

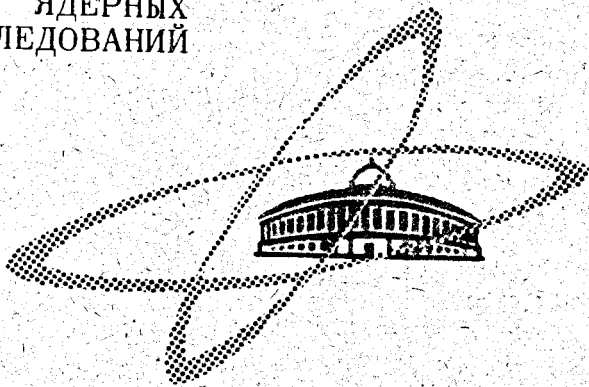
К-90

13/vi-69

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

9 - 4386



Е.М.Кулакова

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

РАСЧЕТ
ПОВОРОТНО-ФОКУСИРУЮЩИХ СИСТЕМ
ИЗ МАГНИТА С ГРАДИЕНТОМ
И МАГНИТНЫХ КВАДРУПОЛЬНЫХ ЛИНЗ

1969

9 - 4386

Е.М.Кулакова

РАСЧЕТ
ПОВОРОТНО-ФОКУСИРУЮЩИХ СИСТЕМ
ИЗ МАГНИТА С ГРАДИЕНТОМ
И МАГНИТНЫХ КВАДРУПОЛЬНЫХ ЛИНЗ

7830/2 чр.

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

При транспортировке пучков заряженных частиц из ускорителя со слабой фокусировкой часто необходимо сочетать в одном элементе системы свойства поворота и фокусировки/1/. В частности, при формировании выведенного из ускорителя пучка протонов первый отклоняющий магнит должен фокусировать в горизонтальной плоскости. В данной работе описан графо-аналитический метод, который использовался при расчёте нескольких вариантов первой ступени системы транспортировки выведенного протонного пучка. Рассмотрены следующие случаи:

1). Магнит с градиентом - дублет квадрупольных линз равной длины; 2) магнит с градиентом - дублет квадрупольных линз разной длины; 3) магнит с градиентом - одна квадрупольная линза. Для расчёта движения протонов в элементах системы использовались линейные уравнения. Характеристики протонного пучка на выходе из ускорителя описывались с помощью так называемых мнимых источников/2/, положение и размер которых представляют собой исходные данные для расчёта системы транспортировки. Прежде чем перейти к изложению графо-аналитического метода расчёта системы транспортировки, рассмотрим некоторые характеристики выведенного пучка и расчёт его мнимых источников.

1. Расчёт мнимых источников выведенного протонного пучка

Параметры пучка протонов с импульсом 10,59 ГэВ/с на выходе из ускорителя были получены на основании расчёта движения протонов по

схеме резонансного вывода/1,3/. При этом размер и угловая расходимость выходящего пучка определяются очень многими факторами: характеристиками циркулирующего пучка, свойствами параметрического резонанса, фокусировкой септум-магнита и, в значительной степени, фокусирующими свойствами рассеянного поля ускорителя. На выходе из рассеянного поля ускорителя в цилиндрической системе координат программы 1047/3/ (рис. 1) (азимут 1,57 рад) были вычислены координаты и углы 60 протонов, а именно: R_1 - радиус, α_1 - горизонтальный угол, z_1 - отклонение по вертикали, $\alpha_{1\perp}$ - вертикальный угол.

Расчёт траекторий в III квадранте ускорителя с использованием уточненной карты рассеянного магнитного поля/3,4/ дал результаты, несколько отличные от приведенных в работе/1/: пучок оставался по-прежнему сильно расходящимся в горизонтальной плоскости; в вертикальной плоскости почти на азимуте 1,57 рад находилось действительное изображение.

Дальнейший расчёт траекторий протонов производился в прямоугольных координатах системы транспортировки (рис. 1); здесь S - координата вдоль оси системы; x - отклонение от оси в горизонтальной плоскости; z - отклонение в вертикальной плоскости^{x/}. Положение оси системы транспортировки в горизонтальной плоскости найдено следующим образом: на азимуте 1,57 рад радиус системы $\bar{R} = \sum_{i=1}^m \frac{R_i}{m}$; направление оси системы: $\bar{\alpha} = \sum_{i=1}^m \frac{\alpha_i}{m}$, где m - число протонов. Для каждой горизонтальной проекции траектории были найдены отклонение и угол относительно оси системы транспортировки:

$$x_1 = (R_1 - \bar{R}) \cos(\alpha_1 - \bar{\alpha}) \quad (1)$$

$$\Delta \alpha_1 = \alpha_1 - \bar{\alpha}$$

^{x/} Ввиду малого разброса по $\Delta r/r$ мы не будем интересоваться дисперсионными свойствами магнита. Поэтому криволинейность осевой траектории в магните не имеет значения.

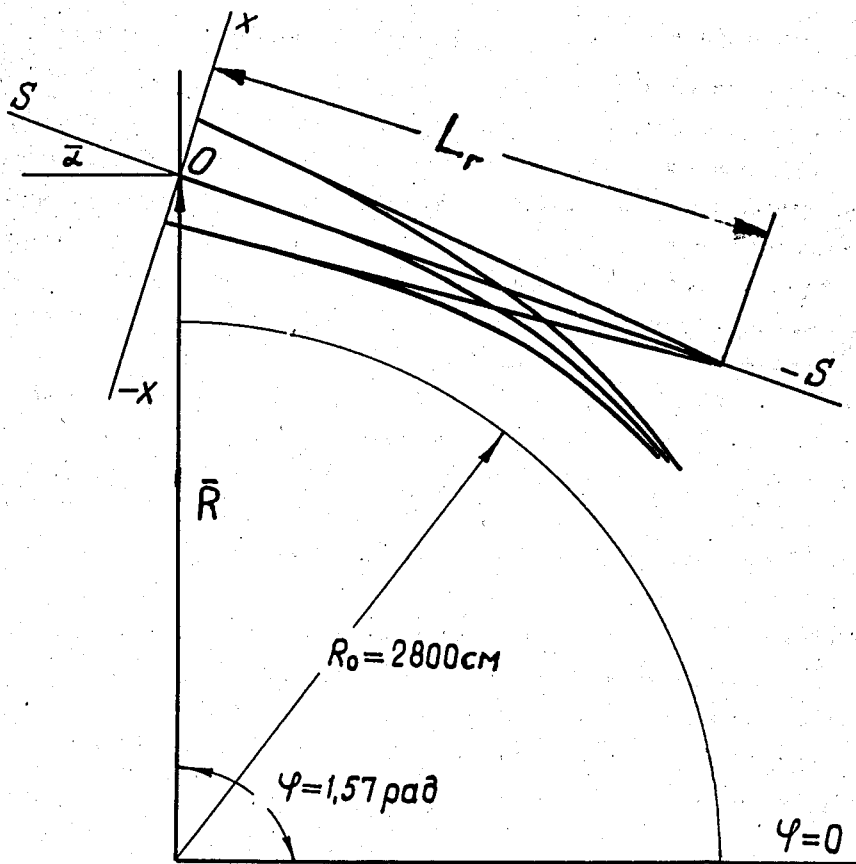


Рис. 1. Переход от цилиндрических координат программы 1047 к прямоугольным координатам системы транспортировки.

Предполагается, что по вертикали ось системы транспортировки лежит в магнитной медианной плоскости ускорителя, так что отсчёт z и a_{\perp} в обеих системах координат совпадает. По полученным значениям x_1 и $\Delta \alpha$ были найдены $L_{1\Gamma} = \frac{x_1}{\operatorname{tg} \Delta \alpha_1} \approx \frac{x_1}{\Delta \alpha_1}$ - расстояния до места пересечения прямолинейного продолжения каждой траектории с осью системы. Так как пучок в горизонтальной плоскости является расходящимся (рис. 2), упомянутые пересечения с осью лежат в направлении, обратном направлению движения частиц. На рис. 2 показано пересечение прямолинейных продолжений каждой горизонтальной проекции траектории с осью системы, все они лежат примерно в одном месте, что соответствует почти точечному мнимому источнику по горизонтали. Расстояние до общего места пересечения примем за расстояние до мнимого источника L_{Γ} , поперечный размер места пересечения соответствует размеру мнимого источника d_{Γ} , для случая, когда показатель поля в септум-магните $n = -75$, угол поворота $55'20''$, $L_{\Gamma} = 589$ см и $d_{\Gamma} = 0,8$ см. Для вертикальной плоскости источник в данном случае будет действительным (рис. 3), он лежит на расстоянии 24,5 см от азимута 1,57 рад по направлению движения пучка, размер его $d_{\Gamma} = 0,8$ см. Таким образом, горизонтальный и вертикальный источники лежат на расстоянии 583,5 см, т.е. имеет место сильный астигматизм, вызванный резким спадом рассеянного поля ускорителя.

Первая ступень системы транспортировки должна создать стигматическое изображение пучка на требуемом расстоянии.

2. Расчёт системы магнит с градиентом - дублет квадрупольных линз равной длины ($l_1 = l_2 = l$)

Используя поворотный магнит, который фокусирует пучок в горизонтальной плоскости и дефокусирует в вертикальной, можно так подобрать параметры следующего за магнитом квадрупольного дублета, что пучок будет сфокусирован в обеих плоскостях в нужном месте. При расчёте движения пучка через магнит оптические характеристики последнего вы-

ражались через элементы его матрицы перехода. Матрица перехода магнита с $n < 0$ будет:

1) для горизонтального движения

$$\begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix}_r = \begin{pmatrix} \cos \kappa_1 \theta & \frac{R_0}{\kappa_1} \sin \kappa_1 \theta \\ -\frac{\kappa_1}{R_0} \sin \kappa_1 \theta & \cos \kappa_1 \theta \end{pmatrix}, \quad (2)$$

2) для вертикального движения

$$\begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix}_B = \begin{pmatrix} \operatorname{ch} \kappa_2 \theta & \frac{R_0}{\kappa_2} \operatorname{ch} \kappa_2 \theta \\ \frac{\kappa_2}{R_0} \operatorname{sh} \kappa_2 \theta & \operatorname{ch} \kappa_2 \theta \end{pmatrix}, \quad (3)$$

Здесь $\kappa_1 = \sqrt{1 - n}$, $\kappa_2 = \sqrt{|n|}$, R_0 и θ - соответственно равновесный радиус и угол поворота магнита. Поскольку нам известно расстояние до источников L_r и L_B , с помощью матриц перехода можно найти расстояние от выхода магнита до изображений T_r и T_B /5/. Значение T , как обычно, считается положительным, если изображение находится за выходом из магнита по направлению движения пучка, и отрицательным - в обратном случае. Таким образом, в нашем случае:

$$T_r = \frac{L_{r1} \cos \kappa_1 \theta + \frac{R_0}{\kappa_1} \sin \kappa_1 \theta}{-L_{r1} \frac{\kappa_1}{R_0} \sin \kappa_1 \theta + \cos \kappa_1 \theta} \quad (4)$$

$$T_B = - \frac{L_{B1} \operatorname{ch} \kappa_2 \theta + \frac{R_0}{\kappa_2} \operatorname{sh} \kappa_2 \theta}{L_{B1} \frac{\kappa_2}{R_0} \operatorname{sh} \kappa_2 \theta + \operatorname{ch} \kappa_2 \theta} \quad (5)$$

В формулы (4) и (5) вошли $L_{\Gamma 1} = L_{\Gamma} + S_1$ и $L_{B1} = L_B + S$ (рис. 4), где S_1 - расстояние от азимута $1,57$ до входа в магнит М.

Вышеприведенные формулы (2) + (5) справедливы для секторного магнита. Если магнит М будет прямоугольным, то поправка на краевую фокусировку во всех конкретных случаях не превышает 2%. Поскольку и весь расчёт графо-аналитическим способом ведется с той же точностью, поправка на краевую фокусировку не учитывалась. Изображения в горизонтальной и вертикальной плоскостях, полученные за выходом из магнита M_1 , служат в качестве промежуточных источников для дальнейшего расчёта системы. С учётом расстояния S_2 от выхода из магнита до входа в первую линзу (рис. 4), получим расстояния до источников $L_{\Gamma 2} = S_2 - T_{\Gamma}$, $L_{B2} = S_2 - T_B$. Расстояние L считается отрицательным, если оно лежит от среза данного элемента системы по направлению движения пучка и положительным - в обратном случае. Для получения астигматичного изображения на требуемом расстоянии за дублетом квадрупольных линз, подбор градиентов в них производился путем графического решения уравнений движения способом, подобным примененному в работе /8/.

Рассмотрим сначала движение в вертикальной плоскости. Поскольку магнит дефокусирует пучок по вертикали, первая линза дублета выбирается фокусирующей по вертикали, вторая - дефокусирующей. Если частица имеет на входе в квадрупольную линзу отклонение z_0 и угол z'_0 , соответственно, то на выходе будет:

а) в случае фокусировки:

$$\left. \begin{aligned} z &= z_0 \cos kl + \frac{z_0}{k} \sin kl \\ z' &= -z_0 k \sin kl + z'_0 \cos kl \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

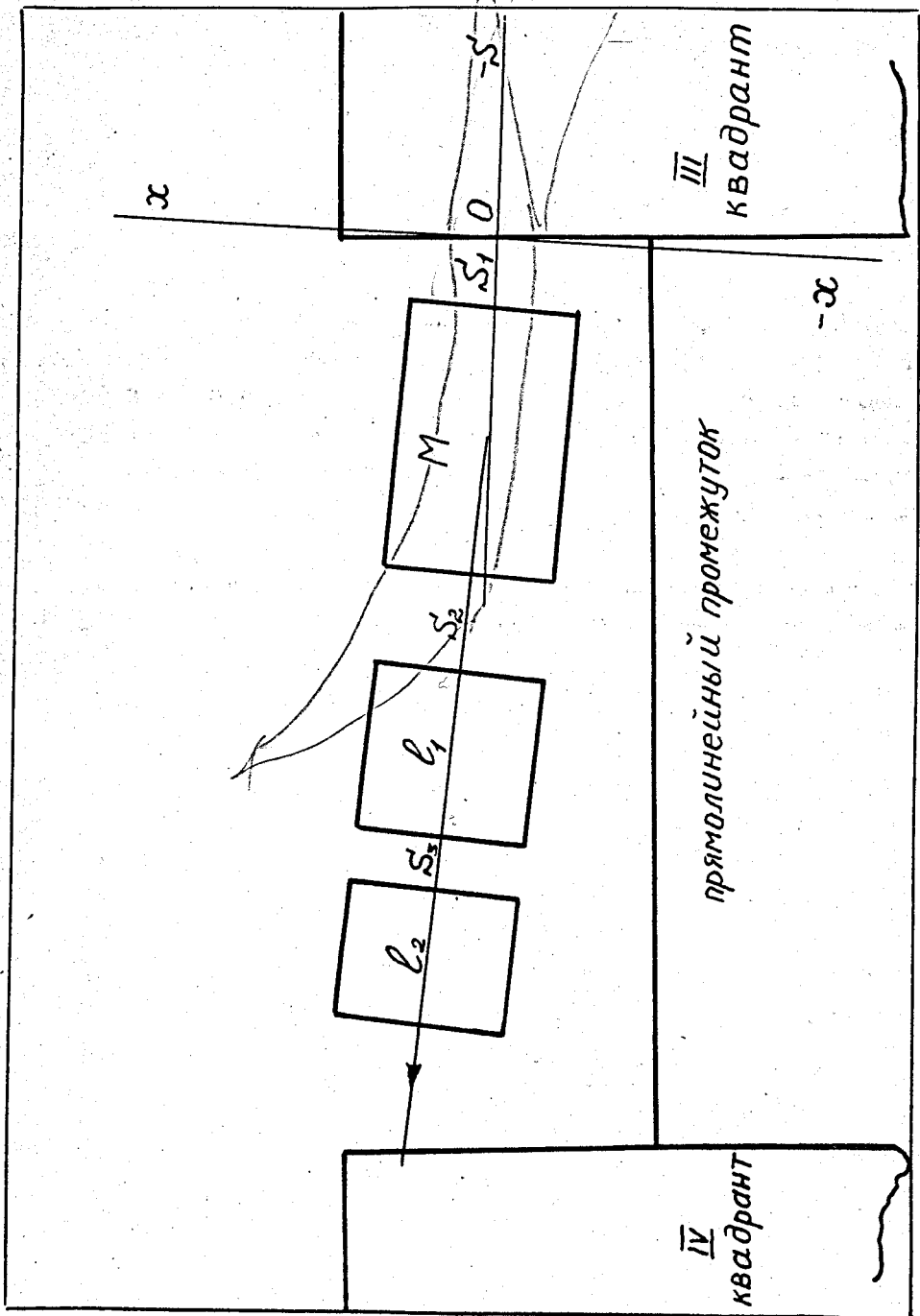


Рис. 4. Расположение элементов поворотно-фокусирующей системы.

б) в случае дуфокусировки

$$\left. \begin{aligned} z &= z_0 \operatorname{ch} kl + \frac{z'_0}{k} \operatorname{sh} kl \\ z' &= z_0 k \operatorname{sh} kl + z'_0 \operatorname{ch} kl \end{aligned} \right\} . \quad (7)$$

Здесь ℓ - эффективная длина, k - сила линзы. При расчётах используется тот факт, что касательная к траектории на выходе из первой линзы (в нашем случае тригонометрическая кривая для вертикальной плоскости) пересекает ось системы в той же точке, что и касательная к траектории на входе второй линзы - один и тот же отрезок X_d на рис. 5а. Здесь использованы следующие обозначения: $a_d = L_{B_2}$, $a_o = L_{T_2}$, b_d и b_o - расстояния от выхода из второй линзы до изображения в вертикальной и горизонтальной плоскостях S_3 - расстояние между линзами, ℓ - длина линз. Из рис. 5 видно, что в линейном приближении

$$a_d = \frac{z_0}{z'_0}, \quad X_1 = \frac{z}{z'}, \quad \text{и} \quad X_d = X_1 - S_3. \quad (8)$$

Используя формулы (6), получим для первой линзы:

$$\begin{aligned} X_1 &= \frac{a_d \cos k_1 \ell + \frac{\sin k_1 \ell}{k_1}}{-a_d k_1 \sin k_1 \ell + \cos k_1 \ell} ; \\ X_d &= \frac{a_d \cos k_1 \ell + \frac{\sin k_1 \ell}{k_1}}{-a_d k_1 \sin k_1 \ell + \cos k_1 \ell} - S_3 . \end{aligned} \quad (9)$$

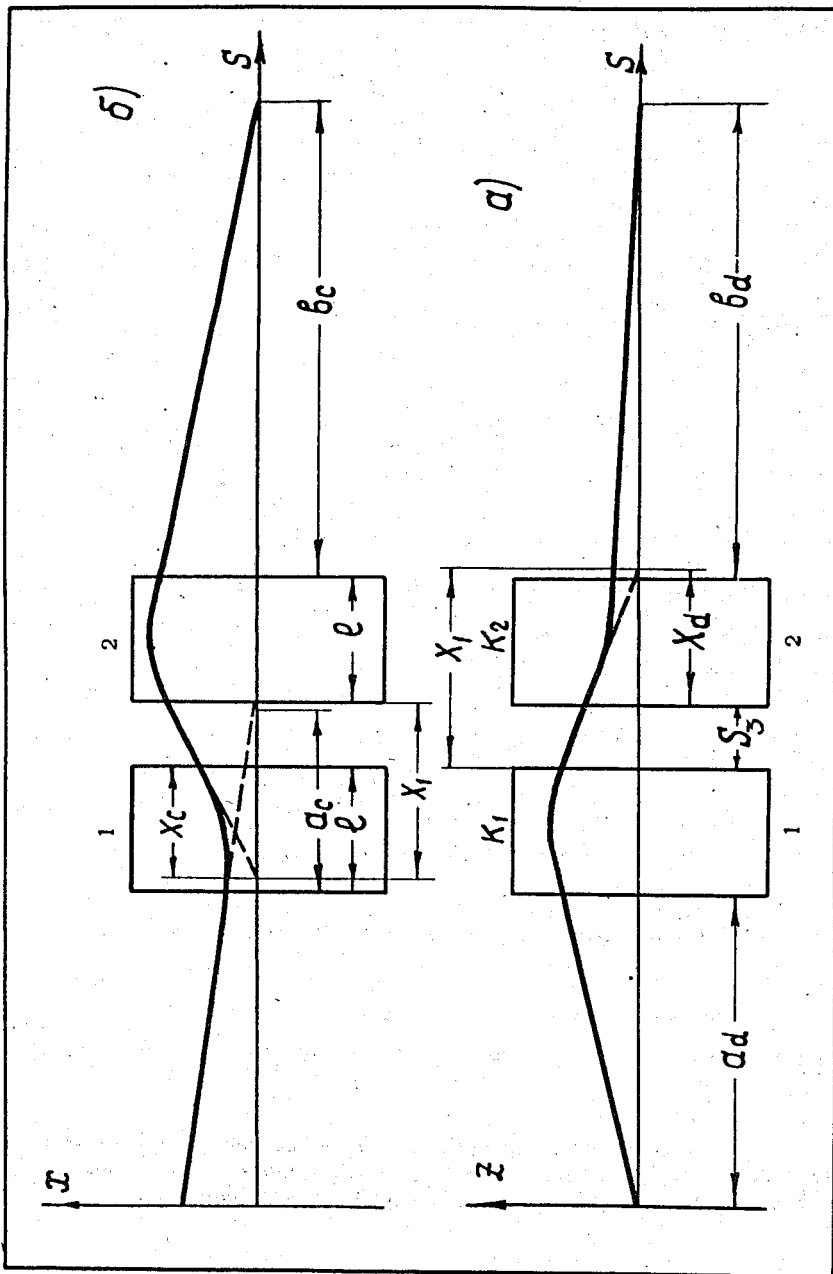


Рис. 5. К выводу формул (10), (11), (12) и (13) $l_1 = l_2$.

Или, разделив обе части последнего равенства на ℓ , получим зависимость $\frac{X_d}{\ell}$ от $(k\ell)$:

$$\frac{X_d}{\ell} = \left| \frac{\frac{a_d}{\ell} \cos(k_1 \ell) + \frac{\sin(k_1 \ell)}{k_1 \ell}}{-\frac{a_d}{\ell} (k_1 \ell) \sin(k_1 \ell) + \cos(k_1 \ell)} \right| - \frac{S_3}{\ell} \quad (10)$$

Аналогично можно получить для второй линзы:

$$\frac{X_d}{\ell} = \frac{-\frac{b_d}{\ell} \operatorname{ch}(k_1 \ell) + \frac{\operatorname{sh}(k_2 \ell)}{(k_2 \ell)}}{\frac{b_d}{\ell} (k_2 \ell) \operatorname{sh}(k_2 \ell) + \operatorname{ch}(k_2 \ell)} \quad (11)$$

Отметим, что формула (10) справедлива, если $[\frac{a_d}{\ell} (k_1 \ell) \sin k_1 \ell + \cos(k_1 \ell)] < 0$. Это условие означает, что знак угла траектории в первой линзе с определенной величины изменяется на обратный. Если

$$[\frac{a_d}{\ell} (k_1 \ell) \sin(k_1 \ell) + \cos(k_1 \ell)] > 0,$$

то S_3/ℓ нужно вычитать из правой части формулы (11). (В этом случае дублет не имеет действительного изображения в рассматриваемой плоскости).

В горизонтальной плоскости условие фокусировки означает, что касательная к гиперболической кривой на выходе первой линзы должна пересечь ось в той же точке, что и касательная к тригонометрической кривой на входе во вторую линзу — один и тот же отрезок X_0 на рис. 5б.

^{x/} В формуле (10) введен модуль для удобства построения кривых при определении k_1 и k_2 . Кривые, рассчитанные по формулам (10) и (11), будут при этом расположены в верхней части чертежа.

После прохождения поворотного магнита пучок в горизонтальной плоскости сходится, т.е. $a_c < 0$. В этом случае со стороны первой линзы имеем:

$$\frac{X_c}{l} = - \frac{-\frac{a_c}{l} \operatorname{ch} k_1 l + \frac{\operatorname{sh} k_1 l}{k_1 l}}{-\frac{a_d}{l} k_1 l \operatorname{sh} k_1 l + \operatorname{ch} k_1 l} . \quad (12)$$

Со стороны второй линзы в горизонтальной плоскости:

$$\frac{X_c}{l} = \frac{\frac{b_c}{l} \cos k_2 l + \frac{\sin k_2 l}{k_2 l}}{-\frac{b_d}{l} k_2 l \sin k_2 l + \cos k_2 l} + \frac{S_3}{l} . \quad (13)$$

Для определения $k_1 l$ и $k_2 l$ при заданных a_c, b_c, a_d, b_d и l нужно по формулам (10) и (13) построить кривые $\frac{X_c}{l}$ и $\frac{X_d}{l}$ в зависимости от $k l$. (рис. 6).

На построенных 4 кривых $(a_d), (b_d), (a_c)$ и (b_c) (здесь $(a_d), (b_d), (a_c)$ и (b_c) обозначают кривые, в которые входят величины a_d, a_c, b_d и b_c , соответственно) нужно найти такие точки, по которым можно было бы построить прямоугольник, точки пересечения вертикальных сторон которого с осью абсцисс определяют значения $k_1 l$ и $k_2 l$. Приведем пример использования описанного метода для расчёта поворотной-фокусирующей системы, в которую входит магнит с эффективной длиной 180 см и дублет квадрупольных линз равной длины $l_1 = l_2 = 110$ см. В данном случае выбрано следующее располо-

^{x/} В формуле (12) знак минус перед правой частью взят для того, чтобы кривая, построенная по этой формуле, находилась в нижней части чертежа.

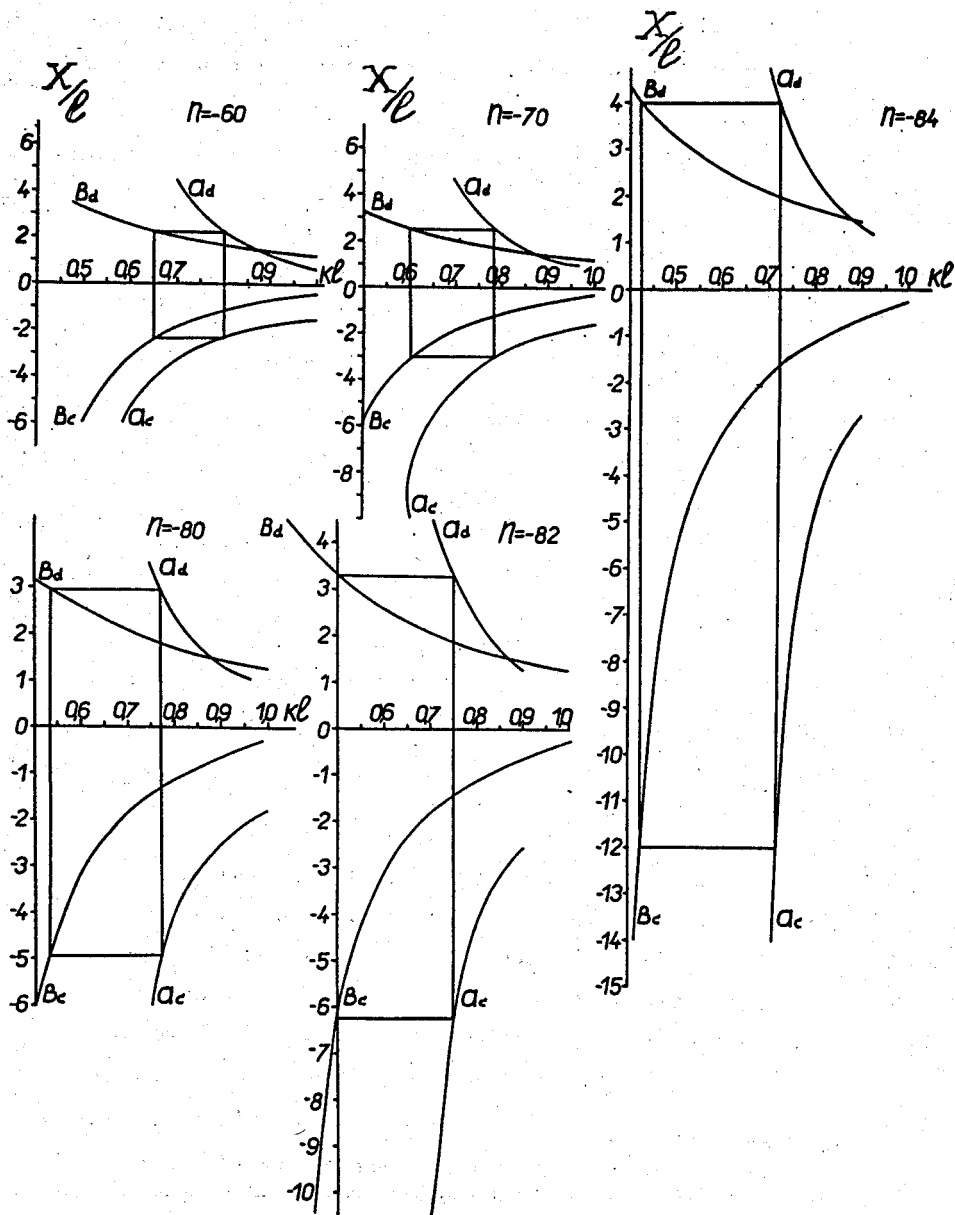


Рис. 6. Кривые для определения k_1 и k_2 в случае, когда длины линз равны $l_1 = l_2 = 110$ см.

жение элементов системы (рис. 4): $S_1 = S_2 = 140$ см, $S_3 = 50$ см. Угол поворота пучка в магните был выбран 5° . Для протонов с $p = 10,59$ Гэв/с равновесный радиус магнита равен 2078,6 см, индукция на $R_0 = 17000$ гс. Расстояние до стигматичного изображения - 11 м. ($b_c = b_d = 11$ м). По формулам (10)+(13) были построены кривые $(a_c), (b_c), (a_d), (b_d)$ для разных величин показателя поля n в магните: $n = -60, -70, -80, -82, -84$ (рис. 6). По этим кривым для каждого n можно определить $k_1 \ell$ и $k_2 \ell$. Нужно отметить, что с увеличением n сила второй линзы k_2 резко уменьшается, т.е. система практически переходит в дублет, состоящий из магнита M и одной линзы. На рис. 7 приведена зависимость силы линз k_1 и k_2 от n в магните, полученная на основании рис. 6. При транспортировке пучка протонов с $p = 10,59$ Гэв/с требуются очень большие градиенты в линзах. Поэтому параметры системы в целом приходится подбирать таким образом, чтобы

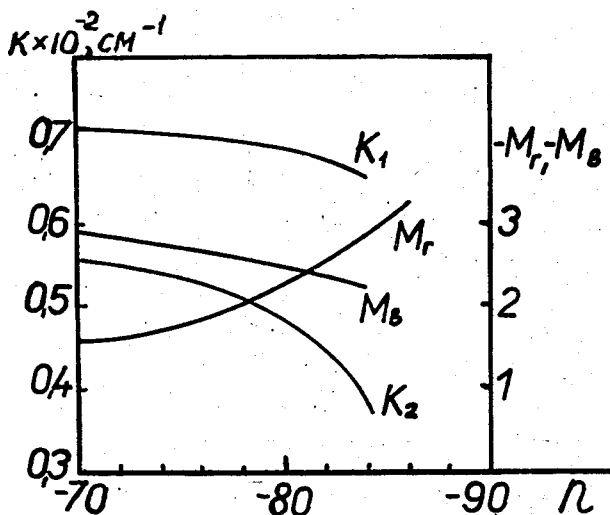


Рис. 7. Зависимость силы линз и коэффициентов линейного увеличения системы M_r и M_b от n в магните для $\ell_1 = \ell_2 = 110$ см.

оставаться по возможности в пределах практически осуществимых градиентов (≈ 1000 гс/см). Минимальные градиенты линз для описываемого случая получаются при $\alpha = -84$; $G_1 = 1550$ гс/см, $G_2 = 530$ гс/см. Коэффициенты линейного увеличения системы M_F и M_B при фиксированном расстоянии до изображения могут меняться в достаточно широких пределах (рис. 7), что является достоинством системы при использовании, например, неподвижной внешней мишени. Однако при $T = 11$ м оба коэффициента > 1 , а снижение силы линз приводит к резкому увеличению M_F . Ход крайних траекторий пучка при выбранных параметрах системы (рис. 8) иллюстрирует достаточную точность расчёта, выполненного данным методом.

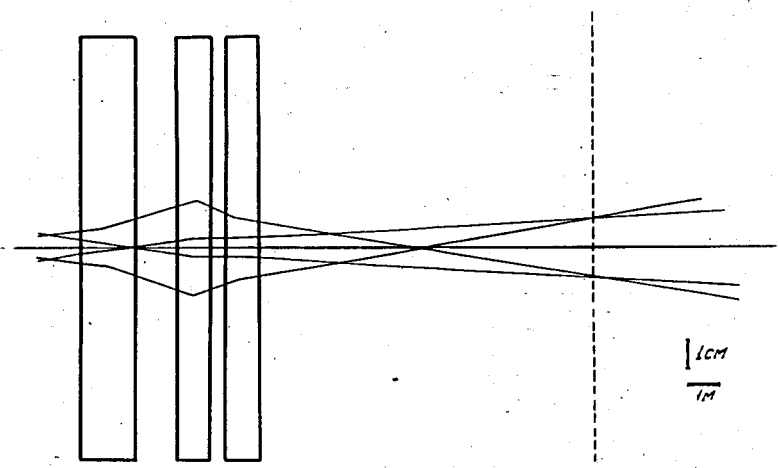
3. Расчёт поворотной-фокусирующей системы магнит с градиентом - дублет квадрупольных линз разной длины ($l_1 \neq l_2$).

Для уменьшения градиентов описанной системы выгоднее иметь линзы разной длины. В этом случае T_F и T_B находятся по-прежнему по формулам (4) и (5). Для построения кривых (a_d) и (b_d) (в нашем случае вертикальная плоскость) используются формулы:

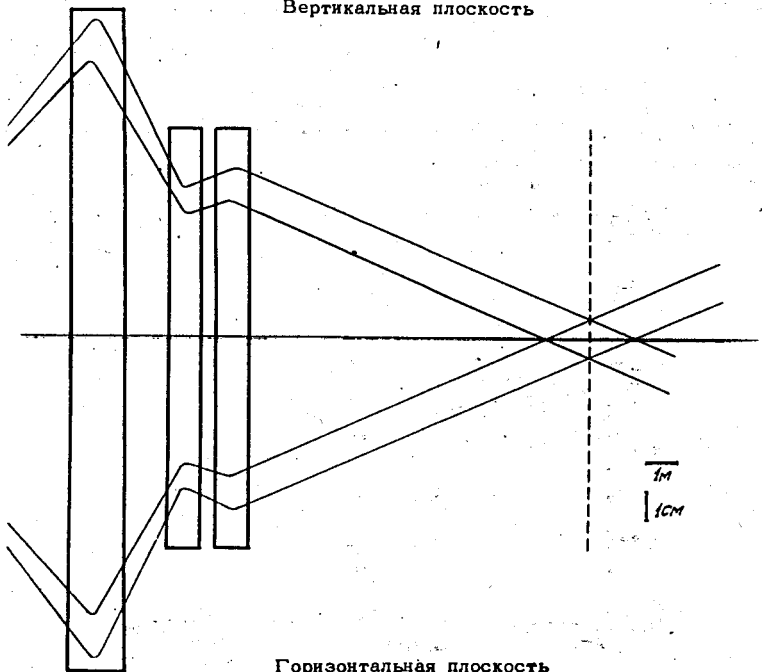
$$X_d = \left| \frac{\frac{a_d \cos k_1 l_1}{l_1} + \frac{\sin k_1 l_1}{k_1 l_1}}{-\frac{a_d}{l_1} (k_1 l_1) \sin k_1 l_1 + \cos k_1 l_1} \right| l_1 - S_d \quad (14)$$

$$X_d = \frac{\frac{b_d}{l_2} \operatorname{ch} k_2 l_2 + \frac{\operatorname{sh} k_2 l_2}{k_2 l_2}}{\frac{b_d}{l_2} (k_2 l_2) \operatorname{sh} k_2 l_2 + \operatorname{ch} k_2 l_2} l_2 \quad (15)$$

$\mu = 0.4$
 $K_1 \cdot C_1 = 0.725$
 $K_2 \cdot C_2 = 0.425$
 $\ell_1 = \ell_2 = 110 \text{ см}$



Вертикальная плоскость



Горизонтальная плоскость

Рис. 8. Ход крайних траекторий пучка для $\ell_1 = \ell_2 = 110 \text{ см}$.

Кривые a_0 и b_0 (горизонтальная плоскость) рассчитываются по формулам:

$$X_0 = - \left[\frac{-\frac{a_0}{l_1} \operatorname{ch} k_1 l_1 + \frac{\operatorname{sh} k_1 l_1}{k_1 l_1}}{-\frac{a_0}{l_1} (k_1 l_1) \operatorname{sh} k_1 l_1 + \operatorname{ch} k_1 l_1} \right] l_1. \quad (16)$$

$$X_0 = \left[\frac{\frac{b_0}{l_2} \cos k_2 l_2 + \frac{\sin k_2 l_2}{k_2 l_2}}{-\frac{b_0}{l_2} (k_2 l_2) \sin k_2 l_2 + \cos k_2 l_2} \right] l_2 + S_3. \quad (17)$$

Значения $k_1 l_1$ и $k_2 l_2$ при заданных расстояниях до источника и изображения определяются аналогично тому, как было описано выше.

Был рассчитан вариант поворотно-фокусирующей системы для тех же расстояний, угла поворота и длины магнита, что и предыдущий, но для $l_1 = 160$ см и $l_2 = 110$ см. На рис. 9 приведена зависимость k_1 и k_2 от n в магните в данном случае. Минимальный градиент G_1 в

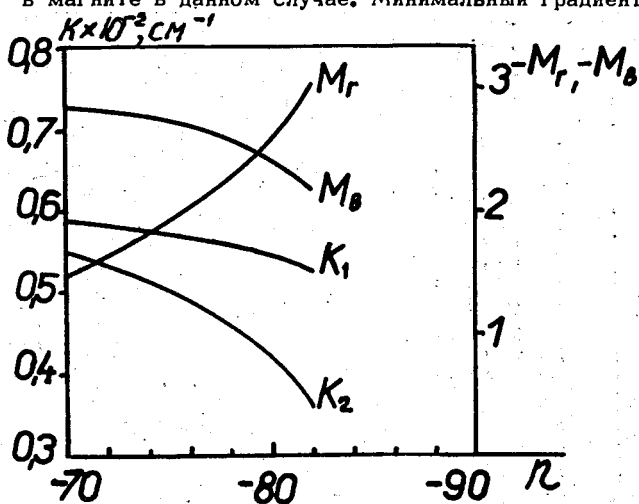


Рис. 9. Зависимость силы линз k_1 и k_2 от n в магните для $l_1 = 160$ см и $l_2 = 110$ см.

первой линзе теперь снизился до 997 гс/см, при этом $G_2 = 467$ гс/см

$n = -82$. Линейные коэффициенты увеличения системы изменяются примерно в тех же пределах, что и в предыдущем случае (рис. 9). Крайние траектории для этого варианта показаны на рис. 10. На размеры изображения изменение длины первой линзы при прочих равных условиях практически не повлияло.

4. Расчёт поворотной-фокусирующей системы магнит с градиентом - квадрупольная линза.

В этом параграфе описан графический метод расчёта системы, состоящий из поворотной-фокусирующего магнита и одной квадрупольной линзы. Оптические характеристики линзы также выражались через элементы ее матрицы перехода. Матрицы перехода линзы с дефокусировкой по горизонтали и фокусировкой по вертикали:

$$\begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix}_Г = \begin{pmatrix} \text{ch } k \ell & \frac{1}{k} \text{sh } k \ell \\ k \text{sh } k \ell & \text{ch } k \ell \end{pmatrix} \quad (18)$$

$$\begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix}_В = \begin{pmatrix} \cos k \ell & \frac{1}{k} \sin k \ell \\ -k \sin k \ell & \cos k \ell \end{pmatrix} \quad (19)$$

Отсюда получим ^{/5/} расстояния до изображения за линзой в обеих плоскостях:

$$\Gamma_Г = - \frac{L_{Г2} \text{ch}(k \ell) + \frac{1}{k} \text{sh}(k \ell)}{L_{Г2} k \text{sh}(k \ell) + \text{ch}(k \ell)}, \quad (20)$$

$n = 82$
 $K, \rho = 0,85$
 $K_2 \rho_2 = 0,4$
 $\rho_1 = 160$
 $\rho_2 = 110$

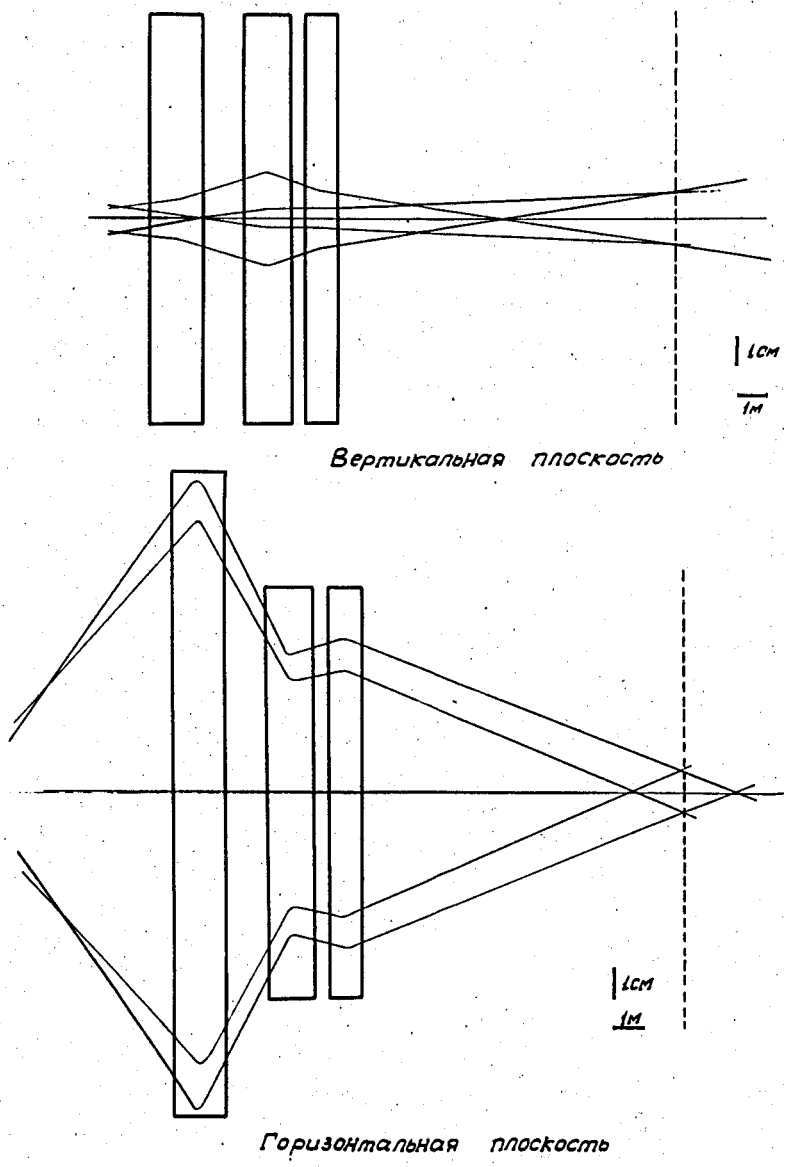


Рис. 10. Ход крайних траекторий в системе транспортировки при $\rho_1 = 160$ см, $\rho_2 = 110$ см.

$$T_B = - \frac{L_{B2} \cos(k \ell) + \frac{1}{k} \sin(k \ell)}{-L_{B2} k \sin(k \ell) + \cos(k \ell)} \quad (21)$$

Здесь $L_{\Gamma 2} = S_2 - T_{\Gamma 2}$ и $L_{B2} = S_2 - T_{B2}$ (рис. 4), т.е. промежуточные изображения за магнитом служат в качестве источников для линзы. По формулам (20) и (21) были рассчитаны T_{Γ} и T_B в зависимости от k для разных n в магните. Точка пересечения кривых T_B и T_{Γ} для определенного n дает расстояние для стигматического изображения системы, а также величину k в линзе (рис. 11). При расчёте этой системы длина магнита была увеличена до 260 см, что при прочих равных условиях снизило индукцию на его равновесном радиусе до 14000 гс. Расстояние между магнитом и линзой S_2 было выбрано 100 см, эффективная длина линзы 210 см. Как видно из рис. 11, при показателе поля n в магните -120, -115 и -113, мы получаем расстояния до стигматического изображения 11 м, 15,75 м и 17,25 м, соответственно (на рисунке нанесена одна кривая T_B , поскольку для указанных пределов n , величина T_{Γ} практически не изменяется). Чтобы получить изображение на расстоянии 11 метров от выходного среза линзы k , в ней должно быть $0,004 \text{ см}^{-1}$, что соответствует градиенту 560 гс/см. Таким образом, данная система более экономична, для нее могут быть использованы линзы типа МЛ-16 или МЛ-17. Нужно отметить, что коэффициенты увеличения системы по горизонтали и вертикали сильно различаются: $M_{\Gamma} = 4,5$, $M_B = 1,3$. Менять размер изображения можно только при одновременном изменении расстояния до него, что не всегда удобно. В случае, если показатель поля в магните нельзя изменять, положение и размер изображения практически не регулируются. Возможно незначительное изменение T только за счёт изменения расстояния между элементами системы (при фиксированном импульсе пучка). Описанным методом были произведены расчёты нескольких вариантов первой ступени транспортировки выведенного протонного пучка, как с двумя линзами после поворотного магнита/1/, так и с одной/7/.

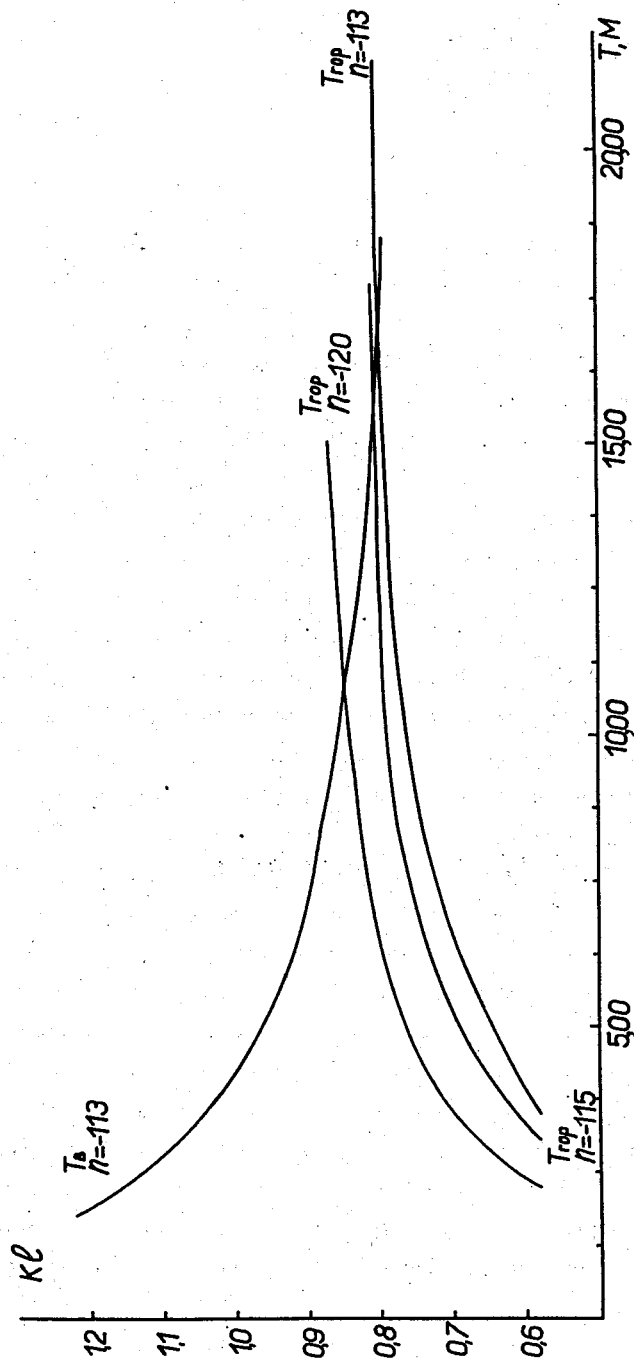


Рис. 11. К определению силы линзы и положению стигматического изображения системы, состоящей из поворотной-фокусирующей магнита и одной линзы.

В заключение автор пользуется случаем, чтобы поблагодарить Л.Т.Баландику, И.А.Золину, М.Г.Нехаеву, И.И.Озерову и Н.А.Филиппову за выполнение многочисленных расчётов, и В.В.Миллера за полезные замечания.

Л и т е р а т у р а

1. Л.П.Зиновьев, И.Б.Иссинский, В.И.Котов, Е.М.Кулакова, К.П.Мызников, Н.И.Павлов, Препринт ОИЯИ, Р-2387, Дубна, 1985.
2. Chamberlain, Ann. Rev. Nucl. Sci., 10, 161 (1960).
3. Е.М.Кулакова, К.П.Мызников, Л.А.Смирнова, Б.В.Феокистов. Препринт ОИЯИ Р-2880, Дубна 1986.
4. Е.А.Дементьев, И.Б.Иссинский, Е.М.Кулакова, К.П.Мызников, М.Полак, Ф.Хованец. Препринт ОИЯИ Р-2818, Дубна 1986.
5. В.С.Кладницкий. Препринт ОИЯИ 1477, Дубна 1983.
6. Н.А.Engel. Rev. Sci. Instr., 30, 248 (1959).
7. Л.П.Зиновьев, И.Б.Иссинский, Е.М.Кулакова, В.Н.Лысяков, К.П.Мызников, Н.И.Павлов, Н.М.Тараканов. Доклад на VI Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий, Кембридж, 1987.

Рукопись поступила в издательский отдел
2 апреля 1989 года.