

**сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна**

9-84-357

Б.А.Кленин, С.И.Козлов, Э.Кормань,
В.Н.Мельников, С.В.Степанцов, Н.И.Тарантин

**МАГНИТНОЕ ПОЛЕ
ЭЛЕКТРОМАГНИТА СНИЖЕНИЯ,
КОММУТАЦИИ И МОНОХРОМАТИЗАЦИИ
ПУЧКА ИОНОВ ЦИКЛОТРОНА У-400**

1984

ВВЕДЕНИЕ

В системе транспортировки^{/1/} выведенных из изохронного циклотрона У-400^{/2/} пучков тяжелых ионов имеется установка снижения и коммутации пучка, которая может быть использована при монохроматизации ионов, требующейся для прецизионных по энергии физических экспериментов.

Установка состоит из двух идентичных дипольных электромагнитов, расположенных один под другим, с вертикальным направлением медианных плоскостей. Нижний магнит поворачивается вокруг вертикальной оси в интервале углов от 0° до 360° для осуществления коммутации сниженного на новый уровень пучка ионов по пяти различным направлениям, а также для его монохроматизации или ахроматической и изохронной транспортировки.

Основные параметры дипольного магнита и схем преобразования пучка ионов в установке детально изложены в^{/3/} в рамках теории первого порядка.

Схемы преобразования пучка в радиальном и аксиальном сечениях дипольного магнита по типу "зажигательное стекло" /параллели в точку/ или "конденсор" /точка в параллели/ реализуются за счет наклонных входной и выходной границ магнита с одним и тем же значением углов наклона $\epsilon_1 = \epsilon_2 = \epsilon = 23,7^\circ$. Преобразования пучка частиц, осуществляемые дипольным магнитом, позволяют использовать его как составляющий модуль и в других вариантах магнитных анализаторов заряженных частиц, в частности, в магнитном анализаторе продуктов ядерных реакций^{/4/} и в высокочувствительном масс-спектрометре^{/5/}. На рис.1 представлены

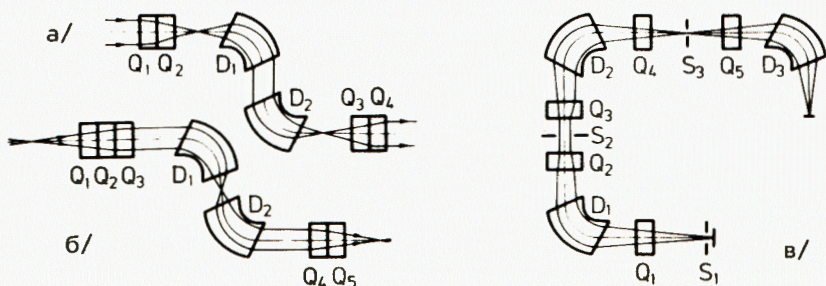


Рис.1. Схемы преобразования пучка заряженных частиц в трех различных применениях электромагнита: а/ бездисперсионная транспортировка ионов в установке снижения и коммутации пучка У-400^{/3/}; б/ магнитный анализатор продуктов ядерных реакций^{/4/}; в/ многоступенчатый масс-спектрометр^{/5/}.

схемы преобразования пучка заряженных частиц в трех планируемых вариантах применения электромагнита.

В /6/ даны некоторые предварительные результаты расчетов основных aberrаций второго порядка монохроматора пучка тяжелых ионов.

В настоящей работе приводятся результаты измерений топографии магнитного поля одного из электромагнитов, необходимые для конкретного расчета преобразований ионного пучка во втором приближении по малым величинам и исключения aberrаций второго и более высоких порядков.

ОПИСАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТА И УСТРОЙСТВА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ТОПОГРАФИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Электромагнит имеет следующие параметры:

Угол отклонения осевой траектории в пределах физических границ дипольного магнита при $R_0 = 1000$ мм составляет $\phi = 90^\circ \pm 5'$, ширина полюсов электромагнита $R_{\max} - R_{\min} = 250$ мм, углы наклона торцов полюсов $\epsilon = 23^\circ 20' \pm 10'$, межполюсный зазор для плоского участка полюсов $\Delta z = 80 - 0,1$ мм /см. рис.2/. Непараллельность и неплоскостность поверхностей плоских частей полюсов не превышает соответственно 0,05 и 0,03 мм на всем протяжении полюсов. Несовпадение расположений боковых поверхностей полюсов - не более 0,2 мм относительно друг друга. Магнитопровод электромагнита состоит из двух Ш-образных половин 1 и 2, каждая из которых изготовлена из единой поковки /ст.10/ с содержанием углерода 0,07÷0,1%.

Торцевые части полюсов выполнены в виде съемных вкладышей /3,4/, каждый из которых весит около 50 кг и может быть демонтирован без существенной разборки электромагнита для изменения формы входной и выходной границ полюсов, что необходимо для исключения aberrаций второго порядка.

Около торцов полюсов для шунтирования потока рассеянного магнитного поля установлены стальные экраны 5 и 6, имеющие вид прямоугольных каналов, действие которых на формирование краевого поля на границах дипольного магнита было исследовано в /7/. Тонкая юстировка положения эффективных границ магнитного поля достигается путем изменения расстояния между торцами полюсов и экраном в пределах от 60 до 120 мм.

Юстировка положений эффективных границ при изменении магнитной индукции от 0,6 до 1,2 Т, требующаяся по условиям транспортировки ионов различных элементов, важна для осуществления отклонений пучка частиц на угол $\phi = 90 \pm 0,1$ при снижении уровня пучка.

В азимутальном сечении торцевые части полюсов близки к профилю полюса Роговского, снижающему насыщение угловых частей торцов полюсов. Азимутальный профиль скоса полюса схематично также представлен на рис.2. Боковые шиммы на периферии полюсов предусмотрены для формирования распределения магнитного поля, близкого

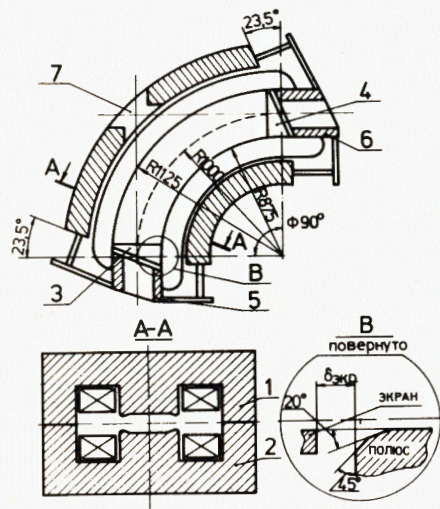


Рис.2. Радиальное и аксиальное сечения электромагнита.

к однородному ($a_1 = 0$), или с положительным значением секступольной составляющей ($a_2 > 0$), предпочтительной для исключения основных радиально-аксиальных aberrаций при преобразованиях по типу "зажигательное стекло" или "конденсор". Заметим, что при вертикальном расположении медианной плоскости электромагнитов радиально-аксиальные aberrации установки снижаются определяются радиальным эмиттансом пучка в циклотроне, который больше аксиального эмиттанса.

Для проводки ионного пучка без отклонения электромагнитом и для тонкой установки горизонтальной и вертикальной входной и выходной осей электромагнита в его магнитопроводе предусмотрены каналы 7.

Электромагнит имеет две обмотки возбуждения, выполненные из медной трубки, охлаждаемые водой. Число витков - 192. Источник электропитания электромагнита, разработанный в ЛЯР ОИЯИ на основе тиристорных преобразователей, обеспечивает долговременную стабилизацию тока в пределах 10^{-4} .

Для измерения магнитного поля применялся датчик Холла из антимонида индия (InSb), который не требует специальной стабилизации температуры в силу низкой температурной зависимости электродвижущей силы $/5 \cdot 10^{-5} \text{ К}^{-1} / / 8 /$. Калибровка датчика была проведена с использованием ядерного магнитного резонанса в однородном поле специального магнита.

Перемещение датчика Холла в межполюсном зазоре электромагнита осуществлялось с помощью специального механического устройства по координатам r , ϕ , z цилиндрической системы.

Точность фиксирования положения датчика Холла составляла по координатам r и z не хуже 0,1 мм, а по координате ϕ - не хуже 0,5 мм /0,03% /.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис.3 приведена кривая возбуждения магнитного поля электромагнита. При наибольшем значении тока $I = 500$ А магнитная индукция составляет 1,4 Т, что достаточно для отклонения установки снижения ионов всех элементов, ускоренных на циклотроне У-400 до конечного радиуса $R = 1,74$ м и выведенных из ускорителя пу-

тем обдирки пучка на тонкой фольге^{/9/}. Значение магнитной индукции B_0 в области линейной зависимости хорошо описывается формулой, справедливой при малом магнитном сопротивлении магнитопровода по сравнению с сопротивлением межполюсного зазора:

$$B_0 = \mu_0 \frac{IN}{h} = 1,26 \cdot 10^{-6} \frac{IN}{h},$$

где магнитная индукция B_0 выражена в Т, ток возбуждения I в А, межполюсный зазор h в м, N - число витков в обмотке.

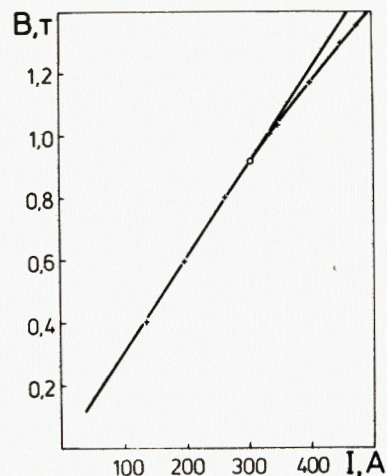


Рис.3. Кривая возбуждения магнитного поля электромагнита.

На рис.4 показано распределение аксиальной составляющей магнитной индукции $B_z(r, \phi, 0)$ в зависимости от координаты r в медианной плоскости магнита ($z=0$) при $\phi = 45^\circ$ и $B_0 = 0,8$ Т. Такие же измерения выполнены при других значениях ϕ и B_0 .

В таблице представлены основные характеристики измеренного магнитного поля электромагнита при различных значениях магнитной индукции B_0 .

В таблице даны значения коэффициентов квадрупольной (a_1) и секступольной (a_2) составляющих разложения магнитного поля дипольного магнита в ряд:

$$B_z(\rho, \phi, 0) = B_0(1 + a_1 \rho + a_2 \rho^2 + \dots), /1/$$

где $\rho = (r - R_0)/R_0$ - относительное отклонение радиальной координаты от оптической оси. Магнитное поле электромагнита линейно спадает по радиусу ($a_1 < 0$) при всех рабочих значениях индукции. Это, по-видимому, можно объяснить наличием отверстия во внешней части ярма электромагнита, увеличивающего сопротивление магнитной цепи одной половины магнитопровода. Наличие отрицательной

Таблица

Основные характеристики магнитного поля электромагнита

$B_0, \text{Т}$	0,4	0,6	0,8	1,0	1,1	1,29
$-a_1 \times 10^{-3}$	9 ± 1	10 ± 2	11 ± 1	10 ± 2	9 ± 4	13,5
$a_2 \times 10^{-2}$	53 ± 4	59 ± 5	48 ± 1	38 ± 1	26 ± 1	21 ± 1
$\Phi_{\text{эфф}}, \text{град}$	$90,3 \pm 0,1$	$90,2 \pm 0,1$	$90,2 \pm 0,1$	$90,2 \pm 0,1$	$90,1 \pm 0,1$	$89,8 \pm 0,1$
$\epsilon, \text{град}$	$21,1 \pm 0,5$	$21,3 \pm 0,5$	$21,3 \pm 0,5$	$21,5 \pm 0,5$	$21,3 \pm 0,5$	$20,8 \pm 0,5$

квадрупольной составляющей несколько ослабляет радиальную фокусировку пучка ионов и адекватно усиливает аксиальную. Однако это небольшое изменение фокусирующих свойств электромагнита может быть скомпенсировано действием квадрупольных линз, расположенных перед установкой снижения пучка ионов и за ней.

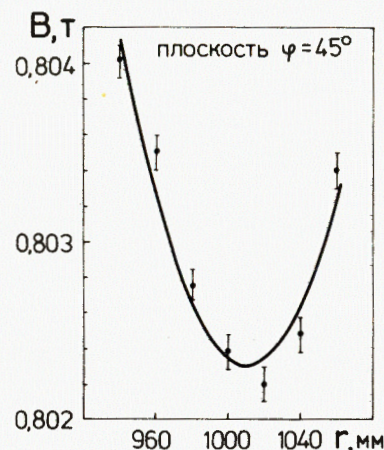


Рис.4. Радиальное распределение аксиальной составляющей магнитного поля электромагнита в медианной плоскости, $B_0 = 0,8$ Т.

Секступольная составляющая поля - положительная и сильно уменьшается с ростом значения B_0 , что отражает факт увеличения насыщения кольцевых шимм и краев полюсов электромагнита при увеличении B_0 .

На рис.5 представлены результаты измерения распределений аксиальной составляющей магнитного поля B_z в области краевого спада на границе полюсов. Измерения

проведены без шунтирующего экрана и с экраном, установленным на различных расстояниях от торцов полюсов. Видно влияние экрана на ограничение протяженности краевого поля и положение эффективной границы. Крайние положения эффективной границы, отвечающие смещению экрана на ± 10 мм от номинального, отмечены стрелками. Перемещение входной и выходной эффективных границ на $\pm 2,5$ мм путем изменения положения экранов позволяет изменять эффективный угол отклонения осевой траектории пучка ионов на $\pm 0,3^\circ$, что достаточно для необходимой коррекции угла отклонения.

Положение эффективной границы определялось по формуле^{/10/}, удобной для расчетов в общем случае неоднородного поля

$$\phi_b(\rho) = \phi_{II}(\rho) - \int \frac{\phi_{II}(\rho) B_z(\rho, \phi, 0)}{\phi_I(\rho) (1 + a_1 \rho) B_0} d\phi, \quad /2/$$

где $\phi_b(\rho)$ - уравнение эффективной границы в полярной системе координат, $\phi_I(\rho)$ и $\phi_{II}(\rho)$ - начальное и конечное значения азимутальной координаты области краевого поля рассеяния, определяемые условиями $B_z(\rho, \phi_I, 0)$ и $B_z(\rho, \phi_{II}, 0) = (1 + a_1 \rho) B_0$. Эффективный угол отклонения пучка ионов при номинальном $\Delta l = 80$ мм/положении магнитных экранов, ограниченный эффективными границами, рассчитанными по формуле /2/, представлен в четвертой строке таблицы.

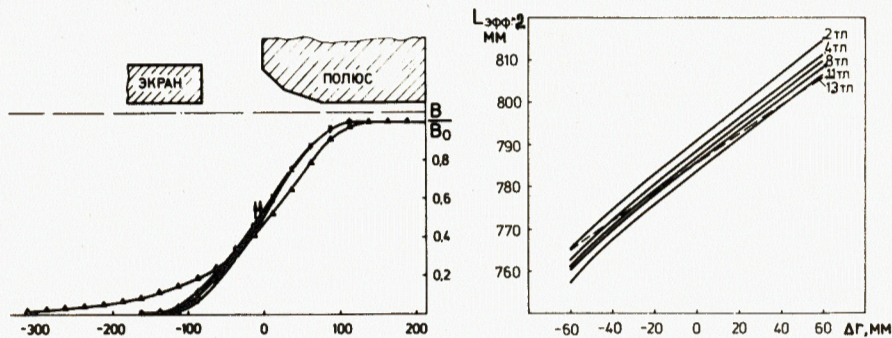


Рис.5. Распределение краевого поля рассеяния электромагнита.

Рис.6. Эффективная длина оптической оси электромагнита.

Аналогичные измерения краевого магнитного поля рассеяния при значениях r в рабочей части полюсов электромагнита /от 940 до 1060 мм/ позволили определить форму и наклон эффективной границы. При рабочих значениях B_0 эффективные границы электромагнита при установленных экранах являются прямыми линиями и имеют наклон относительно оптической оси под углами, приведенными в пятой строке таблицы. Найденные значения углов ϵ несколько меньше угла наклона торца полюса к оптической оси. Эти отклонения углов наклона эффективных границ от номинального значения ведут к усилению радиального фокусирующего действия и к ослаблению аксиального.

Для полюса с профилем типа полюса Роговского и с магнитными экранами на торцах положения эффективных границ, как следует из рис.4, достаточно хорошо совпадают с границами полюсов, в отличие, например, от полюсов с прямоугольным профилем торца, для которых эффективная граница смещена наружу от торца полюса на расстояние $\sim 0,4h$, где h - высота межполюсного зазора.

На рис.6 представлена длина осевой траектории магнита. Для учета влияния конкретного магнитного поля рассеяния электромагнита на движение ионов удобно выразить распределение краевого поля аналитически. В^{/10/} получена аналитическая аппроксимация распределения типичного краевого магнитного поля при наличии экранов, хорошо представляющая значения самого поля и его первых трех производных

$$B_z(0, \phi, 0) = B_0 (35\kappa^4 - 84\kappa^5 + 70\kappa^6 - 20\kappa^7), \quad /3/$$

где $\kappa = (\phi - \phi_{10}) / (\phi_{20} - \phi_{10})$, ϕ_{20} и ϕ_{10} - азимутальные координаты границ области краевого поля на оптической оси.

На рис.7 точками показаны результаты измерения краевого поля, ранее приведенные на рис.4, а линией - аналитическое распределение формулы /3/ при значении $\phi_{21} - \phi_{10} = 0,41$, отвечающем $\sigma = 0,19$, где σ - угловая /в радианах/ протяженность области крае-

вого поля вдоль оптической оси при линейной экстраполяции средней части функции распределения краевого поля к его граничным значениям; $\sigma = (16/35) \cdot (\phi_{20} - \phi_{10})$. Графическое определение σ также представлено на рис.7. Как видно из рисунка, экспериментальные результаты и результаты аналитического представления формулой /3/ достаточно хорошо согласуются.

На рис.8 приведены результаты измерения азимутальной составляющей магнитного поля B_ϕ , ответственной за аксиальную краевую фокусировку ионов, в зависимости от z координаты.

Эта составляющая определяется общей формулой^{/10/}:

$$B_\phi(0, \phi, \xi) = \xi \frac{dB_z(0, \phi, 0)}{d\phi} - \frac{1}{6} \xi^3 [(1 + \text{tg}^2 \epsilon) \frac{d^3 B_z(0, \phi, 0)}{d\phi^3} - 2 \text{tg} \epsilon (a_j - \frac{1 + \cos^2 \epsilon}{2 \cos^2 \epsilon}) \frac{d^2 B_z(0, \phi, 0)}{d\phi^2}], \quad /4/$$

где $\xi = z/R$, а B_ϕ представлена с конечной точностью до малых величин в нулевой степени, достаточной для определения изменений траектории иона в области краевого поля с точностью до второго порядка малых величин в силу малой протяженности краевого поля и малости составляющих скорости v_r и v_z , взаимодействующих с B_ϕ . На рис.8 также приведены результаты расчетов по формуле /4/ с использованием формулы /3/ для производных от B_z и найденного параметра распределения $\phi_{20} - \phi_{10} = 0,41$. Результаты расчетов и измерения поля даны для двух значений координаты $\Delta l = -20,5$ мм и $\Delta l = -60,5$ мм / $\kappa = 0,45$ и $0,35/$. Как

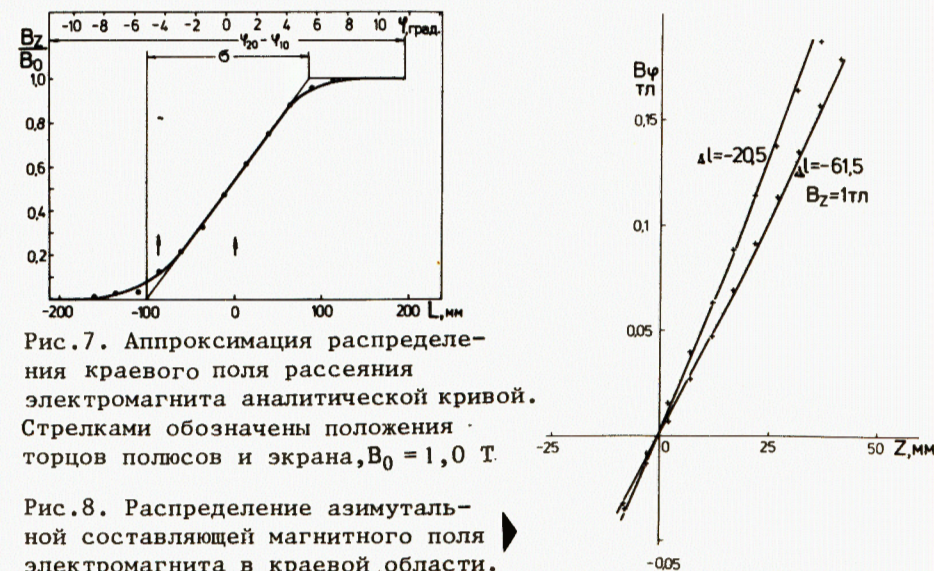


Рис.7. Аппроксимация распределения краевого поля рассеяния электромагнита аналитической кривой. Стрелками обозначены положения торцов полюсов и экрана, $B_0 = 1,0$ Т.

Рис.8. Распределение азимутальной составляющей магнитного поля электромагнита в краевой области.

видно из рис. 8, согласие данных вычисления и измерений достаточно хорошее.

Полученные в результате измерения и анализа топографии магнитного поля конкретные значения параметров электромагнита следующие: ϕ , a_1 , a_2 , ϵ , σ а также $R_b = \infty$, где R_b - радиус кривизны эффективных входной и выходной границ магнитного поля дипольного магнита, необходимые для уточнения результатов преобразования пучка ионов в установке снижения, коммутации и монохроматизации в рамках теории первого порядка, важны для расчета преобразований пучка с точностью до малых величин второго порядка и для исключения aberrаций второго порядка путем выбора, например, оптимального значения R_b . В частности, полученное значение σ дает возможность корректно рассчитать aberrации смещения траектории пучка в краевом поле рассеяния, пропорциональные σ^2 , а также аксиальные aberrации преломления, зависящие от σ сложным образом. Знание аксиальных aberrаций важно не столько для определения трансмиссии пучка ионов через относительно узкий межполюсный зазор дипольных магнитов, сколько для точного определения разрешающей способности монохроматора ионов на различных каналах системы транспортировки пучка, где медианные плоскости магнитов установки располагаются под углом друг к другу.

Исключение aberrаций позволит достигнуть наибольшей разрешающей способности монохроматора ионов, предельное значение которой может составить $5 \cdot 10^3$ /3/.

В заключение авторы выражают благодарность академику Г.Н.Флерову, инициатору задачи монохроматизации пучка ионов на циклотроне У-400.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кленин Б.А. и др. ОИЯИ, 9-10312, Дубна, 1976.
2. Флеров Г.Н. и др. Труды седьмого Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 14-16 октября 1980 г. ОИЯИ, Дубна, 1981, т.1, с.59.
3. Тарантин Н.И. ОИЯИ, P9-11536, Дубна, 1978.
4. Тарантин Н.И., Кабаченко А.П. ОИЯИ, P13-80-765, Дубна, 1980.
5. Ter-Akopian G.M. et al. JINR, E13-82-639, Dubna, 1982.
6. Кормань З. ОИЯИ, 9-82-829, Дубна, 1982.
7. Tarantin N.I. et al. Nucl. Instr. and Meth., 1965, 38, p.103.
8. Погодин В.И., Юрьев Г.А. Приборы и системы управления, 1972, 7, с.15.
9. Оганесян Ю.Ц. и др. ОИЯИ, 9-11993, Дубна, 1978.
10. Tarantin N.I. et al. Int.J.Mass Spectrom. and Ion Phys., 1980, 36, p.167.

Рукопись поступила в издательский отдел
24 мая 1984 года.

Кленин Б.А. и др.

9-84-357

Магнитное поле электромагнита снижения, коммутации и монохроматизации пучка ионов циклотрона У-400

Приведены результаты измерений структуры магнитного поля электромагнита с радиусом поворота 1 м на угол отклонения 90° , используемого как в установке снижения, коммутации и монохроматизации пучка У-400, так и в ряде физических установок. Показано, что получаемый с магнитными экранами эффективный угол отклонения центральной траектории равен $90^\circ \pm 0,2^\circ$ при изменении магнитной индукции от 0,4 до 1,3 Т. Исследованы краевые поля для определения положения и формы эффективной границы магнита. Коррекция эффективной границы, осуществляемая путем изменения положения экранов, возможна в пределах $\pm 2,5$ мм. Угол наклона границы к осевой траектории составляет $21,7^\circ$. Полученные значения коэффициентов квадрупольной и секступольной компонент разложения магнитного поля позволяют уточнить результаты преобразования пучка ионов с точностью до величин второго порядка.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод О.С.Виноградовой

Klenin B.A. et al.

9-84-357

Magnetic Field of Electromagnet for Lowering, Commutation and Monochromatization of the U-400 Cyclotron Ion Beam

The results of measuring the structure of 90° electromagnet the magnetic field with the 1m bending radius are presented. The magnet is used in experimental arrangement of the U-400 cyclotron for lowering the deflection, commutation and monochromatization of the cyclotron beam. It is shown that the effective angle of deflecting the central trajectory of the beam obtained with magnetic screens is equal to $90^\circ \pm 0.2^\circ$ at the changing magnet induction from 0.4 up to 1.3T. The boundary fields are investigated in order to determine the location and shape of the magnet fringing field. Correction of one effective boundary by means of changing the position of magnetic screens within the ± 2.5 mm range is possible. The angle of magnet boundary slope to the central trajectory is equal to 21.7° . The obtained field expansion coefficients of quadrupole and sextupole terms with taking into account the extension of the fringing field of the real magnet allows one to define more precisely the result of transformation of the ion beams up to the second order values.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984