

СЗЧ50 3463/У-78

Т-19

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



P9 - 11536

Н.И.Тарантин

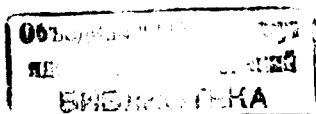
ИОННО-ОПТИЧЕСКАЯ СХЕМА  
СНИЖЕНИЯ, КОММУТАЦИИ  
И МОНОХРОМАТИЗАЦИИ ПУЧКА ИОНОВ  
ЦИКЛОТРОНА У-400

1978

P9 - 11536

Н.И.Тарантин

ИОННО-ОПТИЧЕСКАЯ СХЕМА  
СНИЖЕНИЯ, КОММУТАЦИИ  
И МОНОХРОМАТИЗАЦИИ ПУЧКА ИОНОВ  
ЦИКЛОТРОНА У-400



Тарантин Н.И.

P9 - 11536

Ионно-оптическая схема снижения, коммутации и монохроматизации пучка ионов циклотрона У-400

Предложена ионно-оптическая схема оптимальной транспортировки ионов через установку снижения и коммутации пучка циклотрона У-400. Выбор параметров и определение ионно-оптических коэффициентов установки производились с помощью графических методов. Рассмотрена возможность использования установки снижения и коммутации пучка частиц для монохроматизации ионов, а также для осуществления бездисперсионной и изохронной транспортировки.

Установка может обеспечить монохроматизацию пучка ускоренных ионов по энергии до  $2 \cdot 10^{-4}$ .

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Tarantin N.I.

P9 - 11536

Ion-Optical Scheme for Lowering, Commutation and Monochromatization of the U-400 Cyclotron Ion Beam

An ion-optical scheme of optimum transmission of ions via the arrangement for lowering and commutation of the U-400 cyclotron ion beam is proposed. The choice of parameters and determination of ion-optical coefficients of the arrangement are performed using graphical methods. A possibility of applying the arrangement to lower and commute beam particles to monochromatize ions and to realize dispersionless and isochronous transmission is considered. The arrangement could provide for the monochromatization of accelerated ion beam up to an energy of  $2 \cdot 10^{-4}$ .

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1978

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ заканчивается сооружение нового ускорителя тяжелых ионов - изохронного циклотрона У-400<sup>1/</sup>. На этом циклотроне будут ускоряться ионы достаточно широкого ассортимента - от ионов неона и до ионов ксенона, - которые дадут большие возможности для проведения научных и прикладных исследований.

Для доведения ускоренных частиц до физических установок планируется создание системы транспортировки пучков<sup>2/</sup>, с помощью которой выведенный из циклотрона пучок ионов может быть направлен по различным каналам к экспериментальным устройствам. В этой системе предусмотрена установка снижения и коммутации пучка ионов. Установка состоит /рис. 1/ из двух дипольных магнитов с вертикально расположенными медианными плоскостями, первый из которых ( $D_1$ ) отклоняет горизонтальный пучок, выведенный из циклотрона в медианной плоскости на уровне 4 м от пола экспериментального зала, вертикально вниз, а второй ( $D_2$ ) переводит вертикальный пучок в горизонтальную плоскость на уровне ~ 1 м от пола. Коммутация сниженного пучка по горизонтальным каналам осуществляется путем поворота магнита  $D_2$  вокруг вертикальной оси.

В настоящей работе приводится ионно-оптическая схема транспортировки пучка ионов через установку снижения и коммутации, а также рассматриваются возможности использования этой установки для монохроматизации пучка ускоренных частиц или ахроматической и изохронной транспортировки.

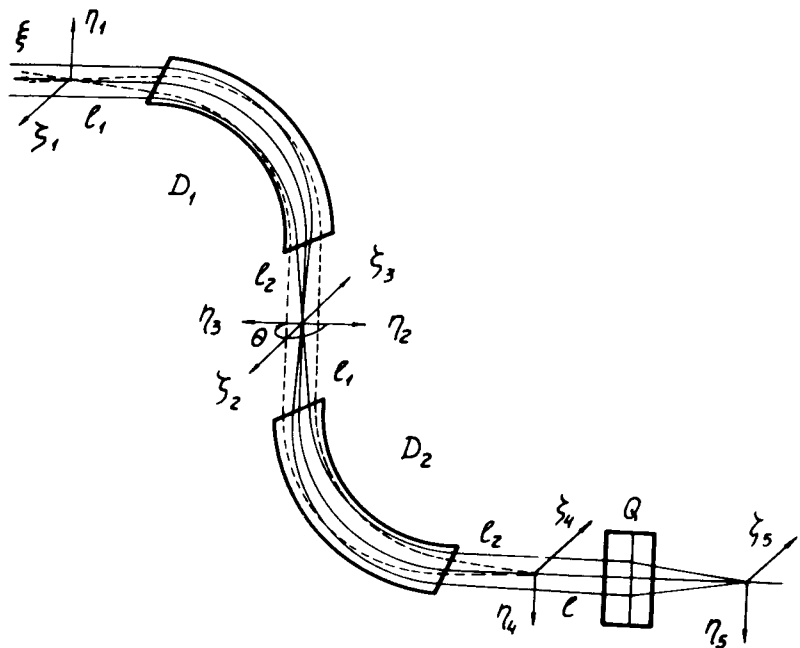


Рис. 1. Схемы преобразования траекторий частиц в установке снижения, коммутации и монохроматизации пучка ионов.

## 2. ПАРАМЕТРЫ ДИПОЛЬНЫХ МАГНИТОВ УСТАНОВКИ

Для снижения и коммутации пучка предполагается использовать два дипольных электромагнита с магнитопроводом из двух Ш-образных половин. Полюсы дипольных магнитов имеют форму части круговой дорожки. Радиус главной траектории в дипольном магните  $R_0 = 100$  см определен исходя из условий размещения двух магнитов между уровнями снижения пучка как максимально возможный. Наибольшая индукция магнитного поля составляет  $\sim 1,3$  Т. Это значение получено из условия, что магнитная жесткость доведенных до

конечного радиуса циклотрона ионов, равная  $BR = 2 \times 1,8$  Тм, уменьшится в 3-5 раз в результате потери электронов при выводе ионов из циклотрона методом обдирки.

Поскольку величина магнитного поля, требующаяся для снижения разных ионов, существенно различается ( $V/B = 0,6 - 1,2$  Т/), то используются магниты с однородным полем, топография которого при изменении более стабильна, чем неоднородного.

Эффективный угол отклонения пучка ионов  $\Phi$  в каждом из магнитов должен быть равен точно  $90^\circ$ , чтобы обеспечить горизонтальность снижения пучка при любом угле поворота нижнего магнита. Для формирования положений эффективных границ, которые могут смещаться при изменении поля и тем самым изменять угол отклонения пучка ионов, предусмотрены подвижные экраны вблизи входной и выходной границ магнита. Для этих же целей и с целью обеспечения возможности улучшения фокусировки пучка конечные части полюсов магнита выполнены съемными, чтобы облегчить необходимую механическую подгонку формы границ магнита.

Полная длина пролета ионов через установку достаточно велика /около 5 м/, поэтому дипольные магниты наряду с радиальной фокусировкой обеспечивают аксиальную. Это тем более необходимо, поскольку аксиальный эмиттанс пучка больше, чем радиальный, а аксиальная апертура /60 мм/ камеры магнита меньше радиальной /150 мм/. Заметим, что аксиальный эмиттанс пучка в дипольном магните соответствует радиальному эмиттансу пучка в циклотроне и наоборот.

## 3. ИОННО-ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ УСТАНОВКИ

Возможные схемы преобразования пучка ионов при их прохождении через установку приведены на рис. 1 для одного из взаимных положений дипольных магнитов. На рисунке показаны радиальные сечения пучка ионов; аксиальные сечения в общем подобны радиальным. В таких схемах транспортировки пучка условия проведения частиц через второй магнит существенно не меняются

при его повороте. Преобразование, представленное сплошными линиями, может быть применено непосредственно к выведенному из циклотрона пучку, для осуществления второго преобразования необходима предварительная перетяжка пучка в плоскости  $\eta_1 \xi_1$  с помощью квадрупольных линз.

Указанные преобразования пучка ионов можно обеспечить одними и теми же дипольными магнитами с определенными значениями углов наклона входной и выходной границ. Выбор значений этих углов был осуществлен с помощью приемов графического построения, описанных в работах <sup>3-5/</sup>.

На рис. 2 показано графическое построение, с помощью которого определяются радиальные параметры

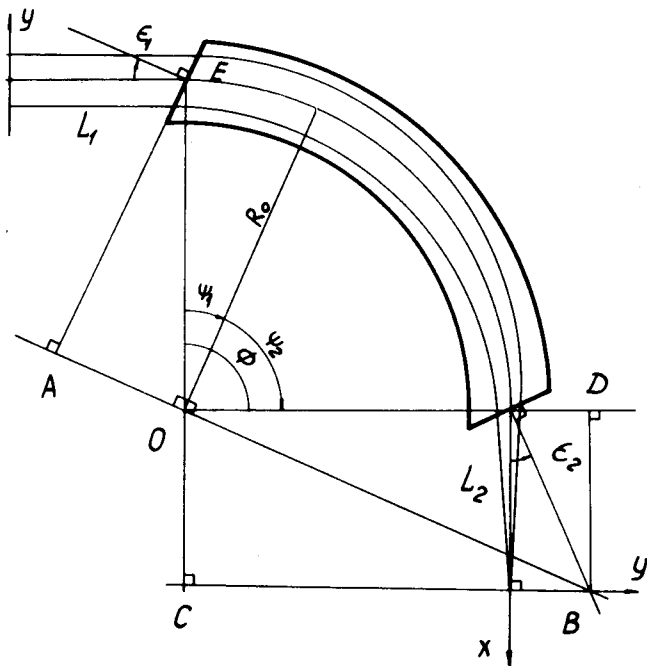


Рис. 2. Схема графического определения радиальных параметров и характеристик магнитного дипольного элемента. Квадратами отмечены прямые углы.

дипольного элемента при преобразовании типа "зажигательное стекло" в случае однородного магнитного поля ( $a_1 = 0$ ,  $\omega = \sqrt{1 + a_1} = 1$ ). Там же даны принятые обозначения.

При этом были учтены следующие требования, необходимые для осуществления заданного преобразования пучка в хроматическом элементе /см. табл. 2 работы <sup>3/</sup>:

$$\text{где } s_1/c_1 = t_1 \text{ и } s_2/c_2 = t_2 + 1/l_2,$$

$$t_i = \text{tg} \epsilon_i, \quad s_i = \sin \psi_i, \quad c_i = \cos \psi_i, \quad i = 1, 2,$$

$$\psi_1 + \psi_2 = \Phi, \quad l_2 = L_2/R_0.$$

На рис. 3 показан прием графического определения положения аксиальной перетяжки пучка ионов для преобразования типа "зажигательное стекло" в частном случае однородного поля ( $\nu = \sqrt{a_1} = 0$ ). Построение в данном случае определяется следующими условиями, получаю-

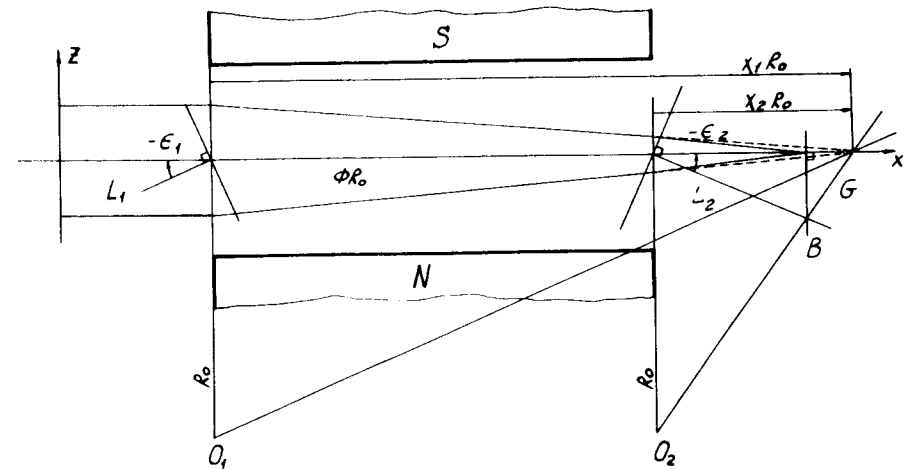


Рис. 3. Схема графического определения аксиальных параметров и характеристик магнитного дипольного элемента. Квадратами отмечены прямые углы.

щима из общих условий при  $\nu = 0$  /см. табл. 2 работы /5/ /:  $1/\chi_1 = t_1$  и  $1/\chi_2 = t_2 - 1/\ell_2$ , где  $\chi_1 + \chi_2 = \Phi$ . При этом используются величины  $L_2$ ,  $\chi_i$  и  $-\epsilon_i$  вместо требуемых общим правилом /5/ величин  $\nu L_2$ ,  $\nu \chi_i$  и  $-\text{Arctg}(\text{tg} \epsilon_i / \nu)$ . Величина  $\chi_1 R_0$  ( $\chi_1, \chi_2$  и  $\Phi$  берутся в радианах) определяется точкой пересечения  $G$  главной траектории, представляемой прямой линией - осью  $X$ , с прямой, проведенной параллельно входной нормали через точку  $O_1$ , расположенную на расстоянии  $R_0$  по нормали к главной траектории от точки входа главной частицы. Положение точки аксиальной перетяжки пучка частиц определяется условием, что нормаль к выходной границе и нормаль к главной траектории в месте перетяжки пучка пересекаются в точке  $B$ , лежащей на прямой  $O_2 G$ , где  $O_2$  - точка, находящаяся на расстоянии  $R_0$  от точки выхода по нормали к главной траектории.

Заметим, что аналогичные графические приемы определения параметров могут быть также получены для квадрупольных элементов, и тогда нахождение предварительного решения общей задачи транспортировки частиц с применением дипольных магнитов и квадрупольных линз может быть целиком проведено относительно простым графическим методом.

С помощью указанных графических приемов были рассмотрены различные частные случаи указанных выше преобразований пучков ионов. С целью упрощения конструкций дипольных магнитов значения углов наклона их входных и выходных границ были выбраны одинаковыми при приемлемом положении места перетяжки пучка.

Стигматическая перетяжка пучка, т.е. равенство значений  $\ell_2$  для радиального и аксиального преобразований, обеспечивается при следующем значении углов наклона входной и выходной границ:

$$\epsilon_1 = \epsilon_2 = 23,7^\circ; \text{ при этом } \ell_2 = 0,54, \psi_1 = 23,7^\circ, \psi_2 = 66,3^\circ, \chi_1 = 2,28, \chi_2 = -0,71.$$

Коэффициенты преобразования пучка частиц, найденные по формулам /3,5/ и путем графического построения, равняются:

$$H_\eta = 0, H_\alpha = \ell_2 c_1 / c_2 = OB \cdot AE / R_0^2 = 1,24,$$

$$H_\delta = \ell_2 (s_1 + s_2) / c_2 = (OC + OD) / R_0 = 1,78,$$

$$A_\eta = -c_2 / \ell_2 c_1 = -R_0^2 / OB \cdot AE = -0,81,$$

$$A_\alpha = c_1 / c_2 - \ell_1 c_2 / \ell_2 c_1 - s / \ell_2 = 0,44 - 0,81 \ell_1,$$

$$A_\delta = (s_1 + s_2) / c_2 - (1 - c) / \ell_2 = 1,44,$$

$$Z_\zeta = 0, Z_\beta = -\ell_2 \chi_1 / \chi_2 = 1,74,$$

$$B_\zeta = \chi_2 / \ell_2 \chi_1 = -0,58,$$

$$B_\beta = -\chi_1 / \chi_2 + \ell_1 \chi_2 / \ell_2 \chi_1 - \Phi / \ell_2 =$$

$$= 0,31 - 0,58 \ell_1, \Lambda_\eta = (s_1 + s_2) / c_1 = 1,44,$$

$$\Lambda_\alpha = \ell_1 (s_1 + s_2) / c_1 + 1 - c = 1 + 1,44 \ell_1, \quad /1/$$

$$\Lambda_\delta = \Phi - s = 0,57.$$

Здесь  $s = \sin \Phi$ ,  $c = \cos \Phi$ ,  $\ell_1 = L_1 / R_0$  - расстояние от рассматриваемого источника частиц до входной границы, выраженное в единицах  $R_0$ . Коэффициенты преобразования определяют выходные параметры траектории частицы, т.е. параметры в плоскости  $\eta_2 \zeta_2$ , через входные параметры  $\eta_1 \zeta_1$  посредством следующих формул:

$$\eta_2 = H_\eta \eta_1 + H_\alpha a_1 + H_\delta \delta,$$

$$a_2 = A_\eta \eta_1 + A_\alpha a_1 + A_\delta \delta, \quad /2/$$

$$\zeta_2 = Z_\zeta \zeta_1 + Z_\beta \beta_1, \quad \beta_2 = B_\zeta \zeta_1 + B_\beta \beta_1,$$

$$\lambda_2 = \Lambda_\eta \eta_1 + \Lambda_\alpha a_1 + \lambda_1 + \Lambda_\delta \delta.$$

$\eta_i$  и  $\zeta_i$  - координаты траектории частицы в радиальном

и аксиальном направлениях, выраженные в единицах  $R_0$ ;  $\alpha_i$   $\beta_i$  - углы наклона траектории частицы к главной траектории в радиальной и аксиальной плоскостях;  $\lambda_i$  - разность длин заданной и главной траектории, выраженная в единицах  $R_0$ ;  $i = 1$  и  $2$ ;

$$\delta = \frac{\Delta m}{m_0} + \frac{\Delta v}{v_0} - \frac{\Delta e}{e_0}.$$

Параметры дипольного элемента  $D_0$ , преобразующего пучок подобно конденсору, определены в результате рассмотрения обратного хода траектории в дипольном элементе  $D_1$ :  $\ell_1 = 0,54$ ;  $\psi_1 = 66,3^\circ$ ;  $\psi_2 = 23,7^\circ$ ;  $\chi_1 = -0,71$ ;  $\chi_2 = 2,28$ . Коэффициенты преобразования равны:

$$H_\eta = c_2/c_1 - \ell_2 c_1/\ell_1 c_2 - s/\ell_1 = 0,44 - 0,81\ell_2;$$

$$H_\alpha = \ell_1 c_2/\ell_2 c_1 = OB \cdot AE/R_0^2 = 1,24;$$

$$H_\delta = \ell_2(s_1 + s_2)/c_2 + 1 - c = 1 + 1,44\ell_2;$$

$$A_\eta = -c_1/\ell_1 c_2 = -R_0^2/OB \cdot AE = -0,81;$$

$$A_\alpha = 0; A_\delta = (s_1 + s_2)/c_2 = 1,44;$$

$$Z_\zeta = -\chi_2/\chi_1 + \ell_2 \chi_1/\ell_1 \chi_2 - \Phi/\ell_1 =$$

$$= 0,31 - 0,58\ell_2; Z_\beta = -\ell_1 \chi_2/\chi_1 = 1,74;$$

$$B_\zeta = \chi_1/\ell_1 \chi_2 = -0,58; B_\beta = 0;$$

$$\Lambda_\eta = (s_1 + s_2)/c_1 - (1 - c)\ell_1 = 1,44;$$

$$\Lambda_\alpha = \ell_1 (s_1 + s_2)/c_1 = 1,78; \Lambda_\delta = \Phi - s = 0,57. \quad /3/$$

Эти коэффициенты определяют параметры траектории

частицы в плоскости  $\eta_4 \zeta_4$  через параметры в плоскости  $\eta_3 \zeta_3$  по формулам, аналогичным /2/.

При  $\ell_1 = 0,54$  для первого дипольного элемента имеем  $A_\alpha = B_\beta = 0$ . Это значит, что магнит действует одновременно и как конденсор по отношению к пучку расходящихся из точки частиц. При  $\ell_2 = 0,54$  для второго дипольного элемента получаем  $H_\eta = B_\zeta = 0$  - условие преобразования типа "зажигательное стекло". Поэтому суммарное действие двух дипольных магнитов, расположенных один за другим на расстоянии 1,08 м, может быть или типа "телескоп" с перетяжкой пучка на пути между магнитами, или типа "проектор" с параллельным ходом траекторий от магнита к магниту. В обоих случаях обеспечиваются в достаточной мере одинаковые условия прохождения частиц через межполюсной зазор второго магнита при любом его положении.

Параметры траекторий ионов в плоскости  $\eta_4 \zeta_4$  определяются произведением трех матриц: матрицы первого дипольного магнита, элементами которой являются коэффициенты /1/; матрицы поворота, в которой отличны от нуля коэффициенты

$$M_{11} = M_{22} = M_{33} = M_{44} = \cos \theta, \quad M_{13} = M_{24} = -M_{31} = -M_{42} = \sin \theta,$$

$$M_{55} = M_{66} = 1,$$

$\theta$  - угол поворота системы  $\eta_3 \zeta_3$  по отношению к системе  $\eta_2 \zeta_2$ ; и матрицы второго дипольного элемента, определяемой коэффициентами /3/:

$$\begin{bmatrix} \eta_4 \\ a_4 \\ \zeta_4 \\ \beta_4 \\ \lambda_4 \\ \delta \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -c & 0 & -0,71s & 0 & 0 & 1,78(1+c) \\ 0 & -c & 0 & 1,41s & 0 & 1,44(1-c) \\ 1,41s & 0 & -c & 0 & 0 & 2,50s \\ 0 & 0,71s & 0 & -c & 0 & 1,02s \\ 1,44(1-c) & 1,78(1+c) & 1,02s & 2,50s & 1 & 1,14+5,12c \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \eta_1 \\ a_1 \\ \zeta_1 \\ \beta_1 \\ \lambda_1 \\ \delta \end{bmatrix} \quad /4/$$

где  $s = \sin \theta, \quad c = \cos \theta.$

Отметим некоторые особенности преобразования /4/. Детерминант матрицы равен  $(s^2 + c^2)^2 = 1$ , что означает неизменность объема шестимерного эллипсоида при любом значении  $\theta$ . Это общее заключение включает ряд частных. Например, из равенства детерминантов входящих в матрицу /4/ преобразований:

$$\begin{bmatrix} \eta_4 \\ \zeta_4 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -c & -0,71s \\ 1,41s & -c \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \eta_1 \\ \zeta_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \alpha_4 \\ \beta_4 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -c & -1,41s \\ 0,71s & -c \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \alpha_1 \\ \beta_1 \end{bmatrix}, \quad /5/$$

следует, что начальная и конечная площади поперечного сечения пучка частиц равны, так же как и равны площади начального и конечного распределений частиц по углам наклона траекторий. Форму начального сечения пучка можно представить эллипсом в каноническом виде:  $\eta_1^2/a^2 + \zeta_1^2/b^2 = 1$  при  $b = \sqrt{2}a = 1,41a$ , поскольку в циклотронах с секторной фокусировкой аксиальный эмиттанс пучка приблизительно в два раза меньше радиального. Сечение такого пучка после преобразования /4/ будет снова иметь каноническую форму эллипса в системе координат  $\eta_4 \zeta_4$  с теми же полуосями  $a$  и  $b$  при всех значениях угла  $\theta$ . Действительно, подставляя в уравнение начального эллипса  $(\eta_1^2 + \zeta_1^2/2) = a^2$  координаты  $\eta_1$  и  $\zeta_1$ , выраженные через  $\eta_4$  и  $\zeta_4$ :

$$\begin{bmatrix} \eta_1 \\ \zeta_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -c & 0,71s \\ -1,41s & -c \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \eta_4 \\ \zeta_4 \end{bmatrix}, \quad /6/$$

получим  $(\eta_4^2 + \zeta_4^2/2) = a^2$ . Это обстоятельство упрощает настройку фокусирующих элементов различных каналов.

При преобразовании /4/ объем фазового эллипсоида  $\eta\alpha\zeta\beta$  остается неизменным, хотя фазовые площади  $\eta\alpha$  и  $\zeta\beta$  отдельно не сохраняются из-за связи первых и вторых координат при повороте второго магнита.

На векторной диаграмме /рис. 4/ представлен в зависимости от угла поворота  $\theta$  коэффициент линейной дисперсии установки D, компоненты которого по осям  $\eta_4$  и  $\zeta_4$  определяются элементами  $M_{16}$  и  $M_{36}$  матрицы преобразования /4/. Там же дана форма поперечных сечений двух разделенных пучков. Наибольшая линейная дисперсия /D = 3,56, что отвечает 17,8 мм на 1% изменения энергии ионов/ имеет место при  $\theta = 0^\circ$ , т. е. в случае, когда траектории частиц при снижении имеют S-форму. Вектор дисперсии при этом направлен по оси  $\eta_4$ , проекция поперечного сечения пучка на вектор дисперсии наименьшая /а/ и разрешающая способность установки /D/a/, реализуемая при варианте преобразования типа "проектор", наибольшая.

При  $\theta = 180^\circ$  / S-форма траекторий/ D=0 и все ионы, независимо от разброса энергии, собираются в плоскости  $\eta_4 \zeta_4$  в одно пятно.

Неизохронность траекторий частиц, определяемая в случае преобразования типа "проектор" разбросом

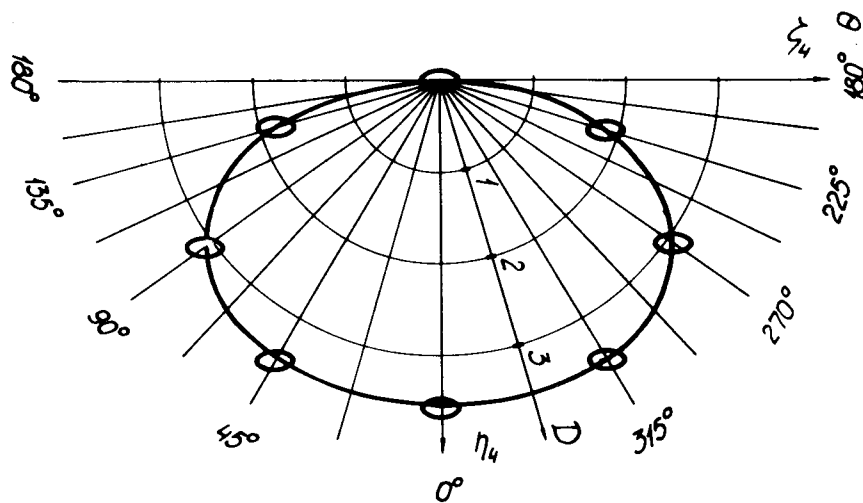


Рис.4. Вектор - коэффициент линейной дисперсии D в плоскости  $\eta_4 \zeta_4$  в зависимости от угла поворота второго магнита  $\theta$ . Значения угла поворота даны через каждые 22,5°.



начальных углов  $\Delta\alpha_1$  и  $\Delta\beta_1$  и элементами матрицы преобразования /4/  $M_{52} = 1,78(1+c)$ ,  $M_{54} = 2,50s$ , повторяет зависимость коэффициента линейной дисперсии от угла  $\theta$ . Поэтому наибольшая разгруппировка сгустков ускоренных частиц будет иметь место при  $\theta = 0^\circ$  и начальная группировка ионов не изменится при  $\theta = 180^\circ$ .

При преобразовании типа "телескоп" частицы с разными радиусами кривизны траекторий приобретают после прохождения магнитных анализаторов различную угловую направленность. Это угловое различие может быть преобразовано в эквивалентное пространственное разделение частиц с помощью фокусирующей линзы, которая сохраняет угловое расхождение частиц разного сорта и фокусирует пучок частиц одного сорта.

Матрицу преобразования пучка частиц после прохождения через установку и фокусирующую систему линз получим, умножив матрицу преобразования /4/ на стандартную матрицу линзы, отличные от нуля коэффициенты которой равны

$$M_{12} = f_v, M_{21} = -1/f_v, M_{22} = 1 - \ell_v/f_v, M_{34} = f_h,$$

$$M_{43} = -1/f_h, M_{54} = 1 - \ell_h/f_h, M_{55} = M_{56} = 1,$$

где  $f_v$  и  $f_h$  - фокусные расстояния системы линз в вертикальной и горизонтальной плоскостях,  $\ell_v$  и  $\ell_h$  - расстояния между плоскостью  $\eta_4, \zeta_4$  и соответствующими главными плоскостями линзы. Коэффициент линейной дисперсии в плоскости  $\eta_5, \zeta_5$  будет определяться следующими элементами полученной матрицы:  $M_{16} = 1,44f_v(1-c)$  и  $M_{36} = 1,02f_h s$ .

Зависимость коэффициента линейной дисперсии от угла  $\theta$  дана на рис. 5 для случая системы линз /триплета/ с одинаковыми фокусными расстояниями  $f_v = f_h = f$  и единой для вертикального и горизонтального фокусирующих действий главной плоскостью. Как видно из рисунка, наибольшая линейная дисперсия  $/D = 2,88f/$  имеет место при  $\theta = 180^\circ$ , т.е. при S-образной форме траекторий частиц. Бездисперсионное снижение пучка частиц осуществляется при  $\theta = 0^\circ$ .

Величина неизохронности траекторий частиц при преобразовании типа "телескоп", зависящая от  $\Delta\eta_1$  и  $\Delta\zeta_1$  и определяемая элементами матрицы полного преобразования  $M_{51} = 1,44(1-c)$  и  $M_{53} = 1,02s$ , повторяет зависимость линейной дисперсии от  $\theta$ .

Как видно, при каждом из рассмотренных выше преобразований /типа "проектор" или "телескоп"/ можно получить либо хроматическую ( $D \neq 0$ ) и неизохронную ( $\lambda \neq 0$ ), либо бездисперсионную ( $D = 0$ ) и изохронную ( $\lambda = 0$ ) транспортировку ионов в двух взаимно противоположных направлениях /при  $\theta = 0^\circ$  и  $\theta = 180^\circ$  /.

Максимальная разрешающая способность  $R_{\max}$ , т.е. разрешающая способность, которая может быть достигнута после уничтожения аберраций второго и более высоких порядков, для преобразования пучка типа "телескоп" определяется по формуле

$$R_{\max} = \frac{M_{16}}{M_{12} \Delta\alpha_1}, \text{ где } M_{12} = -f c, M_{16} = 1,44 f (1-c), \\ \theta = 180^\circ.$$

Предполагается<sup>/2/</sup>, что выведенный из циклотрона У-400 пучок ионов будет иметь аксиальный эмиттанс  $\Delta Z \cdot \Delta Z'$  не более 40 мм. мрад при  $\Delta Z = 30$  мм и  $\Delta Z' = 1,3$  мрад. Тогда  $R_{\max} = 2,2 \cdot 10^3$  по  $\delta$ , т.е. по относительной разнице радиусов кривизны траекторий частиц в магнитном поле, или  $R_{\max} = 1,1 \cdot 10^3$  по энергии, что отвечает энергетическому разрешению  $\Delta E/E = 9 \cdot 10^{-4}$ . Ширина коллимирующей щели должна равняться  $\sim 1,3$  мм при  $f = 1$  м.

Ожидается<sup>/2/</sup>, что энергетическая неоднородность пучка ионов на циклотроне У-400 будет составлять  $\sim 1\%$ , поэтому использование магнитов установки снижения и коммутации пучка как монохроматоров уменьшит энергетический разброс ускоренных ионов по крайней мере в 10 раз.

Более высокую монохроматичность пучка ионов можно получить, если прибегнуть к предварительному формированию пучка магнитными квадрупольными линзами.

Предельная разрешающая способность магнитного спектрометра определяется соотношением<sup>/3/</sup>

$$R_{\max} = \frac{\sigma}{R_0 \Delta \eta_1 \Delta \alpha_1}, \quad /7/$$

где  $\sigma$  - площадь радиального сечения пучка в поле дипольного магнита, деленная на  $R_0$ . Наибольшая радиальная ширина пучка в камере установки составляет  $\Delta \eta_{\max} = \Delta \eta_1 / c_1^{1/5} = 0,033$  при  $\Delta \eta_1 = 0,03$ , тогда как радиальная апертура камеры равна 0,150 в единицах  $R_0$ . Поэтому возможно примерно четырехкратное увеличение радиального сечения пучка и, следовательно, разрешающей способности установки в результате увеличения площади пучка. Это уширение пучка может быть достигнуто путем создания, например, мнимой /с помощью дефокусирующей линзы/ радиальной перетяжки пучка в плоскости  $\eta_1 \zeta_1$  с  $\Delta \alpha_1 = 0,12$ . В результате такого преобразования ширина мнимого источника  $\Delta \eta_1$  в плоскости  $\eta_1 \zeta_1$  уменьшается, поскольку согласно теореме Лиувилля фазовая площадь  $\Delta \eta_1 \Delta \alpha_1$  сохраняется. Дости-

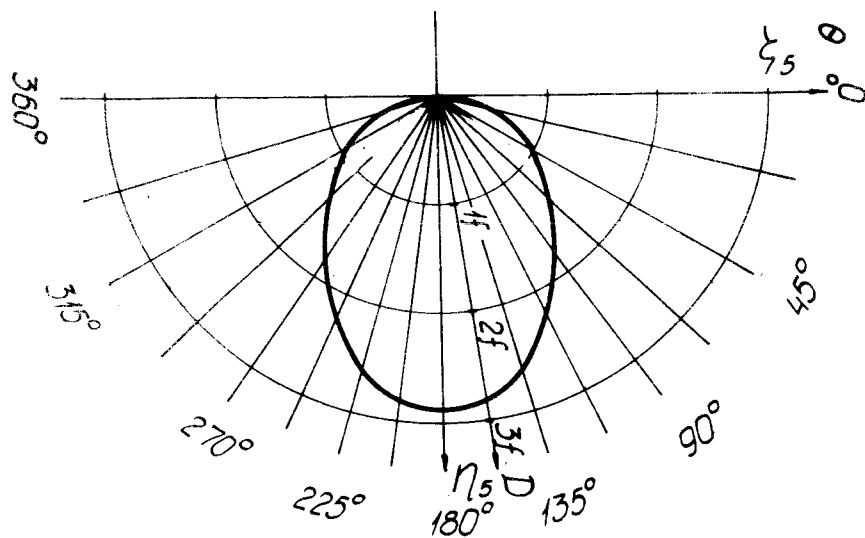


Рис.5. Вектор-коэффициент линейной дисперсии  $D$  в плоскости  $\eta_1 \zeta_1$  в зависимости от угла поворота второго магнита  $\theta$ . Значения угла поворота даны через каждые 22,5°.

жимая при этом разрешающая способность  $R_{\max} = \frac{M_{16}}{2M_{11} \Delta \eta_1} = 5 \cdot 10^3$  по энергии при  $\theta = 180^\circ$  и

$\Delta \eta_1 \Delta \alpha_1 = 4 \cdot 10^{-5}$ , а энергетическое разрешение  $\Delta E/E = 2 \cdot 10^{-4}$ . Ту же величину разрешающей способности дает и формула /7/. А именно, согласно /3/ площадь радиального сечения пучка при  $\Delta \alpha_1 = 0,12$  в каждом из магнитов

$$\sigma = \Delta \alpha_1 R_0 \left\{ \ell_1 \int_0^{\psi_1} \cos \phi d\phi + (1 + \ell_1 t_1) \int_0^{\psi_1} \sin \phi d\phi + \frac{\ell_1 c_2}{c_1} \left[ \int_{\psi_1}^{\pi/2} \cos(\pi/2 - \phi) d\phi + t_2 \int_{\psi_1}^{\pi/2} \sin(\pi/2 - \phi) d\phi \right] \right\} = 0,21 R_0 \quad /8/$$

и разрешающая способность по энергии  $R_{\max} = \frac{2 \cdot 0,21}{2,4 \cdot 10^{-5}} = 5,3 \cdot 10^3$ .

Рассмотренные варианты ионно-оптической схемы транспортировки ионов через установку снижения, коммутации и монохроматизации пучка, а также полученные значения ионно-оптических характеристик могут несколько измениться после уточнения параметров выведенного из циклотрона У-400 пучка ионов, таких, как положение виртуальных источников частиц в радиальной и аксиальной плоскостях, величина аксиального эмиттанса.

В заключение выражаю благодарность академику Г.Н.Флерову за предложение рассмотреть вопросы коммутации и монохроматизации пучка ионов строящегося циклотрона У-400 и стимулирующий интерес к работе.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Флеров Г.Н. и др. Труды 1У Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц /Москва, 18-20

ноября 1974 г./ М., "Наука", 1975, том II, с. 9;  
*Flerov G.N. Journ. Phys.* 1976, 37, p. 233.

2. Кленин Б.А. и др. ОИЯИ, 9-10213, Дубна, 1976.
3. Тарантин Н.И. ОИЯИ, Р9-11039, Дубна, 1977.
4. Тарантин Н.И. ОИЯИ, Р9-11040, Дубна, 1977.
5. Тарантин Н.И. ОИЯИ, Р9-11041, Дубна, 1977.

Рукопись поступила в издательский отдел  
3 мая 1978 года.