

С 344.1к

ПТЭ, 1968, №2,

12/VI-62

В-6Н

С. 26-28

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

13 - 3318



А.С. Вовенко, М.Ф. Лихачёв, Ю.А. Матуленко,
И.А. Савин, В.С. Ставинский, Сюй Юн-чан

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

МАГНИТНЫЙ СПЕКТРОМЕТР
ИЗ ДВУХ СИЛЬНОФОКУСИРУЮЩИХ МАГНИТОВ
ДЛЯ АНАЛИЗА ЧАСТИЦ
ПО ИМПУЛЬСУ ДО 6 Гэв/с

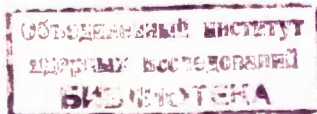
1967.

13 - 3318

А.С. Вовенко, М.Ф. Лихачёв, Ю.А. Матуленко,
И.А. Савин, В.С. Ставинский, Сюй Юн-чан

МАГНИТНЫЙ СПЕКТРОМЕТР
ИЗ ДВУХ СИЛЬНОФОКУСИРУЮЩИХ МАГНИТОВ
ДЛЯ АНАЛИЗА ЧАСТИЦ
ПО ИМПУЛЬСУ ДО 6 Гэв/с

Направлено в ПТЭ



5079/1, mp.

В в е д е н и е

Магнитный спектрометр является очень важной компонентой многих экспериментов по физике высоких энергий при определении импульсов заряженных частиц. Простейшим с точки зрения магнитной оптики является годоскопический спектрометр, который состоит только из одного магнита и не использует магнитной фокусировки. Пара годоскопов из сцинтилляционных счётчиков или пара искровых камер, расположенных на некоторой базе до и после магнита, определяют положение и направление частиц до и после магнита. Если поле магнита известно, то можно определить импульс этих частиц.

В спектрометрах фокусирующего типа, состоящих либо из отклоняющего магнита в сочетании с квадрупольными линзами, либо из двух сильнофокусирующих магнитов, сочетающих в одном элементе фокусировку и анализ частиц по импульсу, детекторы размещаются в плоскости изображения мишени, где одна координата определяет импульс частицы. Такого типа спектрометры требуют малого количества детекторов (следовательно, уменьшается количество информации, подлежащей обработке для определения импульса частицы) и могут не уступать годоскопическим спектрометрам ни по разрешающей способности, ни по телесному углу.

Важным для некоторых экспериментов свойством спектрометров фокусирующего типа является пространственная сепарация частиц по импульсу в плоскости изображения.

В литературе описан спектрометр из двух сильнофокусирующих магнитов для анализа по импульсу частиц до $100 \text{ МэВ/с}^{1/}$.

Для проведения на синхрофазотроне ОИЯИ экспериментов по упругому $\pi^+ p$ -рассеянию на угол вблизи 180° был разработан спектрометр, состоящий из двух сильнофокусирующих магнитов для анализа по импульсу частиц до 6 ГэВ/с . Использование такого спектрометра позволило в этом эксперименте пространственно разделить протоны отдачи от упругого $\pi^+ p$ -рассеяния на 180° и первичный пучок и тем самым резко снизить фон от первичного пучка.

Выбор параметров магнитов и схема фокусировки

Как известно, в неоднородном аксиально-симметричном магнитном поле H с законом изменения поля по радиусу r в меридиальной плоскости

$$H(r) = H(r_0) \left(\frac{r_0}{r} \right)^n, \quad (1)$$

где r_0 — радиус равновесной траектории и n — постоянный показатель поля, при $|n| \gg 1$ происходит сильная фокусировка заряженных частиц в одной плоскости и дефокусировка в другой. Использование двух областей магнитного поля, в одной из которых $n > 0$, а в другой $n < 0$, позволяет сфокусировать частицы в обеих плоскостях.

Формулы для расчёта фокусирующего действия магнита с полем, удовлетворяющим соотношению (1), даны в работе^{2/}. Для случая, когда траектория на входе и выходе магнита перпендикулярна границе поля, они имеют вид:

$$f_{\Gamma} = \frac{\ell}{x_{\Gamma} \sin x_{\Gamma}}, \quad n < 1; \quad (2a)$$

$$f_{\Gamma} = -\frac{\ell}{|x_{\Gamma}| \operatorname{sh} |x_{\Gamma}|}, \quad n > 1;$$

$$f_B = - \frac{\ell}{|x_B| \operatorname{sh} |x_B|}, \quad \mu < 0;$$

(26)

$$f_B = \frac{\ell}{x_B \sin x_B}, \quad \mu > 0.$$

Здесь $x_B = \sqrt{1 - \mu} \alpha$, $x_B = |\sqrt{\mu}| \alpha$.

В этих формулах f_T и f_B означают соответственно фокусные расстояния в горизонтальной и вертикальной плоскостях и отсчитываются от главных плоскостей, которые расположены вблизи середины магнита, ℓ — длина полюса по дуге окружности радиуса r_0 и α — угол поворота частицы в магнитном поле.

Для спектрометра были использованы два стандартных магнита (один типа СП-12 с длиной полюса 3,0 м, другой — СП-40 с длиной полюса 1,5 м). На полюсах магнитов были установлены наконечники специальной формы для создания нужного закона поля.

Требования, предъявляемые к спектрометру, были довольно противоречивы. Он должен анализировать по импульсу частицы до 8 Гэв/с, обладать большим телесным углом, хорошим разрешением и большой дисперсией. Окончательно для магнитов спектрометра были выбраны следующие характеристики: для магнита M_1 $\mu = 19$ и $\phi = 8^\circ$, а для M_2 $\mu = -27$ и $\phi = 10^\circ 40'$.

На рис. 1 показана фокусировка частиц в спектрометре в горизонтальной и вертикальной плоскостях для точечной мишени. В плоскости изображения мишени по горизонтали размещалась искровая камера ИК для определения координат частиц. По вертикали не удалось получить сходящийся за магнитами пучок, но это почти не сказывалось на телесном угле спектрометра при использовании искровой камеры высотой 400 мм. На этом же рисунке дан коллиматор по горизонтали, который определял угол захвата частиц в горизонтальной плоскости.

Коэффициент увеличения в горизонтальной плоскости, равный 0,5, способствовал хорошему разрешению спектрометра. Телесный угол спектрометра равен $0,4 \cdot 10^{-3}$ стерадиана и дисперсия в плоскости изображения мишени - 1,7 см на 1% изменения импульса.

Устранение нелинейных аберраций в спектрометре

Для получения хорошего разрешения спектрометра потребовалось уменьшение аберраций второго порядка в магнитах спектрометра.

Для анализа движения частиц в секторных магнитах с точностью до членов второго порядка мы воспользовались решением уравнений, полученным в работе /3/. Уравнения движения частиц запишем в безразмерных величинах:

$$\delta(\phi) = \frac{r - r_0}{r_0}, \quad \epsilon = \tan \alpha, \quad \xi = \frac{z}{R_0} \quad \text{и} \quad r = \tan \beta.$$

Здесь α - горизонтальный угол вылета частиц из мишени,

β - вертикальный угол вылета частиц из мишени (r , ϕ и z - это цилиндрические координаты (рис. 2)). Для простоты рассмотрим фокусировку плоского горизонтального и плоского вертикального пучков. Для этого случая уравнения движения запишутся в виде

$$\delta'' + (1 + h_1) \delta = - (2 + 3h_1 + h_2) \delta^2 + \frac{1}{2} \delta'^2, \quad (3)$$

$$\xi'' + (1 + h_1) \xi = 0.$$

с начальными условиями

$$\delta(\phi = 0) = \delta_0,$$

(4)

$$\frac{d\delta}{d\phi}(\phi = 0) = \epsilon,$$

$$\xi(\phi = 0) = \xi_0, \quad \frac{d\xi}{d\phi}(\phi = 0) = r_0.$$

Здесь h_1 и h_2 — коэффициенты в разложении поля $H(r)$ по степеням δ , т.е.

$$H(\delta) = H(\delta_0)(1 + h_1\delta + h_2\delta^2). \quad (5)$$

Согласно /3/ решение уравнения движения частицы в горизонтальной плоскости в магните записывается в виде

$$\delta(\phi) = a_1\epsilon + a_2\delta_0 + a_3\epsilon^2 + a_4\delta_0^2 + a_5\epsilon\delta_0, \quad (6)$$

где

$$a_1 = \frac{1}{k} \sin k\phi;$$

$$a_2 = \cos k\phi;$$

$$a_3 = -\frac{1 + 3h_1 + 2h_2}{4k^4} + \frac{3 + 7h_1 + 4h_2}{6k^4} \cos k\phi;$$

(7)

$$a_4 = \frac{1 + 3h_1 + 2h_2}{2k^2} + \frac{h_1 + h_2}{3k^2} \cos k\phi +$$

$$+ \frac{3 + 5h_1 + 2h_2}{12k^4} \cos k\phi;$$

где

$$k = \sqrt{1 + h_1}.$$

Эти формулы справедливы и для $h_1 < -1$ с заменой $\sin a$ на $\text{sh } a$.
Решение (6) можно преобразовать к виду

$$\delta(\phi) = A(\phi) \delta_0 + B(\phi) \delta_0^2, \quad (8)$$

если считать, что мишень точечная, т.е.

$$\delta_0 = \epsilon \frac{L}{r_0}, \quad (9)$$

где L — расстояние источника от переднего края полюса магнита, $A(\phi)$ и $B(\phi)$ находятся из соотношений

$$A(\phi) = a_2(\phi) + \frac{a_1(\phi)}{L} R, \\ B(\phi) = a_5(\phi) + a_7(\phi) \frac{R}{L} + a_8(\phi) \left(\frac{R}{L}\right)^2. \quad (10)$$

Для построения изображения, расположенного вне полюса магнита, необходимо знать значение коэффициентов $A(\phi)$ и $B(\phi)$ на выходе из магнита в точке $\phi = \phi_k$, где ϕ_k — угол поворота магнита. Легко показать, что если $B(\phi_k) = 0$, то частицы, вышедшие из точечного источника и прошедшие через магнит, опять соберутся в точку. Поэтому для уменьшения нелинейных аберраций необходимо уменьшать коэффициенты a_8 , a_5 и a_7 .

Мы провели анализ движения в магните M_2 частиц, вылетающих из точечной мишени, по формулам (10) для полей с одинаковым коэффициентом $h_1 = -1$, но различными значениями h_2 :

$$a) h_2 = \frac{-h_1(1-h_1)}{2}, \quad б) h_2 = -(2+3h_1), \quad в) h_2 = 1-2,5(1+h_1).$$

Результаты анализа представлены в табл. 1, где приводятся значения коэффициента B и его производной $\frac{dB}{d\phi} = B'$ в точке $\phi = \phi_k$

Таблица 1

Значения коэффициентов $B(\phi_k)$ и $B'(\phi_k)$ для магнита M_2 с $h_1 = 27$ и различными h_2

Коэффициент	$h_2 = \frac{n(n+1)}{2}$	$h_2 = -(2 + 3h_1)$	$h_2 = -1,5 - 2,5 h_1$
B	-8,0	0,6	0,3
B'	-83,0	5,2	3,0

Из таблицы видно, что для $h_2 = \frac{-h_1(1-h_1)}{2}$ (такой коэффициент h_2 соответствует второму члену разложения поля с постоянным показателем $n(1)$ в ряд) значения коэффициентов $B(\phi_k)$ и $B'(\phi_k)$ больше чем на порядок превосходят значения этих коэффициентов при $h_2 = -(2 + 3h_1)$ и $h_2 = -1,5 - 2,5h_1$. Различие же между двумя последними невелико. Таким образом, если брать значения коэффициента $h_2 = -(2 \div 3) h_1$, то можно уменьшить вклад нелинейных aberrаций по сравнению с aberrациями, даваемыми полем типа (1) с постоянным n . Мы выбрали $h_2 = -1,5 - 2,5 h_1 = -2,5 h_1$, поскольку варианты (а) и (б) дают примерно одинаковую aberrацию, а выражения для коэффициентов a_3 , a_5 и a_7 сильно упрощаются:

$$a_3 = \frac{1}{k^2} a_5 ;$$

$$a_5 = \frac{1}{2} (1 - \cos k \phi) ; \quad (15)$$

$$a_7 = 0.$$

Расчёты хода лучей в медианной плоскости магнита M_2 с $h_1 = -27$ и $h_2 = -1,5 + 2,5 h_1 = -2,5 h_1$ показали, что изображение точки имеет ширину около 0,3 см, а с $h_1 = -27$ и $h_2 = \frac{-h_1(1-h_1)}{2} = 7,0$ см.

Фокусировка плоского вертикального пучка происходит так же, как и в случае линейного приближения, поскольку уравнение движения частиц в вертикальной плоскости (см. (3)) совпадает с линейным уравнением.

В работе^{/4/} рассматривались уравнения движения частиц в секторном маг-

ните с точностью до членов второго порядка для пространственного пучка (мы же рассматривали плоский горизонтальный и вертикальный пучки).

Авторами показано, что для $\alpha = (-100) + (-300)$ и углов поворота $1-5^\circ$ можно свести к минимуму влияние нелинейных эффектов, если $h_2 \approx -h_1$, что совпадает с результатами нашего, более упрощенного анализа.

Выбор формы полюсных наконечников

В связи с расчётами, произведенными в предыдущей главе, в магнитах были сформированы поля, удовлетворяющие соотношению

$$h(\delta) = \frac{H(\delta)}{H(\delta_0)} = 1 - \alpha \delta + (1,5 - 2,5 \alpha) \delta^2 \quad (15)$$

В случае бесконечно протяженных полюсов с магнитной проницаемостью $\mu = \infty$ для получения поля, изменяющегося по закону $h(\delta)$, необходимо, чтобы полюса магнита имели форму поверхности вращения кривой

$$f(\delta) = \frac{Z_0}{h(\delta)}$$

вокруг центра окружности с радиусом r_0 (здесь Z_0 - полувысота магнитного зазора на радиусе r_0). В случае конечных размеров полюсов и магнитных материалов с $\mu \neq \infty$ подбор формы полюса производится экспериментально. В качестве первого приближения для формы полюсных наконечников была выбрана прямолинейная форма с профилем

$$r = Z_0 (1 - \alpha \delta) .$$

Поскольку технологически трудно изготовить полюсные наконечники в виде поверхности вращения вокруг центра окружности большого радиуса, то полюсные наконечники были разбиты для магнита M_1 на 4 секции, а для M_2 на

6 секций. Каждая секция состояла из пары клиньев, аппроксимирующих поверхность вращения.

После установки таких полюсных наконечников на полюсах магнитов были произведены магнитные измерения с помощью датчиков Холла. Измерения были выполнены с точностью около 0,5%. Результаты этих измерений для магнита M_2 приведены на рис. 3 (кривая 1) в сравнении с теоретически ожидаемой формой поля для бесконечно протяженных полюсов с $\mu = \infty$ (кривая 2). Наблюдалось хорошее согласие экспериментальных данных с расчётной кривой, за исключением краевой области шириной $40 + 50$ мм.

Для уменьшения краевого эффекта были подобраны шиммы путём моделирования поля в электролитической ванне, а также были внесены небольшие изменения в форму полюсов с учётом производных измерений поля.

Результаты и выводы

В спектрометре методом токонесущей нити была промоделирована фокусировка частиц с импульсом 3,5 и 5,9 Гэв/с в медианной плоскости. Эти измерения показали, что ширина изображения точки в горизонтальной плоскости не превышает 2 см для 3,5 Гэв/с и 4 см для 5,9 Гэв/с. Ухудшение фокусировки для 5,9 Гэв/с объясняется насыщением одного края полюсных наконечников в магните M_2 . Из этих измерений было видно, что за счёт некоторого уменьшения телесного угла спектрометра в горизонтальной плоскости можно и для фокусировки частиц с импульсом 5,8 Гэв/с получить такие же результаты, как и для 3,5 Гэв/с.

На пучке частиц с импульсом 4,10 Гэв/с; 4,50 Гэв/с и 4,85 Гэв/с и неопределенностью в импульсе около $\pm 0,4\%$ изучалась зависимость отсчётов счётчика шириной 3,5 см по горизонтали от токов на спектрометре (см.рис.4). Ширина этих кривых (на полувысоте) для указанных импульсов составляет 1,5 + 2,0, что позволило в экспериментах ^{1/5,8/} определять импульс частицы с точностью лучшей 1,0%.

Измерения карты поля в магнитных спектрометре при двух значениях, соответствующих импульсу 4,0 и 2,0 Гэв/с, показали, что насыщением железа

полюсных наконечников можно пренебречь в этом интервале импульсов. Следовательно, для импульсов 2-4 Гэв/с ожидается такое же разрешение, как и для импульсов 4-5 Гэв/с.

При изменении тока на магнитах спектрометра на $\pm 10\%$ и при неизменном импульсе пучка, проходившего в спектрометр, мы не заметили какого-либо уширения кривой разрешения спектрометра.

Описанный спектрометр использовался в экспериментах ^{/5-7/} и позволил не только на несколько порядков уменьшить количество подлежащих обработке данных для отделения эффекта от фона, но и был единственно возможным решением для магнитного спектрометра, в котором нужно пространственно разделить идущие в одном направлении частицы одного и того же знака разных импульсов. Спектрометр может использоваться в экспериментах по изучению спектров вторичных частиц.

Авторы выражают глубокую благодарность В.К.Бирулёву, А.И.Завгороднему, И.Н.Какурину, В.К.Перевозчикову, Н.И.Чернышову за помощь в работе. Авторы благодарят В.В.Миллера за полезные обсуждения и советы, А.Л.Любимова за постоянный интерес к работе.

Л и т е р а т у р а

1. H.I. Martin, A.A. Kraus. Rev. Sci. Instr., 28, 175 (1957).
2. R.M. Sternheimer. Rev. Sci. Instr., 23, 629 (1952)
and Rev. Sci. Instr., 24, 573 (1962).
3. И.Е.Иродов. Нахождение пространственных траекторий заряженных частиц в радиально-симметричных полях. Сборник статей „Некоторые вопросы теоретической физики“. Атомиздат, 1958, стр. 144.
4. И.Б.Иссянский, В.И.Котов, Е.М.Кулакова, К.П.Мызников, Л.А.Смирнова. Препринт ОИЯИ, Р-2326, Дубна, 1965.
5. I.A. Savin, A.S. Vovenko, B.N. Gus'kov, M.F. Likhachev, A.L. Lyubimov, Yu.A. Matulenko, V.S. Stavinsky, Hsu Yun-chang. Phys. Lett., 17, 68 (1965).
6. А.С.Вовенко, Б.Н.Гуськов, М.Ф.Лихачёв, А.Л.Любимов, Ю.А.Матуленко, И.А.Савин, В.С.Ставицкий. Препринт ОИЯИ, Р-2327, Дубна, 1965
"Письма в ЖЭТФ", 409 (1965).

7. А.С.Вовенко, Б.Н.Гуськов, Т.Добровольский, М.Ф.Лихачёв, А.Л.Любимов, Ю.А.Матуленко, В.С.Ставицкий. Препринт ОИЯИ, Р 1-3008, Дубна, 1967.

Рукопись поступила в издательский отдел
10 мая 1967 года.



Рис. 1. Фокусировка частиц в спектрометре для случая точечной мишени. M_1 и M_2 - магниты, К - коллиматор, ИК - искровая камера.

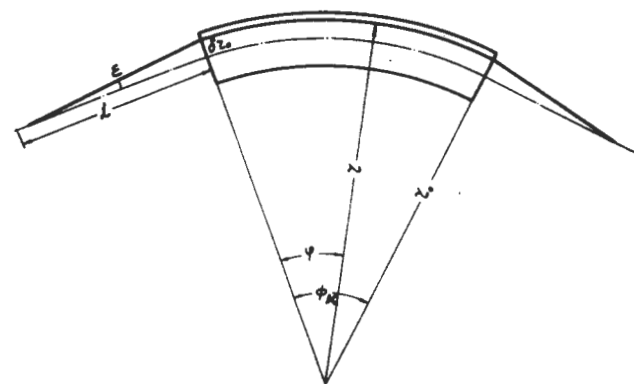


Рис. 2. Система координат, связанная с полем сильнофокусирующего магнита.

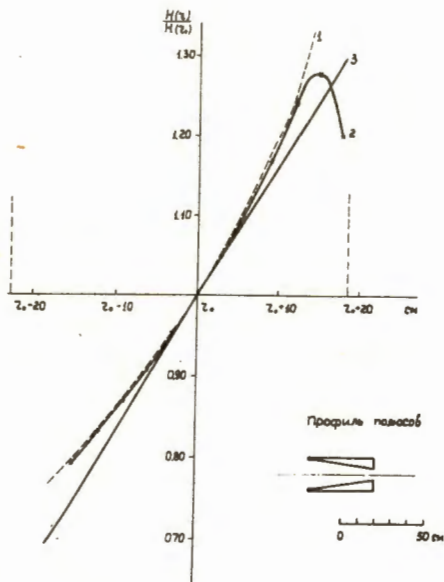


Рис. 3. Результаты магнитных измерений для магнита M_2 - кривая 2. Кривая 1 - теоретически ожидаемое поле для бесконечных полюсов. Кривая 3 - форма поля, обладающая малыми нелинейными aberrациями.

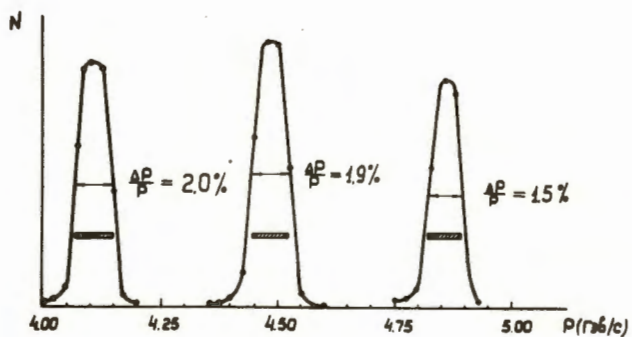


Рис. 4. Кривые по токам в спектрометре, снятые с помощью узкого счётчика для трех различных импульсов. На рис. указана размер счётчика.