

//

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
СО АН СССР

Г.С.Виллевалд

ПРЕДЛОЖЕНИЯ ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ
НЕЛИНЕЙНЫХ Х-ЛИНЗ И ИХ
КОМБИНАЦИЙ

ПРЕПРИНТ 81-17



ПРЕДЛОЖЕНИЯ ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ НЕЛИНЕЙНЫХ X-ЛИНЗ
И ИХ КОМБИНАЦИЙ

Г.С. Виллевалд

А Н Н О Т А Ц И Я

Приводятся рекомендации по выбору форм токовых профилей X-линз для фокусировки заряженных частиц на мишень и собирания с длинных мишеней вторичных частиц, рождающихся в больших телесных углах и с большим разбросом по импульсам. Предлагаемые варианты линз в ряде случаев позволяют в значительной мере отстроиться от фона частиц и могут быть использованы как на внешних пучках, так и в случаях собирания частиц с внутренних мишеней. Рассматриваются способы формирования пучков кольцевого поперечного сечения.

Наиболее известный представитель X-линз — параболическая линза /1/. X-линзы обладают рядом преимуществ. Они обеспечивают фокусировку непараксиальных пучков заряженных частиц практически без сферических aberrаций. В линзах могут быть использованы большие магнитные поля, что позволяет обеспечить малые фокусные расстояния, сравнимые с длиной линз /1/ и др.

С другой стороны, линзы имеют ряд недостатков. Основной из них — рассеяние частиц в материале стенок линз, приводящее к значительному увеличению эмиттанса фокусируемого пучка. Среднеквадратичные углы рассеяния частиц в материале стенок $\sqrt{\langle \theta^2 \rangle}$ (в последующем тексте они обозначаются θ) в первом приближении пропорциональны \sqrt{t} , где t — толщина рассеивателя, и обратно пропорциональны энергии частиц E , т.е. $\theta \sim \sqrt{t}/E$. К примеру, пробег протонов с энергией $E_p \sim 1$ ГэВ пути $t = 1$ см в алюминии приводит к углам $\theta \sim 5 \cdot 10^{-3}$ рад, при пробеге $t = 1$ см μ -мезонов с $E_\mu \sim 100$ МэВ величина $\theta \sim 5 \cdot 10^{-2}$ рад (углы рассеяния в бериллии, также используемом для изготовления X-линз, примерно вдвое меньше). Во-вторых, в некоторых X-линзах, например, параболических линзах, неоптимально используется магнитное поле: частицы, входящие в максимальное поле (радиальные координаты их минимальны), поворачиваются на меньшие углы и, наоборот, частицы в слабом (периферийном) поле требуется повернуть на максимальные углы. Поскольку в параболических линзах длины траекторий частиц пропорциональны квадратам расстояний их от оси, это обстоятельство приводит к тому, что формирующее магнитное поле тонкостенные оболочки сильно вытягиваются вдоль оси линзы, частицы пересекают их под малыми углами, проходят в стенках значительные расстояния, рассеиваясь на большие углы, что существенно ограничивает применимость линз в области пучков низких энергий. С возрастанием энергии фокусируемых частиц еще более возрастают длины оболочек, усложняется технология изготовления линз, что также ограничивает их применимость. В-третьих, нагрев длинных тонкостенных оболочек при больших магнитных полях /2,3/ приводит к росту механических напряжений в стенках /2,4/, ограничивая амплитуду, длительность и частоту следования питающих импульсов тока. Наконец, наличие области максимального поля в райо-

не шейки /4/, где при сравнительно малом интегральном количестве частиц сосредоточена значительная доля энергии электромагнитного поля, существенно ограничивает возможности X-линз.

Настоящая работа представляет результаты предварительных исследований, проведенных с целью выбора оптимальных для заданных условий фокусировки профилей токовых поверхностей линз. В первой части работы ведется поиск способов фокусировки частиц на мишень, позволяющих повысить эффективность использования линз и, в частности, повысить допустимые частоты следования импульсов тока или увеличить оптическую силу линз.

Вычисление траекторий частиц в линзах проводилось по формулам, приведенным в работе [1]:

$$z = z_1 \cdot \exp[\nu(\cos \varphi - \cos \alpha_1)]$$

$$z = z_1 + z_1 \cdot \nu \cdot \int_{\alpha_1}^{\alpha} \cos \alpha' \cdot \exp[\nu(\cos \alpha' - \cos \alpha_1)] d\alpha'$$

где z_1 , z_1 и α_1 — радиальная и продольная входные координаты и угол входа частицы в магнитное поле линзы, φ — угол выхода, $\nu = pc / eH_0 R_0 \sim p/I$ — константа при фиксированном токе I в линзе и импульсе p частиц; физический смысл параметра ν — отношение радиуса поворота частицы в данной точке поля напряженностью H к расстоянию её R от оси линзы.

I. Фокусировка пучка на мишень

Заданные параметры: импульс протонов $pc = 1,8$ ГэВ, частота сброса частиц на мишень $f = 40$ Гц, диаметр сечения пучка 5,5 см, фокусное расстояние линз $F = 35$ см, амплитуда импульсов тока 200 кА (при этом наибольший угол сходимости траекторий частиц в фокус $\alpha_{max} \sim 6^\circ$), длительность импульсов тока $\tau \lesssim 1$ мкс, радиус шейки 1 см, толщины стенок h по радиусу $h = 1+3$ мм. Линза показана на рис.1а (продольные размеры, за исключением толщины стенок, уменьшены по сравнению с поперечными в 3 раза). Одно из условий увеличения коэффициента выхода из мишени вторичных частиц требует фокусировки пучка в малый размер. Однако даже наиболее короткофокусная предельно вытянутая /1/ линза (рис.1а) ввиду больших углов рассеяния частиц в материале стенок (путь частиц только в выходной стен-

ке составляет ~ 5 см) при $F = 35$ см дает в фокальной плоскости круг диаметром ~ 1 см. Это накладывает жесткие ограничения на выбор способа охлаждения линзы для обеспечения многогерцевой её работы. Для фокусировки пучка в меньший размер нужно уменьшать фокусное расстояние или путь частиц в материале обочек линзы. Уменьшить F в такой линзе можно только за счет увеличения тока в ней, однако, это приводит к возрастанию тепловыделения в стенках и энергоемкости линз, что в свою очередь, снижает допустимые частоты следования импульсов тока $f_{дон}$.

Рис.1б иллюстрирует один из возможных вариантов фокусировки пучка на мишень с помощью дублета линз (дефокусирующей и фокусирующей), формирующего сходящийся, конвергентный пучок. Такой способ фокусировки позволяет в значительной мере снизить ограничения в применимости одиночных X-линз. Для удобства сравнения обоих способов фокусировки траектории частиц и профили стенок линз вычислены для тех же исходных условий ($pc = 1,8$ ГэВ, $I = 200$ кА, $\alpha_{max} = 6^\circ$ и т.д.). Максимальная величина поля в линзе 2 сохранена равной полю на шейке линзы 1. Продольный размер линзы 2 равен 6+8 см, расстояние между линзами 42 см, длина фокусирующей линзы ~ 50 см. В случае запитки линз от различных источников питания (или различных трансформаторов) оптическая сила линзы 2 может быть снижена (см. ниже), уменьшен диаметр шейки, снижены потери в ней частиц. При запитке линз одинаковым током (что в рассматриваемом случае имеет место) энергоемкости дублета и линзы 1 отличаются незначительно. Практически все частицы пересекают стенки дублета под углами, близкими к прямому, поэтому полные длины пробега частиц (во всех четырех стенках) не превышают 1,5-2 см. В случае изготовления линзы 2 из бериллия (тонкостенные участки линзы 3 можно также выполнить в виде бериллиевых шайб) рассеяние в дублете можно свести к минимуму. Незмеримо снижается тепловыделение в линзе 3, так как, во-первых, пропорционально отношению выходного диаметра линзы к диаметру шейки линзы 1 снижается максимальная величина магнитного поля (нагрев падает квадратично) при небольшом удлинении линзы в области малых полей. Во-вторых, в центральной (приосевой) части линзы фокусируемые частицы отсутствуют и она может быть

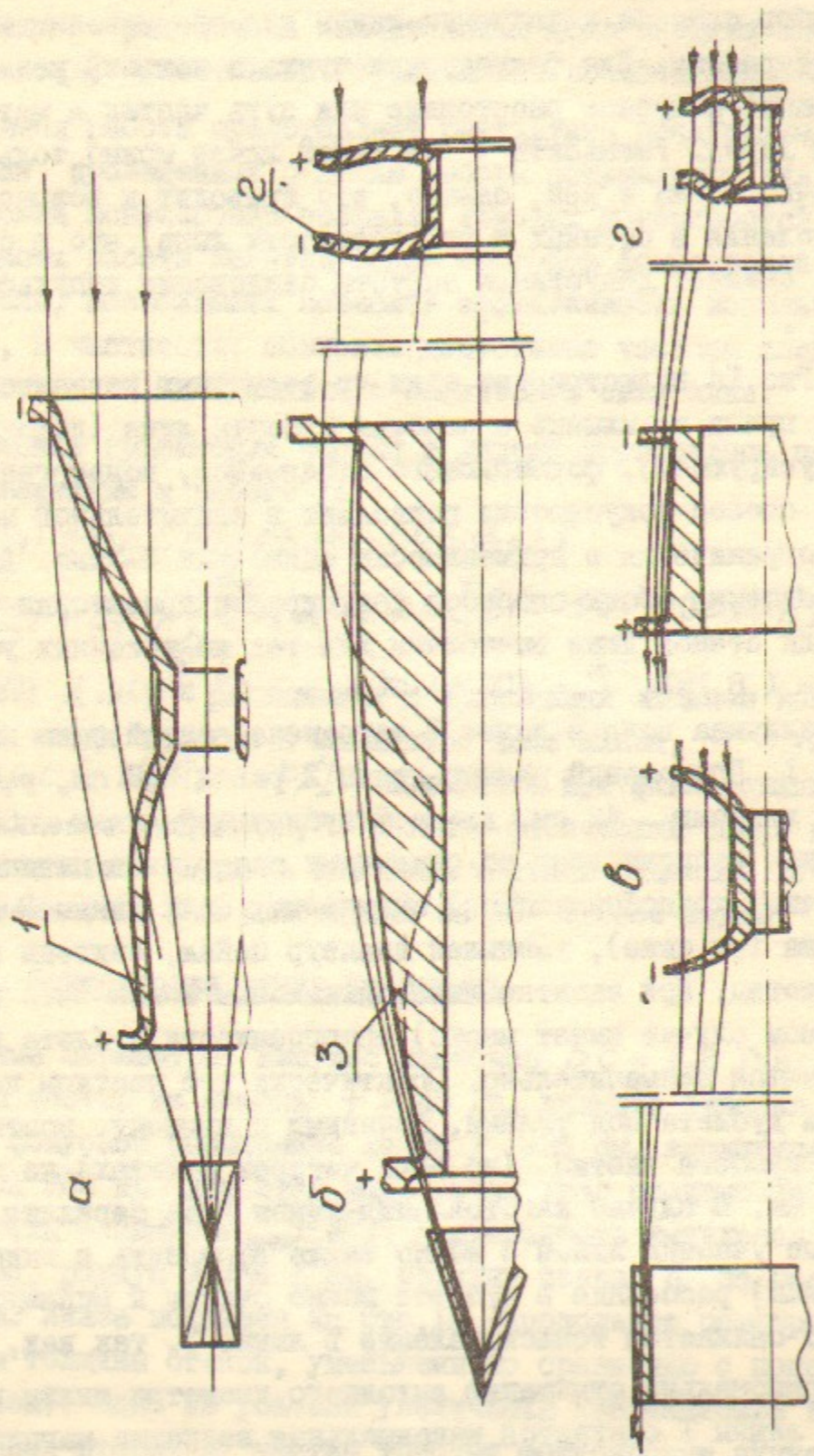


Рис. I

выполнена в виде толстостенной трубы с хорошей тепло-и электропроводностью, например, из меди. Отвести тепло от сравнительно коротких входной и выходной поверхностей не представит проблемы. В результате могут быть повышены частоты следования импульсов тока, либо увеличена оптическая сила линзы. Значительно упрощается технология изготовления линзы.

Поскольку максимальные углы поворота частиц линзой 2 значительно меньше α_{max} , а наибольшие углы поворота обеспечиваются максимальными полями, линза намного короче, что облегчает условия её охлаждения. Кроме того, энергоёмкость линзы и тепловыделение в ней могут быть уменьшены путем снижения её оптической силы. Однако при фокусировке частиц в кольцо тех же радиальных размеров на входе в линзу 3 это приводит к увеличению расстояния между линзами, а тонкостенные оболочки становятся более выпуклыми, уменьшаются углы пересечения с ними траекторий частиц. В результате возрастают углы рассеяния частиц в стенках (этот эффект наиболее заметен, когда при заданном расстоянии между линзами поворот частиц на необходимые углы обеспечивается за счет удлинения линзы при более слабом поле в ней).

На рис. Iб показана идеализированная фокусировка частиц на мишень в виде конуса. Рисунок попутно иллюстрирует возможность формирования конвергентного пучка с максимальной плотностью частиц не вдоль оси конуса, как в других типах линз, а на его периферии. Для наглядности длина мишени увеличена в сторону линзы. В протяженных цилиндрических мишенях наибольшие пути в материале мишени проходят частицы, рождающиеся под небольшими углами к оси, что при длине мишени, соизмеримой с длиной ядерного поглощения, приводит к существенным потерям частиц. Из рисунка видно, что при значительных углах α_{max} использование конической мишени позволяет (в случае рождения вторичных частиц в пределах углов $\geq \alpha_{max}$) повысить коэффициент выхода вторичных частиц в направлении оси линзы, правда при этом растёт радиус сечения пучка параксиальных частиц.

На рис. Iв, г показаны другие способы фокусировки, позволяющие преобразовать цилиндрический пучок в пучок кольцевого поперечного сечения: с использованием только одной, дефокуси-

рующей линзы (рис. Iв) и дублета линз (рис. Iг), позволяющего устранить большую расходимость пучка в случае рис. Iв. Аналогичный дублет линз может быть использован для преобразования характеристик предварительно сформированных кольцевых пучков.

Как видно из рисунков, во всех рассмотренных случаях имеет место некоторое увеличение наружного диаметра пучка. В принципе, этого можно избежать, сведя к нулю пробег в поле периферийных частиц (вплотную приблизить на максимальном диаметре входную и выходную поверхности). Однако при этом возрастает длина пробега частиц в стенках, усложняется технология изготовления линз. Учитывая то, что благодаря быстрому спаду поля по радиусу крайние частицы отклоняются сравнительно слабо, сохранение наружного диаметра пучка неизменным не всегда целесообразно.

II. Собираение с мишеней вторичных частиц

Исходные параметры: импульс \mathcal{L} - мезонов $pc=100+300\text{MeV}$, частота сброса протонного пучка на мишень $f \approx 40$ Гц, длина мишени $l=7$ см, выход из мишени \mathcal{L} -мезонов - равномерно по длине мишени в пределах телесных углов $0 \leq \Delta\omega \leq \Delta\Omega$, энергетический спектр частиц - постоянный в рассматриваемом диапазоне энергий, углов сбора и длин мишеней, линейные углы сбора от $\alpha_{min} \sim 10^\circ$ до $\alpha_{max} \sim 20^\circ$, фокусное расстояние $F \leq 25$ см, ток в линзах $I = 200$ кА, длительность импульсов тока $\tau \leq 1$ мс, энергоемкость линз ≤ 1 кДж.

Число частиц N_ε , собранных в заданный аксептанс ε , определяется рядом параметров: величиной ε , параметрами первичного пучка и размерами мишени, диапазоном сбора по линейным $\Delta d = d_{max} - d_{min}$ и телесным $\Delta\omega = 2\mathcal{L}(\cos\alpha_{min} - \cos\alpha_{max})$ углам, импульсным интервалом собираемых линзой частиц и др. В работе проводится, в основном, оценочный анализ, поэтому ряд параметров не учитывается. Так, рассматривается только изменение поперечной компоненты фазового объема пучка, как наиболее существенной в ряде случаев, например, при фокусировке частиц в распадные тракты, на мишени, при использовании пучков для лучевой терапии /5/ и др. Не принимался во внимание радиальный размер мишени z_0 , как малосущественный при

$l \gg z_0$ и $\alpha_{min} \gg 0$; более того, при необходимости он может быть пересчитан в длину мишени с достаточной для оценок точностью (аналогично длина мишени пересчитывается в эквивалентный диаметр $d_3 \approx l \cdot d$). Величина N_ε вычислялась без учета рассеяния частиц в материале стенок, поскольку величины пробегов частиц в стенках можно более или менее точно вычислить лишь после проведения серии расчетов по выбору толщин стенок линз /4/. В работе такой задачи не ставилось, но поскольку при фокусировке частиц низких энергий рассеяние в стенках становится особенно существенным, вопросы рассеяния рассматриваются отдельно.

Для проведения расчетов на ЭВМ по сравнению и оптимизации линз с различными формами токовых поверхностей, выражение для вычисления N_ε можно представить в виде:

$$N_\varepsilon = N_0 \cdot f \cdot k_f \cdot k_e = N_0 \cdot f \cdot k_f \cdot \frac{1}{n} \sum_{n=1}^n k_\omega \cdot k_p,$$

или в более общем случае по сравнению с рассматриваемыми условиями фокусировки

$$N_\varepsilon = k_f \cdot \sum_n N(l) \cdot k_\omega \cdot k_p.$$

Произведение $N_0 \cdot f$ - полное число частиц с импульсным разбросом ΔP , выходящих из мишени на всей её длине в секунду (N_0 - за импульс). Частотный коэффициент $k_f = f_{gon}/f$ - отношение допустимых частот следования импульсов тока к частоте f сброса частиц на мишень. Коэффициент k_e определяет эффективность сбора линзой частиц по длине мишени, n - число разбиений по длине мишени. Коэффициент сбора по телесному углу $k_\omega = \Delta\omega(l)/\Delta\Omega$ - доля $\Delta\omega$ телесного угла, из которого линза обеспечивает фокусировку частиц в аксептанс ε , от полного угла $\Delta\Omega$ рождения частиц. Коэффициент сбора по импульсам $k_p = (\Delta p/P)/(\Delta P/P) = \Delta p/\Delta P$ - отношение полосы разброса Δp частиц, собранных линзой, к ширине ΔP , допустимой из условий последующего использования пучка. $N(l)$ - число частиц с разбросом по импульсам ΔP , выходящих в секунду из мишени на участке её длины Δl в телесный угол $\Delta\Omega$.

Вообще говоря, форма входной (или выходной) поверхности может быть выбрана в значительной степени произвольно (по ней строится соответствующая вторая поверхность). При заданном аксептансе и размере пучка на выходе в случае длинных мишеней фокусировку частиц можно обеспечить различными способами. Обычный способ построения профилей следующий. Для выбранной точки-фокуса на оси мишени (чаще всего это центр мишени) строятся токовые поверхности линзы по траекториям равновесных частиц, выходящих из фокуса в диапазоне углов $\Delta\alpha = \alpha_{max} - \alpha_{min}$. Эффективность собирания частиц такими линзами падает с удалением от фокуса. Другие способы построения профилей позволяют обеспечить более равномерное собирание частиц по всей длине мишени, но в меньших диапазонах углов $\Delta\alpha$. Так можно фокусировать частицы, выходящие из различных точек мишени под углами $\alpha = const$, например, $\alpha_{cp} = (\alpha_{min} + \alpha_{max}) / 2$. Можно собирать с одного конца мишени частицы с углами входа $\sim \alpha_{min}$, с другого — с углами $\sim \alpha_{max}$ (при этом по длине мишени величина α меняется в пределах $\alpha_{min} \leq \alpha \leq \alpha_{max}$) и др. Во всех трех указанных случаях сохраняется некоторый произвол в выборе углов наклона профилей к оси. Поэтому можно подчинить формы профилей либо условию малоабберационного собирания частиц с большим импульсным разбросом (определяет величину k_p) либо собиранию частиц в больших телесных углах (определяет k_ω), условию минимальной энергоёмкости и тепловыделения (определяет k_f) или минимального приращения поперечной компоненты фазового объема пучка за счет рассеяния частиц в стенках линз и т.д. Обычно стремление увеличить значение одних коэффициентов в выражении для N_ε приводит к снижению других. Поэтому ниже рассматриваются, в основном, предельные варианты линз, обеспечивающие максимальные величины отдельных коэффициентов, определяющих N_ε , что позволяет ориентироваться, в зависимости от конкретных условий, на тот или иной способ построения токовых профилей линз.

Фокусировка частиц с углами выхода из мишени $\alpha = 0 + 10^\circ$ приводит к ряду недостатков, указанных выше. Кроме того, в этих случаях при небольшом диапазоне $\Delta\alpha$, определяющем энергоёмкость линз, мал телесный угол $\Delta\omega$, поэтому при рождении частиц в больших телесных углах оптимум по величине N_ε

смещается в сторону линейных углов собирания $\alpha_{min} > 10^\circ$. Увеличение $\alpha_{max} > 20^\circ$, при тех же максимальных магнитных полях в линзах, приводит к быстрому возрастанию радиальных и продольных размеров линз. Этим, в основном, и обусловлено рассмотрение линз с $\alpha_{min} \sim 10^\circ$ и величиной $\Delta\alpha \sim 10^\circ$.

Способ достижения максимальных величин коэффициентов k_ω описан в работах [5,6], например, в работе [5] рассматриваются широкоугольные линзы для собирания π -мезонов низких энергий. В таких линзах k_ω близок к 1 ($\Delta\omega = 10$ ср), но велика энергоёмкость линз и тепловыделение в них, что существенно ограничивает частоту $f_{гон}$.

Ниже рассматривается ряд линз, формирующих пучки вторичных частиц с траекториями, параллельными оси линзы. Это облегчает задачу сравнения общих свойств линз, без дополнительной их конкретизации. При необходимости может быть обеспечена заданная сходимости (или расходимости) пучка на выходе из линзы. Варианты предлагаемых типов линз удобно сравнивать с линзой, обеспечивающей удовлетворительное значение N_ε за счет всех входящих в выражение для N_ε коэффициентов. Такому условию удовлетворяет линза с простым аналитическим представлением формы образующей входной поверхности — эллиптической. Такое представление формы профиля позволяет исследовать линзы в широком диапазоне углов собирания, в том числе при углах $\alpha > \pi/2$, когда возникает необходимость в изменении знака угла наклона входной поверхности к оси линзы. На рис.2а показана такая линза для собирания частиц с мишени длиной $l = 7$ см в пределах углов собирания $\alpha = 5 + 22^\circ$ (соответствующий телесный угол $\Delta\omega = 0,43$ ср). Фокусное расстояние линзы $F = 24$ см, значение константы $\beta = 10$. Полуоси эллипса равны: по продольной оси 15 см, по оси z 5 см. На рис.2б показан поперечный фазовый объем пучка захваченных линзой равновесных частиц во второй фокальной плоскости линзы. Буквами ε с индексами $i = 1+3$ обозначены поперечные фазовые объемы, соответствующие длинам мишеней $l_1 = l/3$, $l_2 = 2l/3$ и $l_3 = l$. Для этой линзы проведено вычисление хроматических aberrаций для двух значений разбросов по импульсам $\Delta p/p = 0,05$ и $\Delta p/p = 0,1$ при $\ell = 0$ (рис.2в) и найдены величины абер-

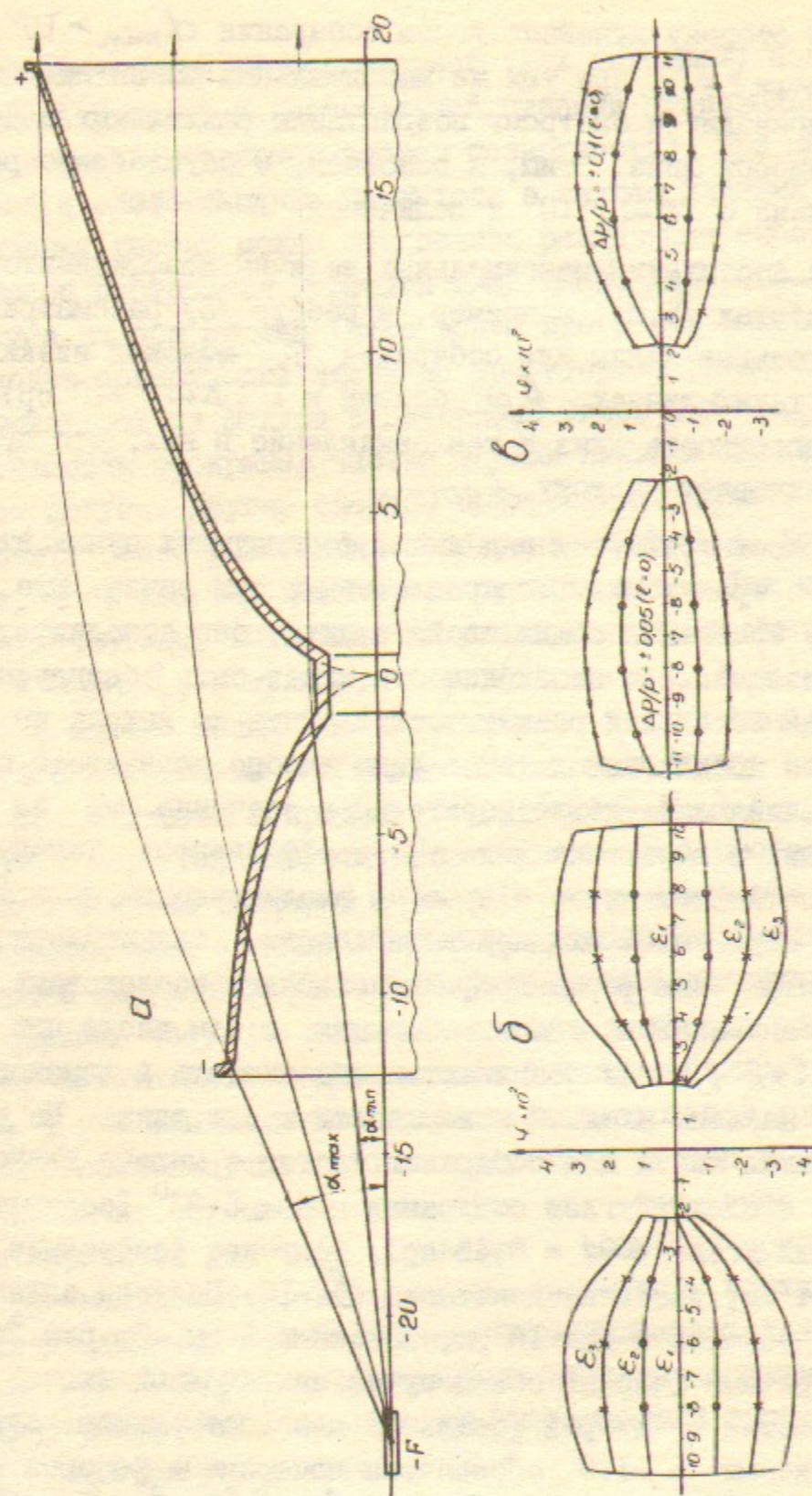


Рис. 2

раций при $l \neq 0$. Результаты сведены в таблицу I, где указано количество собранных в E_i частиц в % от полного числа частиц, выходящих из мишени в указанном диапазоне углов при соответствующих длинах мишеней и разбросах по импульсам.

Таблица I

l	E_i	$\Delta p/p = 0$		$\Delta p/p = \pm 5\%$		$\Delta p/p = \pm 10\%$	
		$N_{E_i}, \%$	$R_3, \text{см}$	N_{E_i}	R_3	N_{E_i}	R_3
0	E_1	100		96		60	1,1
	E_2	100	0	100	0,5	85	
	E_3	100		100		98	
l_1	E_1	100		83		64	1,7
	E_2	100	0,47	96	1	82	
	E_3	100		99		96	
l_2	E_1	75		71		64	2,1
	E_2	100	0,94	89	1,6	78	
	E_3	100		98		90	
l_3	E_1	62		60		57	2,4
	E_2	86	1,4	78	2,1	73	
	E_3	100		94		84	

В колонках справа указано приближенное значение эквивалентного радиуса R_3 источника нулевой протяженности ($l = 0$), который, будучи помещенным в главном фокусе линзы, приводил бы при фокусировке равновесных частиц в диапазоне тех же углов собирания к таким же величинам E_i . Ниже по эмиттансам, эквивалентным E_i , проводится сравнение эффективностей собирания другими типами линз, с несколько меньшими углами собирания $\Delta \alpha$, что не вполне корректно. Однако, как видно из рис. 2б, небольшое изменение диапазона собирания по углам $\Delta \alpha$ не приводит к существенному увеличению эмиттанса сфокусированного пучка.

Ахроматические линзы

В ряде случаев, например, при фокусировке частиц в распадных тракты ускорительных комплексов, возникает необходимость в фокусировке частиц с большим разбросом по импульсам. В работе [1] показана зависимость хроматических aberrаций в различных параболических линзах от углов собирания, из которой видно, что величины aberrаций определяются, в основном, углами наклона к оси выходного профиля линзы. Это обстоятельство и использовалось при построении профилей ахроматической линзы, т.е. находилась выходной профиль, приводящий к минимальным хроматическим aberrациям, а по нему строился соответствующий входной. Действительно, в случае точечной мишени ($\ell = z_0 = 0$) для траекторий частиц, входящих в линзу под заданным углом к оси, существует форма профиля выходной поверхности, обеспечивающей выход частиц на параллельные оси траектории при любых пределах изменения импульса частиц. Эту поверхность легко построить для заданного угла входа, изменяя в уравнениях поверхности (см. выше) величину параметра \mathcal{V} .

Как показано в работе [1], преобразование элемента поперечного фазового объема $d\varphi = dz \cdot d\alpha$ при фокусировке частиц из первой фокальной плоскости линзы во вторую $d\varphi_2 = D \cdot d\varphi_1$ описывается Якобианом преобразования $D = 1 + \frac{\alpha_1}{F} \frac{\partial F}{\partial \alpha_1} - \frac{z_1}{F} \frac{\partial F}{\partial z_1}$, который в общем случае может быть отличным от 1. Так в рассматриваемой линзе, входная поверхность которой — точка с координатами $z = z_1$, $\mathcal{Z}_1 = z_1 / \tan \alpha_1$, а выходная построена по указанному выше принципу, главная поверхность [1] — конус с вершиной в фокусе F и углом наклона образующей к оси, равным α_1 . Для частиц, выходящих из фокуса под углом α_1 , Якобиан $D \approx 0$, т.к. $\frac{\alpha_1}{F} \frac{\partial F}{\partial \alpha_1} \approx \frac{P}{F} \frac{\partial F}{\partial P} \ll \frac{z_1}{F} \frac{\partial F}{\partial z_1} = 1$. При неизменной выходной поверхности, но при углах $\alpha \geq \alpha_1$ хроматические aberrации начнут возрастать, а скорость их роста будет определяться углом наклона ψ входного профиля линзы к образующей главной поверхности. Чем меньше угол ψ , тем медленнее растут aberrации, но тем больше путь частиц в материале входной стенки линзы.

Один из способов построения ахроматической линзы показан на рис. 3а. Для заданных на входной поверхности координат точки А, через которую проходят траектории частиц, выходящих из точки на оси мишени под углом $\alpha_{cp} = (\alpha_{min} + \alpha_{max})/2$, строится выходной профиль В-В, обеспечивающий выход на параллельные оси траектории частиц с разбросом по импульсам от $-\Delta p/P$ до $+\Delta p/P$. Затем по полученному участку выходной поверхности находятся координаты точек на входной поверхности для равновесных частиц, выходящих из фокуса под углами $\alpha \geq \alpha_{cp}$ (участок C-C). Из полученных точек достраивается в обе стороны выходная поверхность для частиц с $\Delta p/P < 0$ и $\Delta p/P > 0$, выходящих из мишени под углами $\alpha > \alpha_{cp}$ и $\alpha < \alpha_{cp}$ соответственно, по ней — участки входной поверхности для равновесных частиц и так далее для всего диапазона углов $\Delta\alpha$. В случае соединения входной и выходной поверхностей, что будет иметь место при достаточно больших величинах $-\Delta p/P$ или $\Delta\alpha$, входная поверхность для частиц с $\alpha < \alpha_{cp}$ будет выходной для частиц с $\alpha > \alpha_{cp}$ (см. рис. 3б, на примере которого ниже рассматривается другой, более наглядный способ построения профилей). Очевидно, что по мере удаления от углов α_{cp} хроматические aberrации будут возрастать, однако, при не очень больших значениях $\pm \Delta p/P$ они растут незначительно, поскольку для равновесных частиц безабберационная фокусировка обеспечивается во всем диапазоне углов собирания.

Вариант ахроматической линзы, построенной таким способом для углов $\alpha_{min} = 10^\circ$, $\alpha_{max} = 20^\circ$, $\alpha_{cp} = 15^\circ$ показан на рис. 3б. Исходные координаты точки для построения профилей $z_1 = 3,5$ см, $\mathcal{Z}_1 = 0$ равновесное значение импульса соответствует величине $\mathcal{V} = 10$, диапазон изменения параметра $\mathcal{V} = 6 \div 20$, т.е. импульс частиц или ток в линзе ($\mathcal{V} \sim P/I$) менялся более, чем в 3 раза. Основные размеры линзы: длина $L \sim 55$ см, $z_{min} \sim 2$ см, $z_{max} \sim 8,5$ см. В случае точечной мишени хроматические aberrации φ_p линзы вписываются в эмиттанс, соответствующий \mathcal{E}_3 (рис. 2б), значение $z_3 \sim 1$ см. Существенное значение величин φ_p объясняется тем, что при большом диапазоне изменения $\Delta p/P$ выходная поверхность на большой её длине является общей для частиц с различными импульсами и углами входа в линзу.

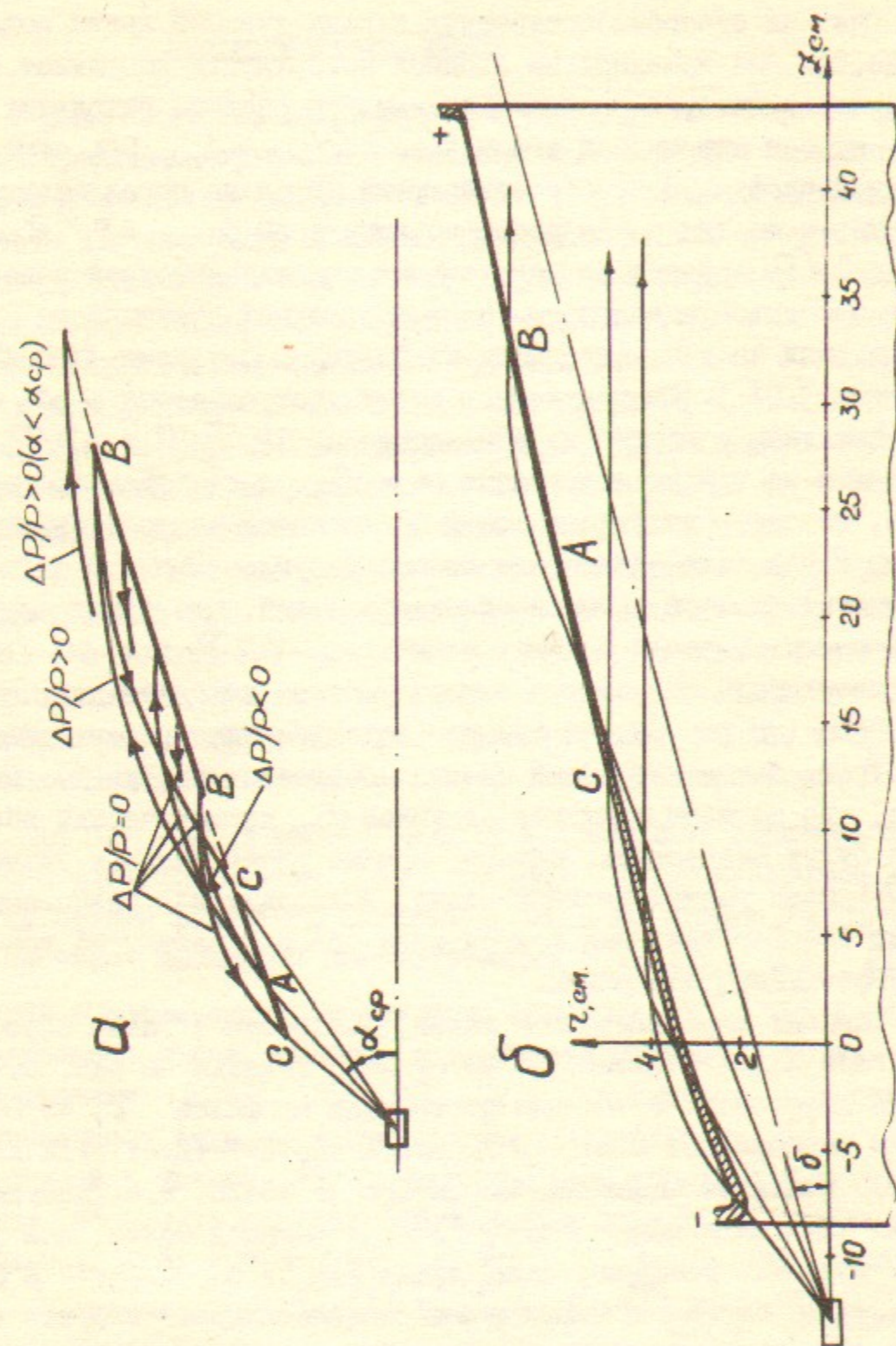


Рис.3

В большинстве случаев нет необходимости в сборке частиц с таким большим импульсным разбросом; кроме того, при

этом сравнительно велика длина линзы (при $\Delta p/P = \pm 20\%$, $L \approx 45$ см, $z_{max} \approx 7,5$ см). Поэтому оценки по проверке линзы на сборку частиц с длинных мишеней приводилась при $\Delta p/P = \pm 20\%$. При длине мишени $l = 4$ см линза собирает в E_3 при указанном разбросе $\Delta p/P$ около 90% частиц, причем величины абберационных углов при $\Delta p/P = \pm 20\%$ превышают углы при $\Delta p/P = 0$ лишь на $\sim 3\%$ (на $\sim 3\%$ возрастает и z_{max}).

Одно из основных преимуществ ахроматических линз состоит в том, что изменение в значительных пределах тока в линзе не приводит к существенному росту хроматических aberrаций (при этом лишь несколько меняется радиус пучка на выходе из линзы). Это позволяет уменьшить длительность импульсов тока до величин, соизмеримых с временем пролета сгустка падающих на мишень частиц, нет необходимости в формировании плоской вершины-столика синусоидальных импульсов и, тем более, в стабилизации импульсов тока, т.е. существенно упрощается генератор импульсов тока. Другая особенность ахроматической линзы — с увеличением угла сбора α_{max} сохраняется неизменным максимальный выходной размер линзы (при этом удлиняется выходная поверхность в районе минимальных координат выхода частиц, а также входная поверхность в области максимальных полей. В результате эффективнее используется магнитное поле: частицы с большими углами входа фокусируются и большим полем и, кроме того, одни и те же участки объема поля используются для фокусировки частиц с различными углами входа α (для равновесных траекторий в линзах типа рис.2а это не имеет места), что уменьшает рабочий объем поля и снижает энергоёмкость линзы. Основной недостаток линз — при небольших углах α сбора частиц мал угол наклона к оси выходного профиля линзы и рассеяния частиц в выходной стенке линзы оказывается существенным.

Рассмотренную выше ахроматическую линзу нельзя считать оптимальной, поскольку линза не проверялась по ряду параметров. Например, не исследовались оптические характеристики линзы при различных начальных углах α построения профилей, т.е. при $\alpha \neq \alpha_{cp}$. Можно, например, начать построение профилей с углов α_{min} . Для частиц с углом входа α_{min} (см. рис.3б, точка А) строится участок выходного профиля (АВ), обес-

печивающий выход на параллельные оси траектории частиц с импульсным интервалом от $-\Delta p/P$ до $+\Delta p/P$ (этот участок задает угол наклона профилю линзы). По этому участку строится участок входного профиля для равновесных частиц, выходящих из мишени под углами α_1 в пределах $\alpha_{min} < \alpha_1 \leq \alpha_{min} + \Delta\alpha_1$ (участок АС); теперь этот участок является выходным для частиц с углами $\alpha > \alpha_1$, по нему строится входная поверхность для равновесных частиц с углами выхода из мишени $\alpha_1 < \alpha_2 \leq \alpha_1 + \Delta\alpha_2$ и так далее для любого диапазона углов собирания. Не исследовалась также эффективность собирания частиц с длинных мишеней в случаях построения участков входного профиля не по траекториям частиц, выходящих из точки-фокуса, а по принципу $\alpha = \alpha(\ell)$ или $\alpha = const$ и др.

Как будет показано на примере линзы рис.4б, форма выходного профиля которой близка к профилю ахроматической линзы, абберационными углами, обусловленными рассеянием частиц во входной стенке (ниже эти углы обозначаются φ_θ) можно пренебречь, а основной вклад в приращение эмиттанса пучка вносит рассеяние частиц в выходной стенке. В указанной геометрии линзы и тока в ней 200 кА механические напряжения от радиальных нагрузок силами магнитного поля на координате $z_{max} \sim 8$ см не превысят величины $\sigma \sim 5$ кг/мм² при толщине стенки $h \sim 0,2$ мм. Линзы с минимальной толщиной стенки 0,2+0,3 мм (на диаметре ~ 6 см) были изготовлены и испытаны [4] при импульсных нагрузках, более чем в 100 раз превышающих силы поля в рассматриваемой линзе на указанном размере. С увеличением диаметра ухудшается устойчивость оболочки, однако такой значительный запас по силам нагружения позволяет надеяться на работоспособность линзы при толщинах стенок такого порядка в случаях запитки линзы короткими импульсами тока. При такой толщине оболочки пробег частиц в выходной стенке на максимальной координате не превысит 2 мм, что соответствует для алюминия при $E_\mu \sim 100$ МэВ углам $\theta \sim 2 \cdot 10^{-2}$ рад. В рассматриваемых линзах максимальные абберационные углы φ , обусловленные неточностью или немонахроматичностью источника, составляют $\varphi \sim 3,5 \cdot 10^{-2}$ рад. Сравнение средних квадратов углов дает: $\langle \theta^2 \rangle / \langle \varphi^2 \rangle \approx 0,3$, т.е. практически рассеянием можно пренебречь. Рассеяние в стенке толщиной 0,6 мм приведет к углам $\theta \sim \varphi$, а полные средне-

квадратичные абберационные углы составят $\sqrt{\langle \varphi^2 \rangle} \sim 5 \cdot 10^{-2}$ рад.

Использование ахроматических линз наиболее эффективно, когда необходимо отстроиться от фона вторичных частиц и потока первичных частиц, не проваимодействовавших с мишенью. Благодаря возможности обеспечения значительного осевого отверстия в линзе (при $\alpha_{min} \geq 10^\circ$) последнее условие удается в значительной степени выполнить путем поворота вокруг фокуса оси линзы относительно оси пучка первичных частиц (см.рис.3б). В результате на длине 0,5-1 м удастся сместить пучок вторичных частиц с оси падающего на мишень пучка. В случае изотропного выхода из мишени частиц в пределах суммы углов собирания $\alpha_{max} \sim 20^\circ$ и углов поворота δ величина N_ϵ слабо меняется при повороте оси вплоть до углов $\delta \sim \alpha_{cp}$. При этом с одной стороны от оси линзы с увеличением δ коэффициент k_ϵ собирания частиц, рождающихся под небольшими углами к оси мишени, растет (эквивалентный размер d_3 мишени уменьшается), с другой - падает (при собирании частиц, выходящих из мишени под углом $\pi/2$ величина d_3 максимальна и равна длине ℓ мишени, что имеет место, например, при $\delta = \alpha_{cp} = \pi/4$). По этой причине поворот осей приводит к появлению азимутальной неоднородности плотности распределения частиц в сформированном пучке. Степень неоднородности пучка возрастает с увеличением отношения длины мишени к её диаметру и падает с удалением входной поверхности линзы от мишени. При небольших величинах $\Delta\alpha$ максимальная неоднородность плотности пучка вторичных частиц имеет место при $|\delta| = \alpha_{cp} = \pi/4$ и при $|\delta| = \alpha_{cp} = \pi/2$.

Линзы для собирания частиц с длинных мишеней

Необходимость в использовании мишеней большой длины возникает, например, при больших интенсивностях пучков, когда большой нагрев мишеней из материалов с большой плотностью может приводить к их разрушению. В мишенях из легких материалов, например, бериллия, при прохождении пучка энерговыделение на единице длины значительно ниже. С другой стороны, при этом возрастают характерные длины ядерных взаимодействий, а потому увеличиваются и оптимальные, с точки зрения выхода вторичных частиц, длины мишеней.

Линза рис. 2а с длины мишени $\ell = 7$ см собирает в ξ_1 , около 60% равновесных частиц. При длинах $\ell > 7+10$ см способ построения профилей по траекториям частиц, выходящих из точки-фокуса в пределах углов $\Delta\alpha$ (обычный способ) не обеспечивает удовлетворительного собирания частиц со всей длины мишени. В этих случаях целесообразнее строить профили линз, как указывалось, обеспечивающие более или менее равномерное собирание частиц со всей длины мишени, например, строить профили по траекториям частиц, выходящих из различных точек по длине мишени под постоянным углом, скажем под углом $\alpha_{cp} = (\alpha_{min} + \alpha_{max})/2$. Такая линза не имеет главного фокуса, она представляет собой как бы совокупность линз, фокусы которых распределены вдоль оси мишени. Сравнение эффективностей собирания линзами, построенными двумя указанными способами проводилось на линзах с простейшей формой входной поверхности — прямые линии с углами наклона к оси $\beta = 5, 10$ и 15° , по которым строились соответствующие выходные поверхности. Общие параметры: $F = 24$ см, $\alpha_{min} = 10^\circ, \alpha_{max} = 20^\circ, z_{min} = 3,5$ см; значение константы $\delta = 10$, длина мишени $\ell = 7$ см. Сравнение проводилось по числу равновесных частиц, собранных линзой в аксептанс $\mathcal{E} \leq \pi \cdot 0,015$ см·рад. Длины токовых поверхностей в обоих случаях не ограничивались. Во всех трех случаях эффективность собирания линзой, построенной по α_{cp} , выше. С увеличением ℓ , уменьшением $\Delta\alpha$ и \mathcal{E} эффективность собирания такой линзой повышается по сравнению с линзой, построенной обычным способом. Последнее утверждение обусловлено следующим. При обычном способе построения профилей выбирается подходящее аналитическое представление формы входной поверхности и строится выходная для всего диапазона $\Delta\alpha$, т.е. профили линзы оказываются заданными практически на всей их длине из условия точности источника частиц. В случае построения профилей по условию, например, $\alpha = const$ вдоль длины мишени, каждому участку по длине мишени соответствуют свои участки профилей, поэтому, начав построение профилей для частиц, выходящих, к примеру, из начального участка мишени, можно последовательно придавать участкам линзы оптимальные углы наклона ($+\beta$ или $-\beta$), используя при этом простые аналитические представления (при небольших длинах менее существенно, будет ли этот участок представлен линией, параболой или эллипсом).

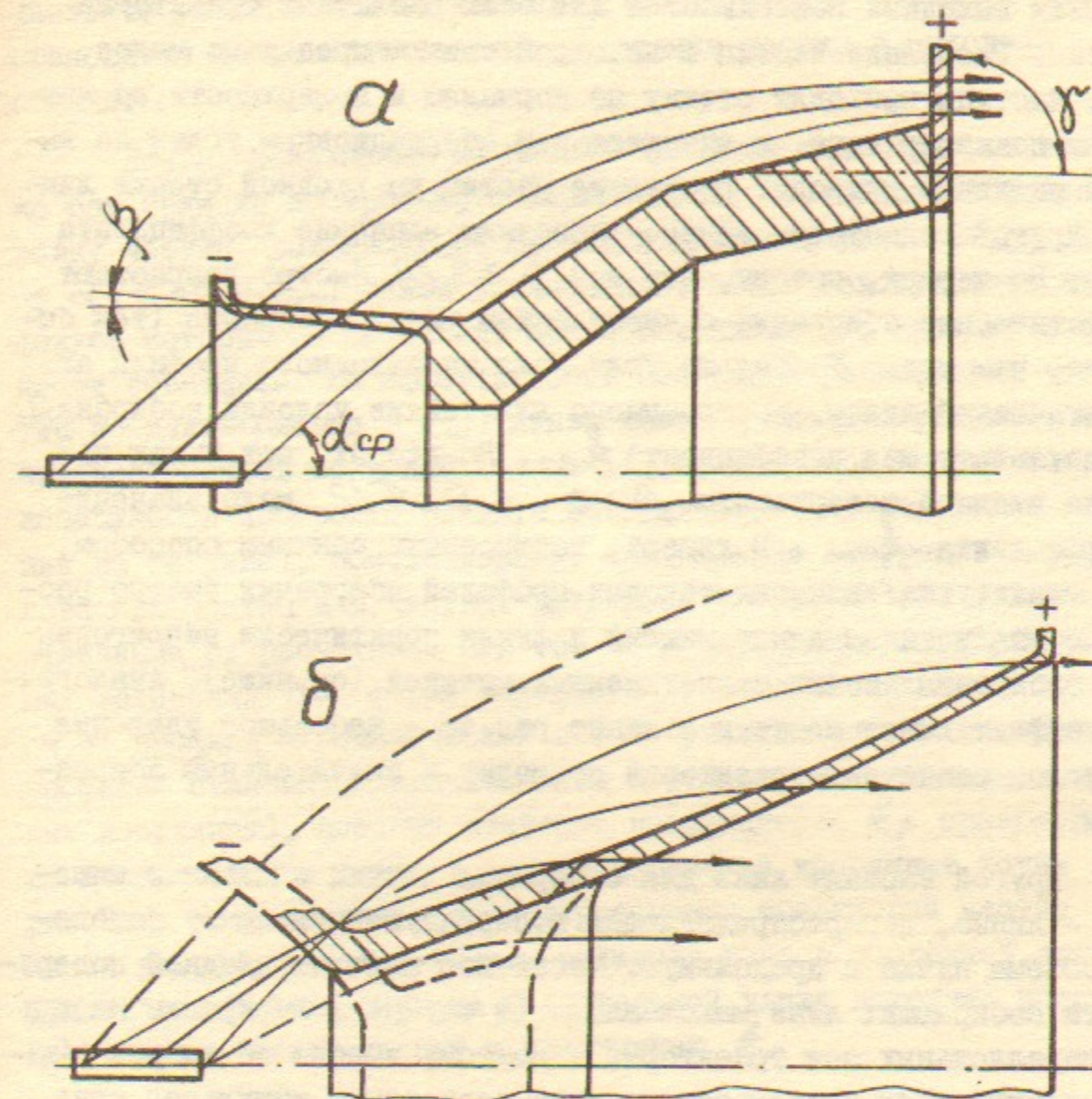


Рис. 4

Как указывалось, выбор оптимальных углов наклона профилей стенок линз к осям диктуется совокупностью требований, предъявляемых к линзе, независимо от способа построения профилей. Форма токовых поверхностей, показанных на рис. 4а, иллюстрирующем общий принцип построения профилей по углам $\alpha = const$, подчинена условиям минимального рассеяния частиц в выходной стенке и формирования кольцевого пучка с малой толщиной кольца Δz . На примере этой линзы попутно рассматриваются общие ограничения в выборе углов наклона профилей X-линз к оси. Малая толщина кольца Δz в линзе рис. 4а достигается путем сов-

мещения выходных поверхностей для всех расчетных траекторий частиц. Рассеяние частиц в выходной стенке предельно малое, т.к. частицы проходят стенку по нормальям к поверхности, но как будет показано ниже, к значительным абберационным углам на выходе из линзы приводит рассеяние частиц во входной стенке линзы. Другой недостаток линзы - невелико значение коэффициента k_e . Во-первых, потому, что при $\delta \geq \pi/2$ быстро возрастают хроматические абберации с увеличением углов собирания (тем быстрее, чем углы δ больше угла наклона выходного профиля ахроматической линзы, построенного для тех же условий собирания). В результате мал коэффициент k_p . Во-вторых, при углах наклона входной поверхности $\beta > 0$, а $\delta \geq \pi/2$ мало значение коэффициента k_w . В линзах, построенных обычным способом, при таких углах наклона токовых профилей абберации быстро растут с увеличением длины мишени и линзы практически непригодны для собирания частиц с протяженных мишеней (см. ниже). Аналогичный эффект имеет место и в линзе рис. 4а - небольшое удаление от углов расчетных траекторий приводит к значительным абберациям.

Другой вариант линз для собирания частиц с длинных мишеней - линза, перераспределяющая поперечную компоненту фазового объема пучка в продольную. Магнитное поле на входной поверхности собирающих линз максимально (в случае фокусировки частиц до параллельных оси траекторий), поэтому именно её нагрев обычно ограничивает предельную частоту следования импульсов тока, а следовательно и величину k_s . Снижение среднего нагрева стенок путем их утолщения приводит к возрастанию углов рассеяния в материале стенок. Частично это противоречие можно устранить, используя для изготовления стенок более легкие и прочные материалы с хорошей тепло-и электропроводностью или обеспечив проходение частицами стенок по траекториям, близким к нормальям к поверхностям. Первый способ ограничен отсутствием материалов, удовлетворяющих указанным требованиям. Выполнить второе условие для входной стенки можно, используя входную поверхность в виде сферы с радиусом, равным фокусному расстоянию. Однако в этом случае, при том же максимальном магнитном поле в линзе, сравнительно велика длина выходной поверхности и ра-

диальные размеры линзы (частицы с α_{max} входят в слабое поле), становится более существенным рассеяние частиц в выходной стенке.

Линза, показанная на рис. 4б (рисунок иллюстрирует только сам принцип построения поверхностей), обеспечивает фокусировку частиц, выходящих из мишени в пределах углов $\alpha_{min} \leq \alpha(l) \leq \alpha_{max}$. Линза представляет собой совокупность линз, фокусы которых распределены вдоль оси мишени, а входные поверхности совмещены. По эффективности собирания равновесных частиц по длине мишени (k_w) линза может несколько уступать линзе, построенной по углам $\alpha = const$, но при этом сохраняется возможность достроить входную поверхность (см. штриховые линии на рисунке), обеспечивающую минимальные абберации неравновесных частиц или частиц, выходящих из мишени под углами, отличными от расчетных. При тех же углах собирания и небольших величинах $\Delta\alpha$ форма выходного профиля несильно отличается от профиля ахроматической линзы (различие в углах наклона профилей становится значительным в области максимальных выходных координат), поэтому значение коэффициента k_p сравнительно велико. Более того, в случае равенства координат точки А рис. 3а с координатами точки пересечения траекторий частиц в линзе рис. 4б, удастся (путем снижения тока в последней линзе) практически совместить на значительной длине выходные поверхности линз, что приведет к увеличению k_p .

Обычно максимальный вклад в приращение эффективного эмиттанса пучка вносят периферийные частицы, входящие в линзу под углами $\alpha \sim \alpha_{max}$. Для этих траекторий рассеяние во входной стенке эквивалентно увеличению продольного и радиального размеров мишени на величины $\Delta l = \Delta z = z_1 [ctg \alpha - ctg(\alpha + \theta)]$. Как показано в работе [1], при $l \gg \Delta z$ абберационными углами, обусловленными приращением Δz , можно пренебречь. Поэтому для оценок достаточно исследовать траектории частиц в плоскости рисунка. Угол α_H отклонения частиц в магнитном поле пропорционален интегралу от напряженности поля H вдоль траектории частицы l $\alpha_H \sim \int H \cdot dl$. Чтобы обеспечить выход рассеянных частиц (или частиц, выходящих из мишени под углами расчетных траекторий) на параллельные оси траектории, необ-

ходимо повернуть частицы на углы $\alpha_H = \alpha + \theta$. Как видно из рис. 4б, рассеянная, например, на угол $\theta > 0$ частица на протяжении всей длины траектории находится в более слабом поле, чем нерассеянная частица. При равных длинах траекторий рассеянная частица не только не повернется на угол $\alpha_H = \alpha + \theta$, а её угол поворота окажется меньше α . В результате углы на выходе из линзы окажутся больше углов θ , т.е. $\varphi_\theta = \alpha - \alpha_H > \theta$. Но при этом увеличивается и радиальный размер и потому возрастает поперечная компонента эмиттанса пучка ($D > 1$). Этим и объясняется причина быстрого возрастания при углах $\delta \geq \pi/2$ (см. рис. 4а) aberrаций, обусловленных неточностью и монохроматичностью источника.

Профиль линзы, показанный на рис. 4б, обеспечивает соответствующие удлинения (или укорочения) траекторий рассеянных частиц, поворачивая их на углы $\alpha_H = \alpha + \theta$. При этом Якобиан преобразования поперечной компоненты эмиттанса пучка в продольную сохраняется равным нулю. Как видно из рисунка, траектории рассеянных частиц совпадают с расчетными траекториями, поэтому условие компенсации углов θ согласуется с условием собирания частиц по длине мишени. Такой способ снижения влияния рассеяния частиц во входной стенке на величины полных aberrационных углов на выходе из линзы отличается от способа, рассмотренного, например, в работах [4,5], где условие, когда рассеянием можно пренебречь, достигается путем приближения входной поверхности линзы к мишени. При этом фазовые углы, обусловленные разбросом координат в источнике, становятся больше углов рассеяния в стенках; однако, это не приводит к снижению величин aberrационных углов, вызванных рассеянием частиц. В рассматриваемой линзе достигается предельно малое значение самих величин aberrационных углов φ_θ , сводится к минимуму приращение поперечной компоненты эффективного эмиттанса пучка сфокусированных частиц за счет рассеяния.

На примере конкретной линзы можно оценить допустимую длину t пробега частиц во входной стенке. В рассматриваемых пределах углов собирания радиальная координата точки пересечения крайних траекторий частиц ($\alpha_{min} = 10^\circ$ и $\alpha_{max} = 20^\circ$) при длине мишени $l = 7$ см составляет $Z_1 \sim 2,4$ см. При $t = 2,5$ см

величина θ составит $\sim 5^\circ$ для мезонов с энергией ~ 100 МэВ. Очевидно, что для частиц с углами входа $\alpha \sim \alpha_{cp}$ такие величины θ приведут лишь к перераспределению частиц внутри фазового объема пучка. Наиболее существенным окажется рассеяние частиц с $\alpha \sim 20^\circ$, для которых величина Δl при $\theta = 5^\circ$ составит $\Delta l \sim 1,5$ см. Но, как видно, например, из рис. 2б, при малых величинах углов φ_θ (это обеспечивает форма профиля) приращение эффективного эмиттанса пучка будет небольшим, несмотря на приращение координаты Z_{max} (аналогично рассмотренной выше ахроматической линзе). В таких линзах более жестким оказывается ограничение, накладываемое приближением $l \gg \Delta Z$.

Таким образом, входная стенка линзы при минимальной её длине может быть выполнена достаточно толстой, что позволяет снизить её нагрев и увеличить величины коэффициентов K_f . При одинаковой радиальной координате частиц, входящих в линзу рис. 3б и 4б под углами $\alpha = \alpha_{cp}$, угол δ наклона к оси выходной поверхности линзы рис. 4б больше, чем линзы рис. 3б. Так при $Z_1 = 3,5$ см угол δ почти вдвое больше, что позволяет увеличить и толщину выходной стенки при тех же величинах пробега t в стенках. С другой стороны, возможность обеспечения большей механической прочности стенок линзы позволяет использовать более сильные магнитные поля, что особенно существенно в случаях задания сходимости пучка на выходе из линзы в фокус F_2 . При этом с уменьшением F_2 снижается приращение размера пучка в плоскости изображения за счет рассеяния частиц и в выходной стенке линзы.

III. Формирование кольцевых пучков вторичных частиц

В работах [5,7] решается задача собирания с мишеней и фокусировки π -мезонов с целью использования их для лучевой терапии; показано, что эффективность облучения повышается в случаях использования конвергентных пучков. Малое время жизни π -мезонов низких энергий ограничивает длину их траекторий величиной ~ 10 м. Использование же короткофокусной оптики затруднено из-за высокого уровня фона вторичных частиц за мишенью, а также из-за наличия первичных частиц высоких энергий, не взаимодействовавших с мишенью. Целью этой части работы

был поиск способов собирания с мишеней и формирования кольцевых пучков вторичных частиц.

Строго говоря, если не собираются частицы в диапазоне углов $0 < \alpha < \alpha_{min}$, пучок уже в какой-то степени кольцевой. Задавая сходимость пучка на выходе или используя для этого вторую линзу, можно сфокусировать вторичный пучок на объект. Однако при обычных способах фокусировки сравнительно велики толщины кольца ΔZ , длины токовых оболочек, а потому велики энергоёмкость линз, тепловыделение в стенках. Это не позволяет обеспечить углы сходимости существенно больше углов собирания, а также не полностью решается задача освобождения от фона частиц. В работе /7/ углы собирания и углы сходимости пучка вторичных частиц равны $\sim \pi/2$. Для обеспечения таких углов с помощью только X-линз потребовались бы весьма энергоёмкие линзы. При достаточных интенсивностях пучков аналогичную задачу, но при меньших углах собирания и сходимости, можно решить, используя дублеты или триплеты X-линз.

Два варианта фокусировки частиц с помощью дублетов, в принципе аналогичных описанным выше, показаны на рис.5. В первых по ходу пучка линзах дублетов наибольшие углы поворота частиц равны $\alpha_H \sim \Delta\alpha \sim 10^\circ$, т.е. примерно вдвое меньше углов поворота α_{max} в описанных выше линзах, поэтому меньше размеры и энергоёмкость линз. Что касается вторых, фокусирующих линз, то на их входе пучок уже небольшой толщины ΔZ , малы длины тонкостенных оболочек, частицы пересекают стенки под углами, близкими к прямому. В результате многогерцевая работа последних линз может быть обеспечена при значительно больших токах в них. Преимущество дублета с двумя фокусирующими линзами (рис.5а) — углы входа во вторую фокусирующую линзу минимальны, они $\sim \alpha_{min}$ (в дублете рис.5б углы $\alpha_H \sim \alpha_{max}$), что позволяет обеспечить большие углы поворота пучка по сравнению с дублетом рис.5б при тех же магнитных полях и длинах фокусирующих линз. Основной недостаток первого дублета — по причине больших длин пробега частиц во входной стенке линзы рассеяния частиц в ней приводит к значительному увеличению эмиттанса пучка (случай, когда угол $\delta \sim \pi/2$, см. рис.4а). В случае длинной мишени первую линзу можно построить по принципу линзы рис.4б, но

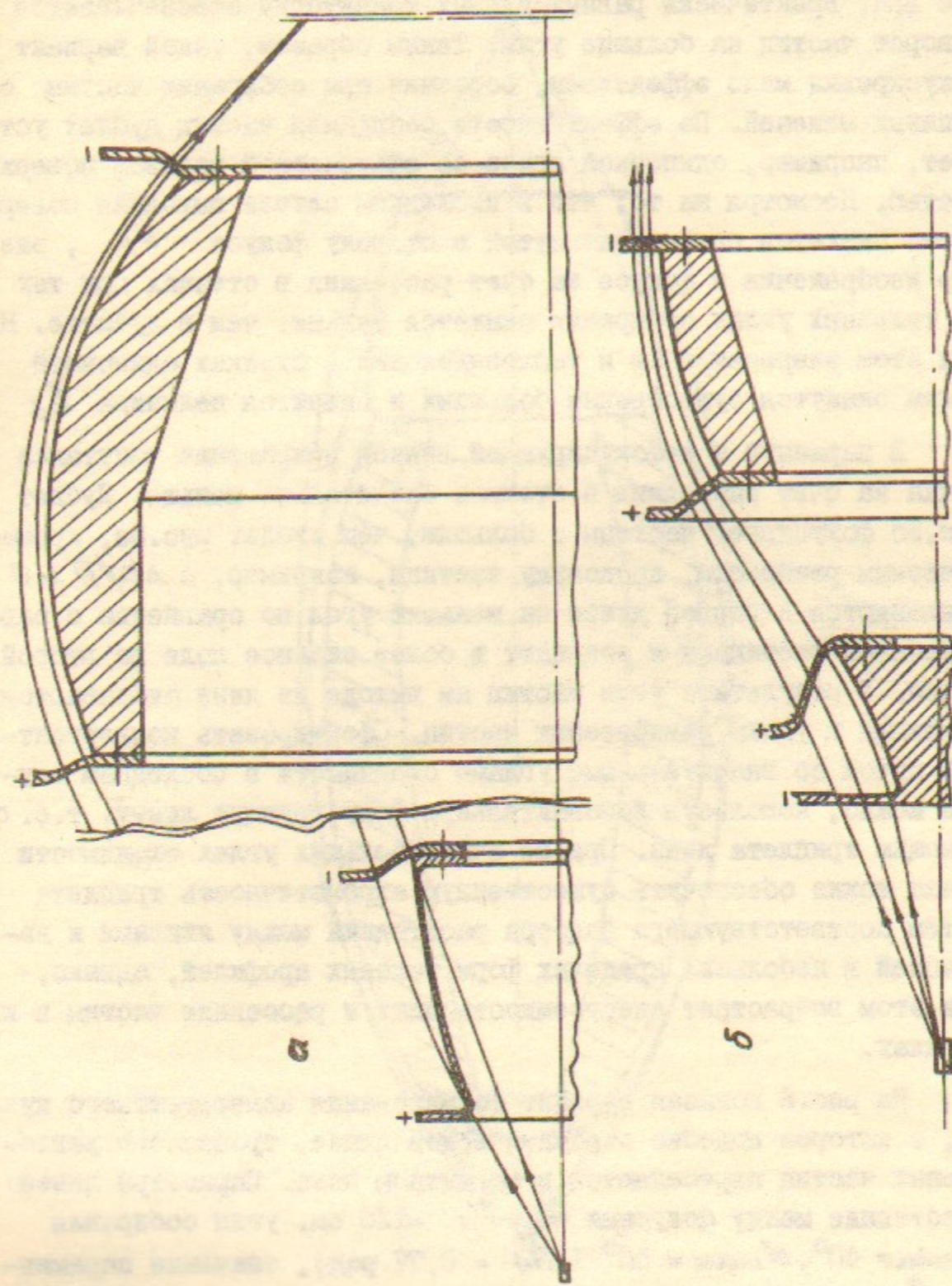


Рис.5

при этом возрастает путь пробега частиц в выходной стенке, приводя к большим величинам абберационных углов во второй линзе, где при, практически равных длинах траекторий обеспечивается поворот частиц на большие углы. Таким образом, такой вариант фокусировки мало эффективен, особенно при собирании частиц с длинных мишеней. По эффективности собирания частиц дублет уступает, например, одиночной линзе со сферической входной поверхностью. Несмотря на то, что в последнем случае выходная поверхность окажется сильно вытянутой в сторону фокуса F_2 , размер изображения в фокусе за счет рассеяния в стенках при тех же телесных углах собирания окажется меньше, чем в дублете. Но при этом энергоемкость и тепловыделение в стенках одиночной линзы окажутся существенно большими и снизится величина k_f .

В варианте с дефокусирующей линзой приращение эмиттанса пучка за счет рассеяния в стенках значительно меньше. Дублет рис.5б фокусирует частицы с большим, чем дублет рис.5а, хроматическим разбросом, поскольку частицы, например, с $\Delta p/p > 0$, отклоняются в первой линзе на меньший угол по сравнению с равновесными частицами и попадают в более сильное поле во второй линзе. В результате углы частиц на выходе из линз оказываются близкими к углам равновесных частиц. Сформировать конвергентный пучок со значительными углами сходимости в последнем случае можно, используя дополнительную фокусирующую линзу, т.е. с помощью триплета линз. При не очень больших углах сходимости пучка можно обеспечить существенную ахроматичность триплета путем соответствующего подбора расстояний между линзами и вариацией в небольших пределах форм токовых профилей, однако, при этом возрастает энергоемкость линз и рассеяние частиц в их стенках.

На рис.6 показан вариант формирования конвергентного пучка, в котором подобно ахроматической линзе, траектории равновесных частиц пересекаются в магнитном поле. Параметры линз: расстояние между фокусами $F_2 - F_1 = 120$ см, углы собирания $\alpha_{min} = 40^\circ$, $\alpha_{max} = 50^\circ$ ($\Delta \omega = 0,77$ рад), значение параметра $\beta = 5$. Минимальная и максимальная координаты траекторий равновесных частиц в магнитном поле: $r_{min} = 3,3$ см ($\alpha = 50^\circ$), $r_{max} = 21$ см, наибольший угол сходимости пучка в фокус F_2 $\psi = 30^\circ$.

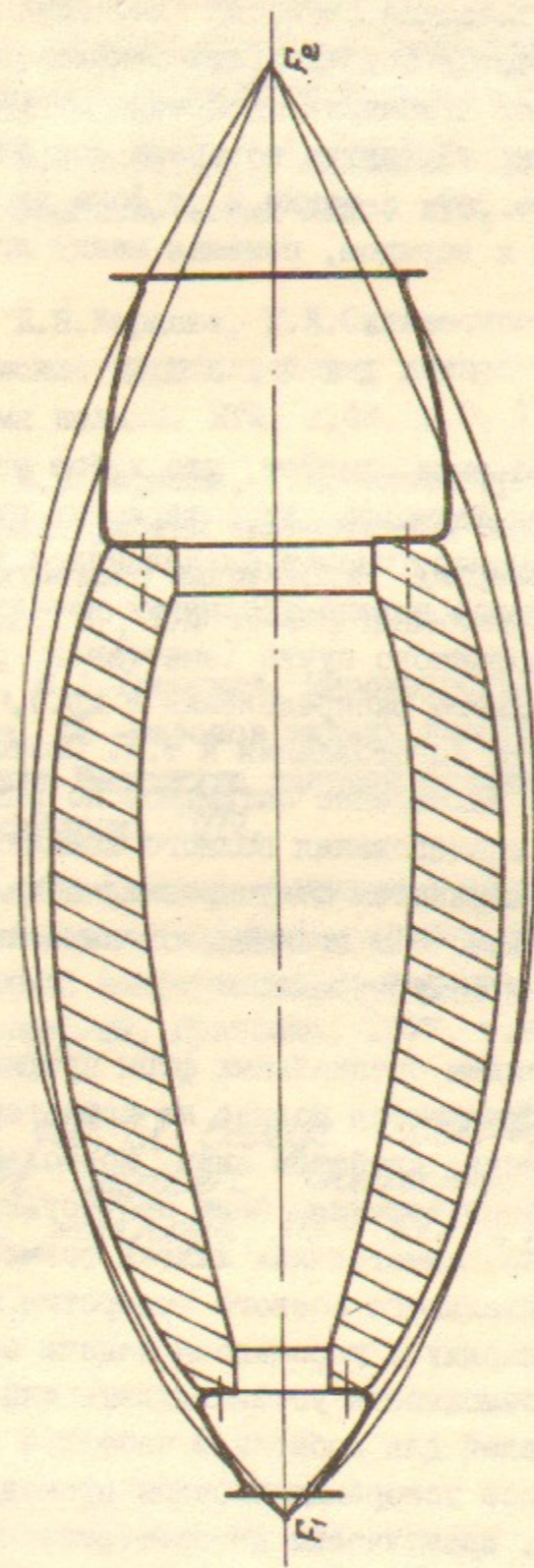


Рис.6

Более подробно оптические свойства описанных выше линз и их комбинаций предполагается опубликовать отдельно. Такие варианты фокусировки позволяют в значительной мере отстроиться не только от частиц высоких энергий (путем поворота оси линз относительно оси мишени, см. рис. 3б), а также и от фона вторичных частиц с другими энергиями и зарядом, помещая между линзами поглощающий материал /5/.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из описанного выше следует, что выбор способов фокусировки зависит от ряда факторов: характеристик пучка первичных частиц (энергии, размеров, частот следования и др.), размеров мишени, энергии и углов выхода вторичных частиц, требований к параметрам сфокусированного пучка (эмиттанса, разброса по импульсам, пространственного распределения и др.), фокусных расстояний, технологичности изготовления и т.д. Поэтому целью работы не преследовалось нахождение оптимумов по ряду параметров, не ставилась задача исследования полного комплекса оптических свойств /1/ всех вариантов фокусировки, а на конкретных примерах проверялся только сам принцип, оценивались возможности предлагаемых вариантов фокусировки.

С использованием специальных форм профилей токовых поверхностей линз обнаруживаются новые, не характерные для других фокусирующих устройств, свойства линз, позволяющие повысить эффективность их использования. Факт отсутствия магнитного поля на оси в аксиально симметричных линзах совместно с возможностью обеспечения значительного осевого отверстия в рассматриваемых вариантах линз, наряду с упрощением задачи освобождения от фона частиц дает возможность устанавливать линзы на линейных промежутках ускорителей для сбора частиц с внутренних мишеней. При этом в процессе ускорения частицы проходят через осевые отверстия в линзах, практически не претерпевая возмущений.

В заключение хочется выразить признательность Г.И.Сильвестрову за предложенную тему, полезные обсуждения и ценные замечания, В.И.Купчику за помощь в ознакомлении с операционной системой GEORGE-3.

Л и т е р а т у р а

1. Т.А.Всеволожская, Г.И.Сильвестров. Оптические свойства светосильных параболических линз. ЖТФ, т.43, в.1, 1973, с.61.
2. Г.С.Виллевалд, В.Н.Карасюк, Г.И.Сильвестров. Тепловой режим напряженных параболических линз. ЖТФ, т.48, в.4, 1978, с.789.
3. Г.С.Виллевалд, В.Н.Карасюк, Г.И.Сильвестров. Экспериментальное исследование параболических линз с предельно допустимыми магнитными полями. ЖТФ, т.48, в.3, 1978, с.566.
4. Г.С.Виллевалд, В.Н.Карасюк, Г.И.Сильвестров. Исследование механических характеристик сверхточных параболических линз в режимах динамического нагружения. Препринт Института ядерной физики СО АН СССР, ИЯФ 75-98, Новосибирск, 1975.
5. Г.И.Сильвестров, В.А.Тамурский. Широкоугольная магнитная линза для собирания π -мезонов низких энергий в телесном угле 10 ср. Препринт Института ядерной физики СО АН СССР, ИЯФ 77-28, Новосибирск, 1977.
6. Б.Ф.Баянов и др. Светосильная оптика с большими магнитными полями для эффективного получения пучков вторичных частиц. Тр. X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий, Протвино, 1977, т.2, Серпухов, 1977, с.103.
7. D. Boyd and al. A large acceptance pion channel for cancer therapy. Nuclear instr. and methods, 111 (1973), p. 315.