, инжектируемых в циклотрон DC-72, является то, что они образуются в источнике с большим значением продольного магнитного поля. В результате пучок имеет отличный от нуля азимутальный момент импульса («замагниченный» пучок). Это приводит к повороту образов щелей на экране в плоскости  $\{x, y\}$ . Для оценки погрешности, вносимой этим эффектом, были выполнены аналогичные расчёты для такого пучка с эмиттансом  $200 \text{ п. мм} \cdot \text{мрад}$ .

Проведённые расчёты показали, что учёт «замагниченности» пучка не приводит к ухудшению точности восстановления его эмиттанта с помощью моделируемой pepper-pot-методики. Сдвиг эллипса, например, на  $\{x, x'\}$ -плоскости при пролёте пучка от маски до экрана совершенно незначителен. Это показано на рис. 5. Поэтому образы щелей на экране, находящемся на расстоянии  $L = 20 \text{ см}$  от маски, не перекрываются между собой, что позволяет восстановить эмиттанс «замагниченного» пучка с хорошей точностью.

Для расчёта эмиттанта были использованы оба изложенных выше метода. При фитировании фазового эллипса были получены значения  $\epsilon_x \approx 204 \text{ п. мм} \cdot \text{мрад}$ ,  $\alpha \approx 0.038$  и  $\beta \approx 192 \text{ см/рад}$ . При расчёте среднеквадратичного эмиттанта  $\epsilon_{\text{RMS}}$  было получено значение  $\sim 50 \text{ п. мм} \cdot \text{мрад}$ .

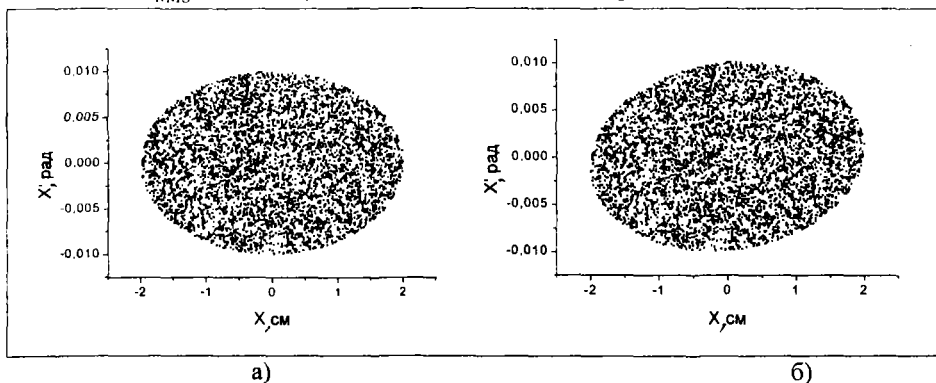


Рис. 5. Фазовые портреты «замагниченного» пучка ионов: а) фазовый эллипс в плоскости маски и б) фазовый эллипс в плоскости экрана

## 2. Измерение эмиттанса пучка в канале аксиальной инжекции DC-72 градиентным методом

Для измерения эмиттанса пучка ионов легких элементов ( $H$ ,  ${}^2H^{1+}$ ) предусматривается использование градиентного метода [4].

Это возможно как в области канала между поворотными магнитами M60 и M90, так и в области канала после квадрупольной линзы Q3 (рис. 6). Здесь рассматривается вариант измерения эмиттанса пучка ионов  ${}^2H^{1+}$  с помощью сканера С, расположенного на расстоянии L от края линзы Q3. Ток пучка изменяется от 0 до 700 мкА.

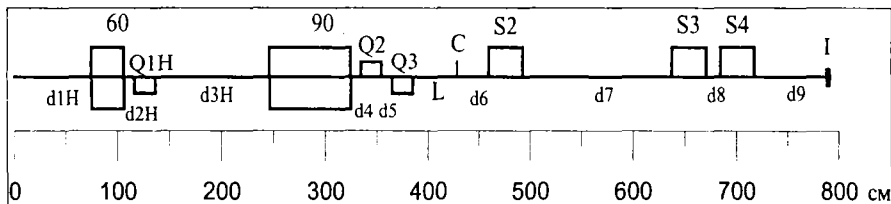


Рис. 6. Схема канала аксиальной инжекции ионов водорода. M60 и M90 -- поворотные магниты, S<sub>2</sub>, S<sub>3</sub> и S<sub>4</sub> -- соленоиды, d -- прямолинейные промежутки

При проведении измерений необходимо перестроить градиенты линз Q1H, Q2 для обеспечения необходимого характера изменения огибающей пучка (пучок после линзы Q2 не должен сильно расходиться). Необходимые для этого квадрупольные коэффициенты линз  $K1 = G/V\rho$  равны: линза Q1H –  $K1 = -7.27 \text{ м}^{-2}$ , Q2 –  $K1 = -4.16 \text{ м}^{-2}$ , Q3 –  $K1 = 0 \text{ м}^{-2}$ . Градиенты линз для пучка ионов  ${}^2H^{1+}$  ( $V\rho = 0.0265 \text{ Тл} \cdot \text{м}$ ) равны соответственно:  $-0.193, 0.11$  и  $0 \text{ Тл/м}$ . Изменение огибающих пучка при такой настройке канала показано на рис. 7.

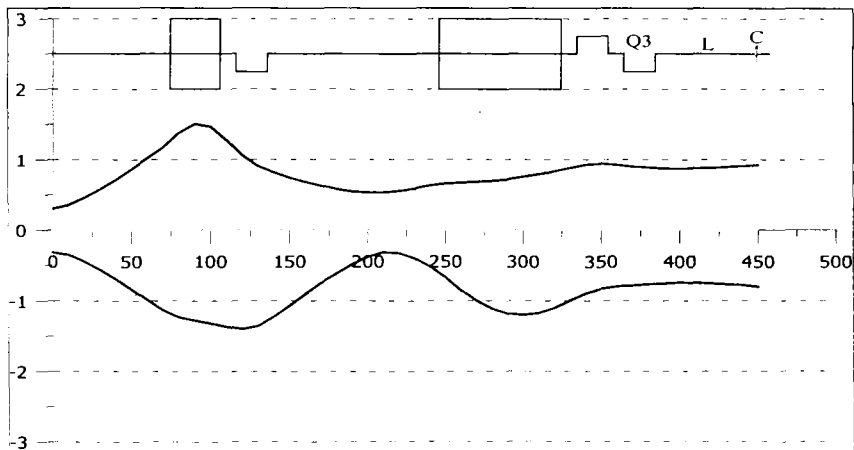


Рис. 7. Огибающие пучка малой интенсивности (размеры по обеим координатам в сантиметрах)

Процедура измерения эмиттанса заключается в определении размера пучка для нескольких значений градиента квадруполя Q3, причем область изменения градиента должна содержать точку минимума размера пучка, как это показано на рис. 8.

Величина минимального размера сечения пучка  $a_{\min}$  связана с расстоянием  $L$  от края линзы Q3 до сканера соотношением, справедливым в приближении тонких линз –  $a_{\min} = \epsilon L/a_0$ , где  $a_0$  – размер пучка на входе в линзу,  $\epsilon$  – эмиттанс пучка. Это подтверждается сравнением кривых 1 и 2 на рис. 8. Поэтому для увеличения точности измерения размера пучка необходимо размещать сканер на максимально возможном расстоянии от линзы Q3.

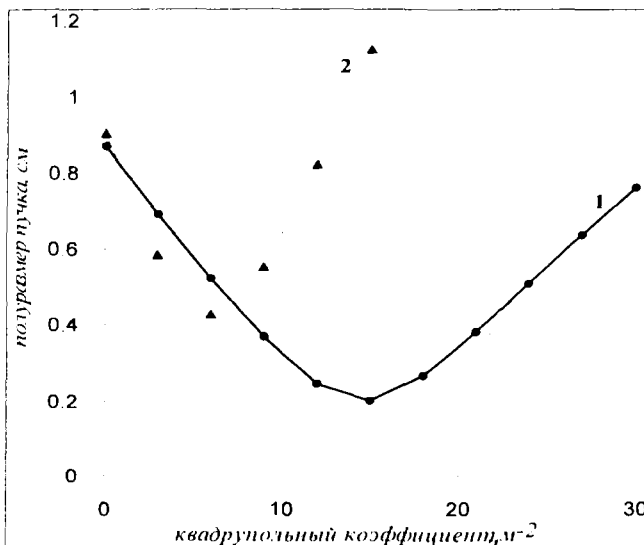


Рис. 8. Зависимость полуразмера пучка от квадрупольного коэффициента линзы Q3. 1 – расстояние  $L = 25$  см, 2 – расстояние  $L = 65$  см

Среднеквадратичный размер пучка на сканере  $x_c^2$  связан с начальными моментами второго порядка функции распределения частиц следующим образом:

$$\overline{x_c^2} = R_{11}^2 \overline{x_0^2} + 2R_{11}R_{12} \overline{xx_0'} + R_{12}^2 \overline{x_0'^2}, \quad (19)$$

где индексом “0” отмечены начальные моменты функции распределения,  $R_{11}$ ,  $R_{12}$  - элементы матрицы перехода от входа в квадрупольную линзу Q3 до сканера:

$$R_{11} = \cos q - \frac{L}{L_Q} q \sin q; \quad R_{12} = L \cos q + L_Q \frac{\sin q}{q}; \quad q = \sqrt{K_1 \cdot L_Q}; \quad (20)$$

$L_Q$  - длина линзы.

По результатам измерений с помощью метода наименьших квадратов определяются значения моментов  $\overline{x_0^2}$ ,  $\overline{xx_0}$ ,  $\overline{x_0'^2}$  и по ним — величина среднеквадратичного эмиттанса пучка  $\epsilon_{RMS}$  (17).

Эта методика проверялась по результатам расчетов трассировки частиц, приведенных на рис.7. Значение среднеквадратичного эмиттанса  $\epsilon_{RMS}$ , вычисленное по точкам, приведенным на кривой 2, равно  $12.57 \pi$  мм·мрад. Точное значение равнялось  $12.5 \pi$  мм·мрад.

Такой способ восстановления эмиттанса пучка неприменим, когда влияние собственного поля пучка становится существенным. В этом случае отсутствует линейная связь (19)-(20) между среднеквадратичным размером пучка на сканере и начальными моментами второго порядка и использование этих формул для восстановления величины эмиттанса даст большую ошибку.

На рис. 9 показаны огибающие пучка с начальным током 700 мкА. Такой характер изменения огибающих, полученный при уменьшении градиента линзы Q1 на 25%, дает возможность измерения только x – эмиттанса пучка.

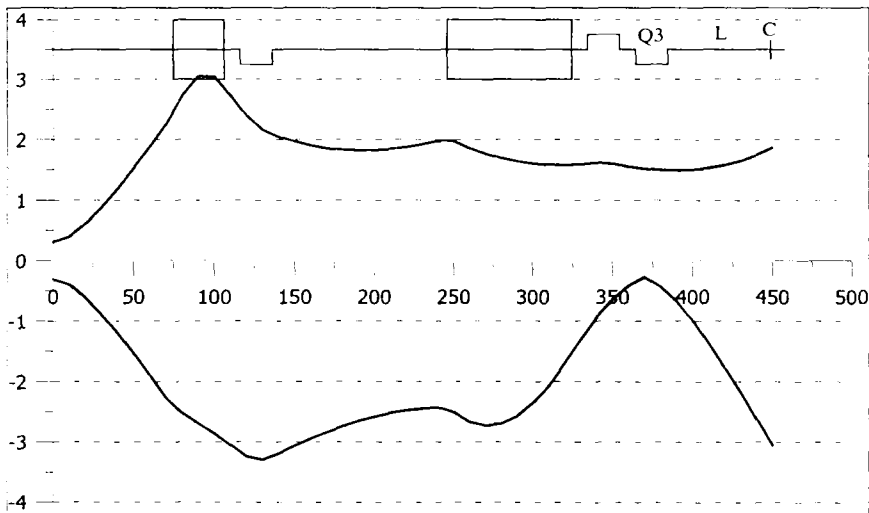


Рис. 9. Огибающие пучка с током 700 мкА (размеры по обеим координатам в сантиметрах)

На рис. 10 приведена зависимость x - размера пучка на сканере от квадрупольного коэффициента линзы Q3.

Расчет эмиттанса по изложенной выше методике дает значение  $\epsilon_{RMS} = 22.81\pi$  мм·мрад, в то время как моделирование транспортировки пучка дало значение  $13.1\pi$  мм·мрад. Зависимость относительной ошибки в нахождении эмиттанса от тока пучка показана на рис. 11.

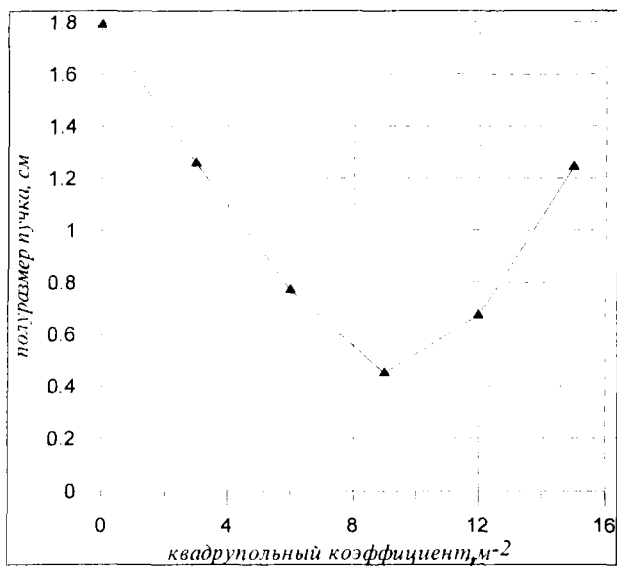


Рис. 10. Зависимость полуразмера пучка от квадрупольного коэффициента линзы Q3

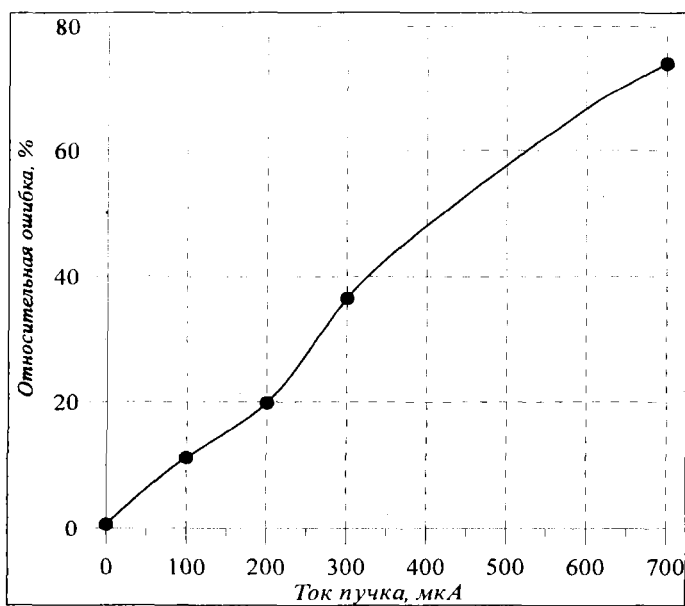


Рис. 11. Зависимость погрешности измерений от тока пучка ионов

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. В работе проведено исследование возможности измерения поперечного эмиттанса ионного пучка на участке инжекции в циклотрон DC-72 с помощью реперг-rot- и градиентного методов.

2. Предложены две методики восстановления эмиттанса ионного пучка по результатам измерений с помощью реперг-rot-метода.

Первая методика позволяет восстановить полный эмиттанс с помощью фитирования фазового эллипса методом наименьших квадратов. Она хорошо применима для пучков, в которых распределение частиц на фазовой плоскости близко к равномерному в эллиптической области.

Вторая методика использует рассчитанные по результатам измерений среднеквадратичные характеристики ионного пучка. Эта методика может быть использована при работе с пучками частиц, имеющих более сложный фазовый портрет. При восстановлении эмиттанса моделируемого ионного пучка циклотрона DC-72 обоими методами погрешность не превышала 5%.

«Замагниченность» пучка не вносит существенной погрешности в величину восстановленного эмиттанса. Оба метода дали значения эмиттанса «замагниченного» пучка, отклоняющиеся от его расчётного значения также не более чем на 5%.

Таким образом, реперг-rot-методика может быть применена в канале инжекции циклотрона DC-72.

3. Измерение эмиттанса пучка в канале инжекции может быть также осуществлено с помощью градиентного метода. Проведённые расчёты показали, что при токах ионного пучка в канале инжекции до 100 мкА поперечный эмиттанс может быть восстановлен по результатам измерений с помощью изложенной выше методики с погрешностью, не превышающей 10%. Для токов пучка, превышающих указанное значение, при обработке результатов измерений необходимо учитывать влияние собственного поля пучка.



## ЛИТЕРАТУРА

1. A. Van Steenbergen, "Evaluation of Particle Beam Phase Space Measurement Techniques", Nuclear Instruments and Methods, v. 51, p. 245, 1967.
2. C. Lejeune, J. Aubert, "Emittance and Brightness Definitions and Measurements", Academic, New York, 1980.
3. Y. Yamazaki et al., "High-Precision Pepper-Pot Technique for a Low-Emittance Electron Beam", KEK Preprint, 92-59 A, 1992.
4. K.T. McDonald and D.P. Russell, "Methods of Emittance Measurement", Princeton University Report DOE/ER/3072-51, Princeton, New Jersey, 1989.
5. S.Ch. Hartman, "The UCLA High-Brightness RF Photo-Injector", Ph.D. Dissertation, University of California (Los Angeles), 1993.
6. "Technical Overview: CCD Technology",  
<http://www.kodak.com/global/en/service/tib/tib4131.shtml>
7. D.P. Russel and K.T. MacDonald, "A Beam-Profile Monitor for the BNL Accelerator Test Facility (ATF)", Proceedings of the 1989 IEEE Particle Accelerator Conference, v. III, Chicago, IL, 1989, p.1515.

Получено 21 мая 2002 г.

**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

В работе рассмотрены методики измерений поперечного эмиттанса ионных пучков в канале инжекции в циклотрон DC-72 с помощью «pepper-pot»- и градиентного методов.

Для «pepper-pot»-методики предложены два способа восстановления поперечного эмиттанса ионного пучка. Первый может быть использован для пучков с равномерным распределением частиц в фазовом пространстве. При этом величины элементов матрицы Твисса и полный эмиттанс пучка восстанавливаются по результатам измерений с помощью фитирования фазового эллипса методом наименьших квадратов. Была создана соответствующая программа на Фортране. При моделировании эмиттанс пучка восстанавливался этим методом с точностью 5 %.

Второй метод восстановления среднеквадратичного эмиттанса пучка может быть использован в общем случае при произвольном распределении частиц в фазовом пространстве. Он основан на вычислении по результатам измерений среднеквадратичных параметров пучка в плоскости «pepper-pot»-маски. Среднеквадратичный эмиттанс моделируемого пучка восстанавливался с помощью этого метода с точностью 2 %.

Показано, что учет «замагниченности» ионного пучка не вносит существенной погрешности в величину восстановленного эмиттанса. Оба метода дали значения эмиттанса «замагниченного» пучка, отклоняющиеся от его расчетного значения не более чем на 5 %.

Также было проведено моделирование измерения эмиттанса с помощью градиентного метода. Выполненные расчеты показали, что при токах ионного пучка в канале инжекции до 100 мкА его поперечный эмиттанс может быть восстановлен по результатам измерений с помощью изложенной выше методики с погрешностью, не превышающей 10 %. Для токов пучка, превышающих указанное значение, при обработке результатов измерений необходимо учитывать влияние собственного поля пучка.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2002

Перевод авторов

The methods of measuring of the transversal emittance of ion beams in the cyclotron DC-72 injection channel with the help of the «pepper-pot» and gradient means are discussed in this work.

Two ways for the reconstruction of the ion beam transversal emittance are proposed for the «pepper-pot» method. The first one can be used for beams having the uniform distribution of particles in the phase space. At that the values of the Twiss matrix and the full beam emittance are reconstructed according to the measurement results with the help of the phase ellipse fitting by the least-squares method. The corresponding FORTRAN code was created. On simulation the beam emittance was reconstructed with accuracy of 5 %.

The second method of the beam emittance reconstruction can be used in the common case at the arbitrary particle distribution in the phase space. It is based on calculation of the mean-square parameters of the beam according to the measurement results in the plane of the «pepper-pot» mask. The mean-square emittance of the model-based beam was reconstructed with the help of this method with accuracy of 2 %.

It was shown that taking into account the beam magnetization does not insert any essential error in the value of the reconstructed emittance. Both methods gave the emittance value of the magnetized ion beam, divergent from its calculated value, not more than on 5 % also.

The simulation of the beam emittance measurement was also carried out with the help of the gradient method. The fulfilled calculations showed that when the beam current in the injection channel is up to 100  $\mu$ A its transversal emittance can be reconstructed according to the measurement results with the accuracy not more than 10 %. For the beam currents exceeding the mentioned value it is necessary to take into account its space charge when working the measurement results up.

The investigation has been performed at the Flerov Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Корректор *Е. В. Сабеева*

ЛР № 020579 от 23.06.97.

Подписано в печать 18.06.2002.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 0,94. Уч.-изд. л. 1,16. Тираж 280 экз. Заказ № 53355.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований  
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.