

СЗ44.1к

T-19

18/IV-64



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Н.И. Тарантин, А.В. Демьянов

1599

К РАСЧЕТУ МАГНИТНЫХ СПЕКТРОМЕТРОВ
С ДВОЙНОЙ ФОКУСИРОВКОЙ

Дубна 1964

С344.1к
Т-19

К РАСЧЕТУ МАГНИТНЫХ СПЕКТРОМЕТРОВ
С ДВОЙНОЙ ФОКУСИРОВКОЙ

Направлено в ЖТФ

Дубна 1984

2389/2 "ф"

1. При работе с магнитными спектрометрами существенное значение имеет фокусировка заряженных частиц во втором направлении, перпендикулярном к медианной плоскости магнита. Двойная фокусировка в спектрометре важна не только для увеличения угла захвата анализируемых частиц, а, следовательно, и светосилы прибора, но и для уменьшения размеров пучка на выходе, что весьма существенно для применения детекторов анализируемых частиц, имеющих малые размеры (например, полупроводниковых счетчиков).

Одним из способов получения фокусировки во втором направлении является метод краевой фокусировки. В спектрометрах с краевой фокусировкой используется однородное магнитное поле. (Фокусировка во втором направлении, перпендикулярном к медианной плоскости, - будем считать это направление вертикальным - обусловлена взаимодействием заряженной частицы с горизонтальной компонентой рассеянного магнитного поля, когда частица пересекает границу магнита под косым углом). Поэтому с точки зрения практического использования спектрометры этого типа имеют ряд преимуществ по сравнению с другим возможным вариантом двойной фокусировки - спектрометрами с градиентной фокусировкой. Эти преимущества заключаются в простоте формирования и измерения однородного магнитного поля и, что более существенно, в возможности более точного учета влияния протяженности рассеянного поля.

2. Впервые на возможность краевой фокусировки указал Котте^{/1/}. Более подробно условия двойной фокусировки в секторных магнитах с однородным полем были рассмотрены в работах Камака^{/2/}, Кросса^{/3/} и как частный случай в некоторых других^{/4,5/}. Однако во всех этих работах рассмотрение проводилось без учета протяженности рассеянного поля в области входной и выходной границ магнита, а для идеализированного магнита с резким спадом поля на границах.

Вертикальное движение заряженных частиц в поле реального магнита с протяженным спадом поля на границах было рассмотрено позднее Афанасьевым и другими^{/6-8/}. Рассмотрение было сделано в предположении линейного спада поля на границах магнита, что достаточно хорошо отвечает реальной картине в том случае, когда у входной и выходной границ магнита располагаются магнитные экраны. В работах^{/6-8/} были получены уравнения двойной фокусировки с учетом протяженности полей рассеяния реальных магнитов.

В настоящей работе нами продолжено рассмотрение краевой фокусировки заряженных частиц в реальных магнитах и найдены более простые соотношения для опреде-

ления параметров спектрометров с двойной фокусировкой, удобные для практического расчета.

3. Согласно работе^{/8/}, изменение вертикальной координаты частицы (y_1) и ее производной ($\frac{dy_1}{dx}$) при прохождении частицы через граничную область рассеянного поля, например, при пересечении входной границы магнита записывается в линейном приближении в виде следующего преобразования:

$$\begin{pmatrix} y_1^{(2)} \\ \frac{dy_1^{(2)}}{dx} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{c}{R} \frac{tg \epsilon_1}{\cos \epsilon_1} & \frac{2c}{\cos \epsilon_1} \\ -\frac{tg \epsilon_1}{R} + \frac{c}{R^2} \delta_1 & 1 - \frac{c}{R} \frac{tg \epsilon_1}{\cos \epsilon_1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} y_1^{(1)} \\ \frac{dy_1^{(1)}}{dx} \end{pmatrix} \quad (1)$$

Здесь R — радиус кривизны траектории частицы на участке однородного магнитного поля H_0 (рис. 1); $2c$ — протяженность области краевого спада поля ($c \ll R$); ϵ_1 — угол между направлениями входа частицы и внешней нормали к границе магнита, причем, ϵ_1 считается положительным, если нормаль и центр кривизны O траектории частицы лежат по разные стороны от траектории, и отрицательным — в противном случае.

$\delta_1 = \frac{1 + \sin^2 \epsilon_1}{3 \cos^3 \epsilon_1}$; координата x отсчитывается вдоль проекции траектории частицы на медианную плоскость в направлении движения частицы; верхними индексами (1) и (2) отмечены значения y_1 и $\frac{dy_1}{dx}$ соответственно при входе и выходе частицы из области рассеянного поля.

Преобразование (1), как всякое соотношение первого порядка между углом отклонения луча (для парааксиальных лучей $\frac{dy_1^{(2)}}{dx} - \frac{dy_1^{(1)}}{dx} = \beta_1^{(2)} - \beta_1^{(1)}$) и отклонением луча от оси ($y_1^{(1)}$), можно представить в виде формулы оптической линзы. Действительно, принимая во внимание, что расстояние от точечного источника, расположенного на оси x , до границы магнита $\ell_1 = \frac{y_1^{(1)}}{dy_1^{(1)}/dx} + \frac{c}{\cos \epsilon_1}$, а расстояние от границы магнита до точки пересечения лучей с медианной плоскостью $\omega_1 R = -\frac{y_1^{(2)}}{dy_1^{(2)}/dx} + \frac{c}{\cos \epsilon_1}$ и, используя соотношение (1), получаем выражение:

$$\left(\omega_1 R - \frac{c}{\cos \epsilon_1} \right) = \frac{\left(1 - \frac{c}{R} \frac{tg \epsilon_1}{\cos \epsilon_1} \right) \left(\ell_1 - \frac{c}{\cos \epsilon_1} \right) + \frac{2c}{\cos \epsilon_1}}{-\left(\frac{tg \epsilon_1}{R} - \frac{c}{R^2} \delta_1 \right) \left(\ell_1 - \frac{c}{\cos \epsilon_1} \right) + 1 - \frac{c}{R} \frac{tg \epsilon_1}{\cos \epsilon_1}}$$

которое с помощью несложных преобразований и с учетом только членов вплоть до $\frac{c}{R}$ приводится к виду:

$$\frac{\frac{1}{R}}{\operatorname{tg} \epsilon_1 - \frac{c}{R} \delta_1} = \frac{1}{\ell_1} + \frac{1}{\omega_1 R}. \quad (2a)$$

Легко видеть, что и для выходной границы магнитного спектрометра имеет место аналогичное соотношение:

$$\frac{\frac{1}{R}}{\operatorname{tg} \epsilon_2 - \frac{c}{R} \delta_2} = \frac{1}{\ell_2} + \frac{1}{\omega_2 R}, \quad (26)$$

где

$$\delta_2 = \frac{1 + \sin^2 \epsilon_2}{3 \cos^3 \epsilon_2}.$$

Следует иметь в виду, что здесь и ниже под границей магнита подразумевается не физическая граница полюсных наконечников магнита, а некоторая эффективная граница, которая для случая линейного спада рассеянного поля совпадает с линией, где поле уменьшается наполовину. Положение эффективной границы по отношению к физической границе магнита определяется ^{/8/} из величины зазора магнита, толщины магнитных экранов и их расположения.

Из формул (2) видно (см., например, ^{/9/}), что действие рассеянного поля реального магнита на заряженную частицу в плоскости, перпендикулярной к медианной, эквивалентно действию тонкой линзы, расположенной на эффективной границе магнита, фокусное расстояние которой

$$f_{1,2} = \frac{R}{\operatorname{tg} \epsilon_{1,2} - \frac{c}{R} \delta_{1,2}} \quad (3)$$

и определяется конкретным значением угла входа или выхода частицы (ϵ_1 или ϵ_2).

Такое представление действия краевого рассеянного поля дает простой метод построения траекторий частиц в вертикальной плоскости с помощью законов геометрической оптики и не только для точечного, но и для протяженного по вертикали источника.

4. Для дальнейшего рассмотрения вертикальной фокусировки заряженных частиц в секторном магните удобно действие двух тонких линз, расположенных на входной и выходной границах магнита, заменить действием одной эквивалентной линзы. Фокусное расстояние F эквивалентной линзы, согласно ^{/9/}, для лучей $\alpha_1 = 0$ находится из соотношения

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} - \frac{\Phi R}{f_1 f_2}, \quad (4)$$

а главные плоскости такой линзы отстоят от эффективных границ магнита на величину

$$\Phi R \frac{f_{1,2}}{f_1 + f_2 - \Phi R} \quad (5)$$

Схема фокусирующего действия эквивалентной линзы дана на рис. 2, где

$$L_f = l_1 + \Phi R \frac{f_1}{f_1 + f_2 - \Phi R}, \text{ а } D \text{ определяется по формуле линзы как расстояние от линзы до изображения: } D = \frac{L_1 - F}{L_1 F}.$$

Размер пучка по вертикали (Δy_2) после прохождения линзы зависит от высоты источника (Δy_1), угловой расходимости пучка частиц ($\Delta \beta_1$) и расстояния от линзы (L_2)

Из рассмотрения подобных треугольников, составленных из лучей, проходящих через кардинальные точки, и краевых лучей, получаем для случая симметричной угловой расходимости пучка:

$$\Delta y_2 = V \Delta y_1 + W \Delta \beta_1 \quad (6)$$

где $V = 1 - \frac{L_2}{F}$, а $W = L_1 \left(1 - \frac{L_2}{D} \right)$.

Если $L_2 = F$, то $V = 0$, и в этом случае имеет место линейная фокусировка пучка; если $L_2 = D$, то $W = 0$, и в этом случае осуществляется угловая фокусировка. Одновременное обращение в нуль V и W невозможно.

Вопрос о целесообразности линейной или угловой фокусировки должен решаться с точки зрения получения минимального вертикального размера пучка для конкретного источника частиц и данного спектрометра. Сравнение линейной и угловой аберраций для источников различной протяженности и угловой расходимости пучка дает простой критерий для правильного выбора типа фокусировки. При $\eta = \frac{\Delta \beta_1 L_1 F}{\Delta y_1 D} < 1$ минимальные размеры пятна по вертикали получаются при выполнении условия линейной фокусировки ($V = 0$); если же $\eta > 1$, то минимальные размеры пятна дает угловая фокусировка ($W = 0$).

Как правило, для спектрометров заряженных частиц, имеющих источники сравнительно небольших размеров и с большой угловой расходимостью частиц, а также для масс-спектрометров с круглым выходным отверстием в ионном источнике нужна угловая фокусировка, для масс-спектрометров с высокой щелью в ионном источнике и практически параллельным β вертикальной плоскости пучком ионов необходима линейная фокусировка.

5. Выражение (6) для вертикальных аберраций удобно использовать для представления условий вертикальной фокусировки пучка через конкретные параметры спектрометра. Распространим формулу (6) и на траектории $\alpha_1 \neq 0$, выразив входящие в нее

величины через локальные параметры спектрометра, отвечающие углам $\alpha \neq 0$. При этом учтем, что параметры спектрометра уже связаны условием горизонтальной фокусировки.

Как показано в работах Афанасьева и других^{/7,8/}, угловые aberrации для радиальной фокусировки заряженных частиц в магнитном поле с протяженным линейным спадом на краях и в идеальном магнитном поле с резким спадом на границах отличаются лишь на малую величину четвертого порядка. Горизонтальные aberrации первого, второго и третьего порядков остаются одинаковыми в обоих случаях, а условия фокусировки первого, второго и третьего порядков для реальных магнитов совпадают соответственно с условиями фокусировки, полученными ранее Герцогом^{/10/}, Хинтенбергом^{/11/} и Демпси^{/12/} для идеальных магнитов. Поэтому при рассмотрении реальных магнитных спектрометров с двойной фокусировкой первого порядка для обеспечения радиальной фокусировки достаточно выполнение условия Герцога^{/10/}, которое удобно записать в виде:

$$\Psi_1 + \Psi_2 = \Phi, \quad (7)$$

где

$$\operatorname{tg} \Psi_{1,2} = \operatorname{tg} \epsilon_{1,2} + \frac{R}{\rho_{1,2}}.$$

Для локальных параметров спектрометра $\rho'_{1,2}$, $\rho''_{1,2}$, ϵ'_1 , ϵ'_2 и Φ' получаем из геометрического рассмотрения с точностью до величин $\sim a_{1,2}$ следующие выражения:

$$\rho'_{1,2} = \rho_{1,2} (1 + a_{1,2} \operatorname{tg} \epsilon_{1,2}), \quad \rho''_{1,2} = \rho_{1,2} \left(\frac{\rho_{1,2}}{\rho \cos \epsilon_{1,2}} + 1 \right), \quad \Phi' = \Phi + a_1 + a_2, \quad (8)$$

где $\rho_{1,2}$ - радиусы круговых границ спектрометра, которые применяются для исключения горизонтальных aberrаций второго порядка^{/11/}. Здесь $\rho_{1,2}$ берутся, как и в^{/11/}, со знаком плюс для выпуклых границ и знаком минус - для вогнутых.

При выполнении условия горизонтальной фокусировки первого порядка (7) имеем:

$$\frac{a_1}{a_2} = - \frac{\rho_2 \cos \Psi_1}{\rho_1 \cos \Psi_2} \quad \text{х)}$$

Можно показать, что $-\frac{\rho_2 \cos \Psi_1}{\rho_1 \cos \Psi_2} = G$ и, следовательно, $\frac{a_1}{a_2} = G$, где G - коэффициент линейного увеличения в горизонтальной плоскости. Отметим также, что аналогичное соотношение легко получить и для вертикальной плоскости из рассмотрения движения частицы: $\frac{\beta_1}{\beta_2} = V$, где V - коэффициент линейного увеличения в вертикальной плоскости (см. формулу (6)). Эти соотношения вытекают также из общих теорем Лиувилля (движение заряженных частиц в электрическом и магнитном поле) или Лагранжа - Гельмгольца (оптика).

Представление коэффициента G в форме $G = -\frac{\rho_2 \cos \Psi_1}{\rho_1 \cos \Psi_2}$ дает простой способ определения G , как отношения отрезка $A_1 O$ к отрезку $A_2 O$ (рис.1в). Этот способ является логическим продолжением геометрического метода нахождения положения изображения, предложенного Картаном^{/13/}.

Подставляя в формулу (6) локальные параметры спектрометра (8) и, используя соотношение (9), получаем с точностью до величин, пропорциональных α_1 и $\frac{c}{R}$:

$$V = V_0 + \frac{c}{R} V_c + \alpha_1 V_a, \quad (10)$$

где

$$V_0 = 1 - \Phi \operatorname{tg} \epsilon_1 + \frac{\ell_2}{R} (\Phi \operatorname{tg} \epsilon_1 \operatorname{tg} \epsilon_2 - \operatorname{tg} \epsilon_1 - \operatorname{tg} \epsilon_2), \quad (10a)$$

$$V_c = \Phi \delta_1 + \frac{\ell_2}{R} [\delta_1 (1 - \Phi \operatorname{tg} \epsilon_2) + \delta_2 (1 - \Phi \operatorname{tg} \epsilon_1)], \quad (10b)$$

$$\begin{aligned} V_a = & -\frac{1}{\cos^2 \epsilon_1} \left[\Phi + \frac{\ell_2}{R} (1 - \Phi \operatorname{tg} \epsilon_2) \right] \left(\frac{\ell_1}{\rho_1 \cos \epsilon_1} + 1 \right) - \\ & - \frac{\ell_1 \cos \Psi_2}{R \cos^2 \epsilon_2 \cos \Psi_1} (1 - \Phi \operatorname{tg} \epsilon_1) \left(\frac{\ell_2}{\rho_2 \cos \epsilon_2} + 1 + \sin^2 \epsilon_2 \right) - \\ & - \operatorname{tg} \epsilon_1 \left(1 - \frac{\ell_2}{R} \operatorname{tg} \epsilon_2 + \frac{\ell_1 \cos \Psi_2}{\ell_2 \cos \Psi_1} \right) \end{aligned} \quad (10c)$$

$$W = W_0 + \frac{c}{R} W_c + \alpha_1 W_a, \quad (11)$$

где

$$\begin{aligned} W_0 = & \Phi R + \ell_1 (1 - \Phi \operatorname{tg} \epsilon_1) + \ell_2 (1 - \Phi \operatorname{tg} \epsilon_2) + \\ & + \frac{\ell_1 \ell_2}{R} (\Phi \operatorname{tg} \epsilon_1 \operatorname{tg} \epsilon_2 - \operatorname{tg} \epsilon_1 - \operatorname{tg} \epsilon_2), \end{aligned} \quad (11a)$$

$$W_c = \Phi (\delta_1 \ell_1 + \delta_2 \ell_2) + \frac{\ell_1 \ell_2}{R} [\delta_1 (1 - \Phi \operatorname{tg} \epsilon_2) + \delta_2 (1 - \Phi \operatorname{tg} \epsilon_1)], \quad (11b)$$

$$W_a = -\frac{\ell_1}{\cos^2 \epsilon_1} \left[\Phi + \frac{\ell_2}{R} (1 - \Phi \operatorname{tg} \epsilon_2) \right] \left(\frac{\ell_1}{\rho_1 \cos \epsilon_1} + 1 + \sin^2 \epsilon_1 \right) - \quad (11c)$$

$$- \frac{\ell_1 \cos \Psi_2}{\cos^2 \epsilon_2 \cos \Psi_1} \left[\Phi + \frac{\ell_2}{R} (1 - \Phi \operatorname{tg} \epsilon_1) \right] \left(\frac{\ell_2}{\rho_2 \cos \epsilon_2} + 1 + \sin^2 \epsilon_2 \right) +$$

$$+ R \left[1 - \frac{\ell_2}{R} \operatorname{tg} \epsilon_2 + \frac{\ell_1 \cos \Psi_2}{\ell_2 \cos \Psi_1} \left(1 - \frac{\ell_1}{R} \operatorname{tg} \epsilon_1 \right) \right].$$

Выражение для коэффициента W приводится также в работе^{/8/}. Однако в нашем случае это выражение имеет более простой вид, поскольку при рассмотрении учтено, что параметры магнита выбраны с учетом условия обеспечения горизонтальной фокусировки первого порядка (8).

Формулы (10) и (11) представляют набор выражений для получения фокусировки в плоскости, перпендикулярной к медианной плоскости магнита. При $V_0 + \frac{c}{R} V_c = 0$ или $W_0 + \frac{c}{R} W_c = 0$ обеспечивается вертикальная фокусировка первого порядка для главных лучей ($\alpha_1 = 0$). Для получения вертикальной фокусировки первого порядка во всем диапазоне углов горизонтальной расходимости $\Delta \alpha_2$ необходимо, чтобы $V_\alpha = 0$ или $W_\alpha = 0$. Это можно получить соответствующим выбором радиусов круговых границ магнита ρ_1 и ρ_2 . Переход к круговым границам обычно связан с исключением угловых горизонтальных аббераций второго порядка^{/8,10/}. Поэтому выбор ρ_1 и ρ_2 определяется из условия исключения горизонтальных аббераций второго порядка и улучшения вертикальной фокусировки. Это можно сделать, удовлетворяя одновременно уравнению $V_\alpha = 0$ (или $W_\alpha = 0$) и условию радиальной фокусировки второго порядка^{/11/}, которое удобно представить в виде:

$$\left(\frac{\cos \Psi_1}{\cos \epsilon_1} \right)^3 \frac{1}{\rho_1} + \left(\frac{\cos \Psi_2}{\cos \epsilon_2} \right)^3 \frac{1}{\rho_2} = R \left[\frac{\cos^3 \Psi_1 \left(\frac{R}{\rho_1} + 3 \operatorname{tg} \epsilon_1 \right)}{\rho_1^2} + \frac{\cos^3 \Psi_2 \left(\frac{R}{\rho_2} + 3 \operatorname{tg} \epsilon_2 \right)}{\rho_2^2} \right]. \quad (12)$$

6. Выражения (10), (11) удобно использовать для оценки величины вертикального размытия пучка, обусловленного, например, начальной угловой расходимостью пучка в спектрометре с линейной фокусировкой или протяженностью источника в спектрометре с угловой фокусировкой, когда параметры спектрометра уже определены. Однако для нахождения параметров спектрометра, обеспечивающего двойную фокусировку частиц, полезно условие вертикальной фокусировки выразить через параметры эквивалентной схемы двух тонких линз. Рассмотрение хода лучей в схеме эквивалентной толстой линзы (рис. 2) показывает, что условие линейной фокусировки есть условие сведения широкого параллельного пучка в одну точку, а условие угловой фокусировки - получение "резкого" изображения источника. Такое представление дает простое выражение для получения фокусировки в вертикальной плоскости, если воспользоваться введенными ранее фокусными расстояниями краевых линз (формула (3)). Для главных лучей ($\alpha_1 = 0$) условие вертикальной фокусировки первого порядка запишется в виде:

$$\omega_1 + \omega_2 = \Phi, \quad (13)$$

где согласно формулам (2) $\omega_2 = \frac{1}{\operatorname{tg} \epsilon_2 - \frac{c}{R} \delta_2 - \frac{R}{\rho_2}}$, а $\omega_1 = \frac{1}{\operatorname{tg} \epsilon_1 - \frac{c}{R} \delta_1}$ в случае линейной фокусировки и $\omega_1 = \frac{1}{\operatorname{tg} \epsilon_1 - \frac{c}{R} \delta_1 - \frac{R}{\rho_1}}$ - в случае угловой.

Совместное решение уравнений (7) и (13) для получения спектрометра с двойной фоку-

сировкой первого порядка удобно искать, введя новые параметры $\xi_1 = \omega_1 - \Psi_1$ и $\xi_2 = \omega_2 - \omega_1 - \Psi_2$. В этом случае любые две половины секторного магнита с углами раствора Ψ_1 и Ψ_2 , для которых $\xi_1 = \xi_2$, будучи составлены вместе, образуют спектрометр с двойной фокусировкой. Действительно, при $\xi_1 = \xi_2$, $\omega_1 + \omega_2 = \Psi_1 + \Psi_2$ и, таким образом, условия двойной фокусировки первого порядка (7) и (13) выполняются.

На рис. 3 и 4 представлены кривые $\xi_1 = \text{конст.}$ и $\xi_2 = \text{конст.}$ для реального магнита с $\alpha = 0,10$. Аналогичные кривые могут быть построены для других значений α . На рис. 3 даются решения для спектрометра с линейной фокусировкой, на рис. 4 — с угловой. Любые две точки соответственно из верхней и нижней полуплоскости, лежащие на кривых с одним и тем же значением ξ_1 и ξ_2 , определяют параметры l_1 , l_2 , ϵ_1 и ϵ_2 реального спектрометра с двойной фокусировкой. Угол Φ спектрометра находится по выбранным значениям l_1 , l_2 , ϵ_1 и ϵ_2 с помощью формулы (7) или (13). Кривым $\xi_1 = \xi_2 = \infty$ отвечает спектрометр с параллельным в вертикальной плоскости ходом лучей внутри магнита. Ход лучей в остальных случаях ($\xi_1 = \xi_2 \neq \infty$) легко проследить, если воспользоваться формулой (3) и законами геометрической оптики.

На рис. 3 и 4 даны также значения Ψ_1 и Ψ_2 , необходимые для определения угла Φ .

Следует иметь в виду, что не все представленные на рис. 3 и 4 варианты спектрометра возможны. Не реализуются, естественно, спектрометры, для которых $\Phi = \Psi_1 + \Psi_2 < 0$, практически трудно осуществимы и спектрометры с большими углами наклона границ ($|\epsilon_{1,2}| > 60^\circ$).

Таким образом, представление краевой фокусировки реальных магнитов в виде действия тонких линз (формулы (2)) существенно упрощает способ отыскания решений уравнений двойной фокусировки и позволяет сравнительно просто находить физические параметры всех возможных вариантов спектрометра с двойной фокусировкой первого порядка. Вычисление по известным формулам дисперсии прибора, коэффициента горизонтального увеличения, разрешающей способности и угла захвата в вертикальной плоскости дает возможность выбрать спектрометр, наиболее полно отвечающий своему назначению. Выбранный спектрометр первого порядка с прямолинейными границами может быть улучшен в направлении обеспечения радиальной фокусировки второго порядка и обеспечения вертикальной фокусировки первого порядка для всех направлений в диапазоне горизонтального угла захвата путем введения круговых границ, радиусы которых определяются из уравнения (12) и условия $V_\alpha = 0$ (10с) или $W_\alpha = 0$ (11с).

Л и т е р а т у р а

1. M. Cotte. Ann. Phys., 10, 333 (1938).
2. M. Camac. Rev. Sc. Instr., 22, 197 (1951). ✓

3. W.G.Cross. Rev. Sc. Instr., 22, 717 (1951).
4. R.M.Sternheimer. Rev. Sc. Instr., 23, 629 (1952). ✓
5. R.M.Sternheimer. Rev. Sc. Instr., 24, 573 (1953). ✓
6. Н.Г.Афанасьев. Изв. АН СССР, сер.физ., 24, 1157 (1960).
7. Н.Г.Афанасьев, А.В.Высокая, В.А.Гольдштейн. ПТЭ, 5, 29 (1963).
8. Н.Г.Афанасьев, А.В.Высокая, В.А.Гольдштейн. ПТЭ, 5, 34 (1963).
9. Г.С.Ландсберг. Оптика, М., Гостехиздат, 1957 г.
10. R.Herzog. Zs. Phys., 89, 447 (1934). ✓
11. H.Hintenberger. Zs. Naturforsch., 3a, 669 (1948); 6a, 275 (1951).
12. D.F.Dempsey. Rev. Sc. Instr., 26, 1141 (1955). ✓
13. L.Cartan. Journ. Phys. Rad., 8, 453 (1937).

Рукопись поступила в издательский отдел
20 марта 1964 г.

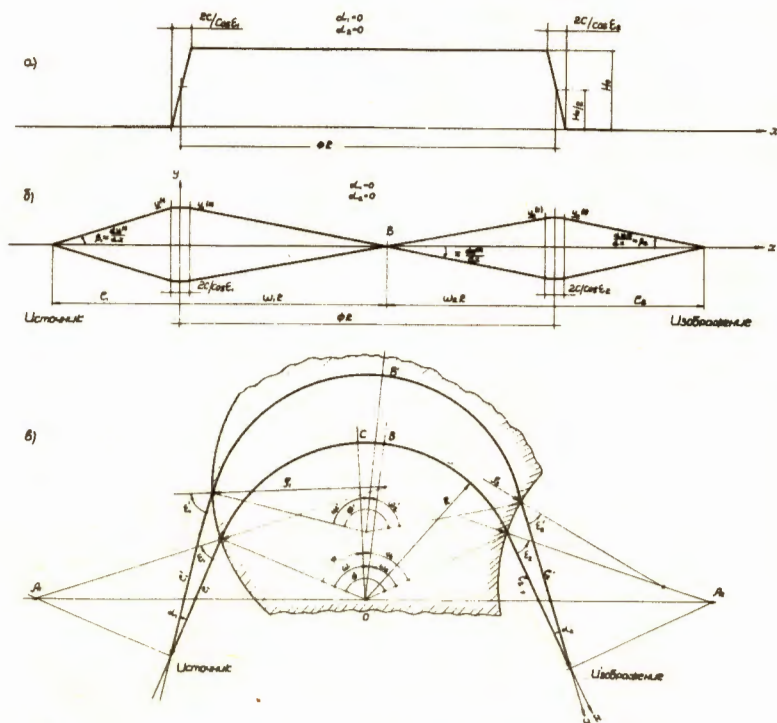


Рис. 1. а) Распределение поля в зазоре реального секторного магнита с магнитными экранами у входной и выходной границ вдоль главной траектории ($\alpha_1 = 0$)
 б) Траектории движения частиц в зазоре магнита в вертикальной плоскости для главных лучей ($\alpha_1 = 0$).
 в) Траектории движения частиц в зазоре магнита в горизонтальной плоскости.

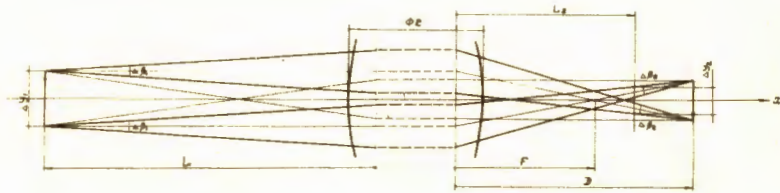


Рис. 2. Эквивалентная схема фокусирующего действия секторного магнита в вертикальной плоскости.

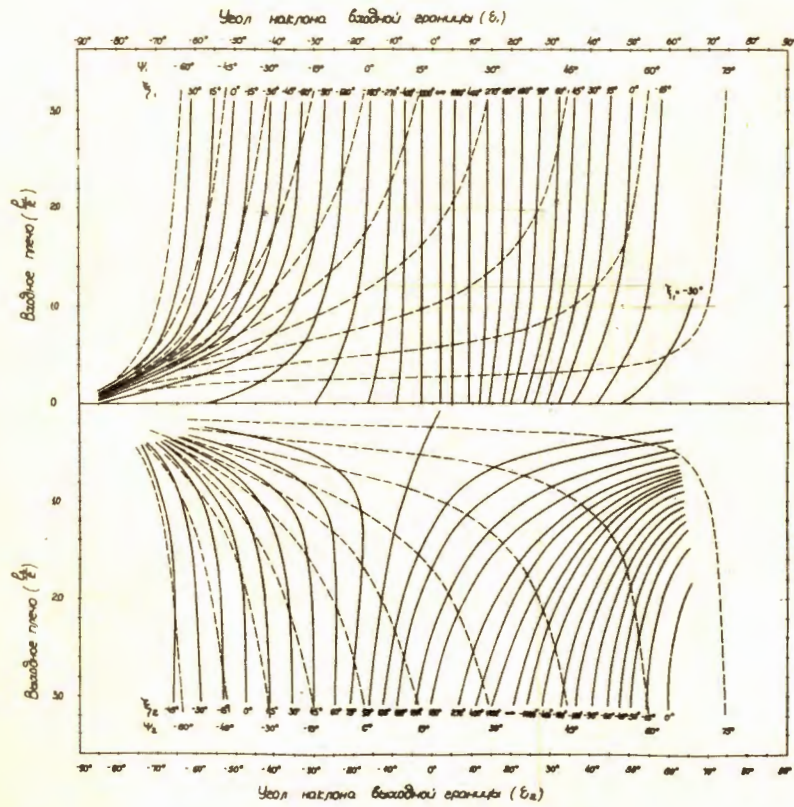


Рис. 3. Решения уравнений двойной фокусировки первого порядка для реальных секторных магнитов с $s = 0,10$. Спектрометр с линейной фокусировкой в вертикальной плоскости.

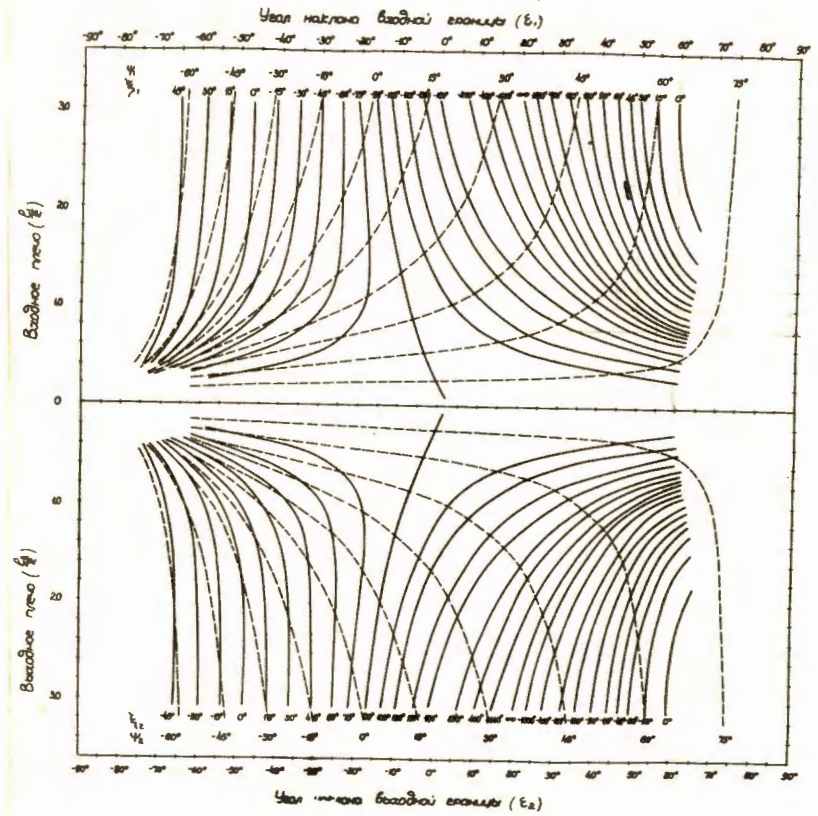


Рис. 4. Решения уравнений двойной фокусировки первого порядка для реальных секторных магнитов с $s = 0,10$. Спектрометр с угловой фокусировкой в вертикальной плоскости.