

31/III-65

С 3450

В-124

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

2261



ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

В.А. Вагин, В.И. Котов, А.В. Самойлов, А.М. Фролов

ДОСТИЖЕНИЯ В ОБЛАСТИ СЕПАРАЦИИ
ЧАСТИЦ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1965

В.А. Вагия, В.И. Котов, А.В. Самойлов, А.М. Фролов

ДОСТИЖЕНИЯ В ОБЛАСТИ СЕПАРАЦИИ
ЧАСТИЦ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ



35/5/1 чр.

В в е д е н и е

Каналы чистых пучков заряженных частиц стали неотъемлемой частью любого крупного ускорителя. Однако к настоящему времени можно считать освоенным с точки зрения сепарации вторичных частиц диапазон импульсов лишь до 10 Гэв/с. В связи со строительством более мощных ускорителей (например, серпуховского протонного синхротрона на энергию 70 Гэв) и проектированием установок на энергии протонов до 1000 Гэв возникает необходимость в получении сепарированных пучков в более широком интервале импульсов (до сотен Гэв/с). Благодаря данному обстоятельству и требованиям, выдвигаемым физиками, происходит непрерывное усовершенствование существующих и интенсивное развитие новых методов сепарации.

В настоящее время наибольшую распространенность в силу своей универсальности и относительной простоты получил электростатический метод сепарации. Однако область его применения весьма ограничена. Этот метод, даже с учетом последних достижений экспериментальной техники, по-видимому, будет использоваться преимущественно для частиц с импульсами до 10 Гэв/с. Продвинуться в область импульсов в десятки, а может быть, и сотни Гэв/с можно надеяться с помощью высокочастотных методов сепарации. Определенную уверенность в этом отношении вселяет успех, достигнутый в ЦЕРН е по запуску канала с высокочастотной сепарацией К-мезонов с импульсом 10 Гэв/с /1/.

В данной работе дается обзор достижений в области сепарации заряженных частиц и проводится анализ направлений, по которым идет усовершенствование и развитие различных методов. Наша задача существенно облегчается тем, что физические принципы, положенные в основу методов сепарации, подробно разобраны и систематизированы в работе /2/ и на их изложении можно не останавливаться.

1. Состав вторичных лучков и ожидаемые интенсивности

Для проектирования каналов транспортировки пучков необходимо знать совокупность параметров, рождающихся на мишени частиц. Проведенные в ЦЕРН в Брукхейвене и Беркли эксперименты по определению спектров и выходов вторичных частиц при энергиях ускоренных протонов до 30 Гэв, а также исследования, выполненные с космическими лучами при существенно больших энергиях, позволяют сформулировать некоторые общие закономерности и экстраполировать данные по выходам и спектрам вторичных частиц в область энергий сотни Гэв. Такая экстраполяция была проведена методом, предложенным Коккоки^{1/4/}. Анализ экспериментальных данных показывает, что $\approx 80\%$ всех рождающихся вторичных частиц составляют π -мезоны, а на долю К-мезонов, антипротонов и гиперонов приходится меньше 20%. При этом для энергий ускоренных протонов $E_1 > 30$ Гэв ожидаемые отношения К-мезонов и антипротонов к π -мезонам будут равны:

$$K^+ / \pi^+ \approx 0,1 - 0,2 ; \quad K^- / \pi^- \approx 0,1 ; \quad \bar{p} / \pi^- \approx 0,01.$$

Далее можно найти одну из важнейших характеристик любого оптического канала - его прозрачность. Под прозрачностью канала длиной L понимается величина $G = \Delta p \Delta \Omega e^{-L/L_{рас}}$, равная отношению числа частиц данного сорта в конце канала к числу частиц того же сорта, рожденных на мишени в единичных телесном угле и интервале импульсов. При этом через $\Delta \Omega$ обозначен выделяемый телесный угол, через Δp - выделяемый интервал импульсов частиц, а через $L_{рас}$ - распадная длина нестабильных частиц, определяемая соотношением

$$L_{рас} = \frac{\tau \rho c^2}{E_0},$$

где τ - время жизни частицы и E_0 - ее энергия покоя.

Если обозначить минимальное число частиц нужного сорта на выходе канала через n_0 , то минимальная величина $G_{мин}$ будет равна:

$$G_{мин} = \frac{n_0}{\frac{d^2 \sigma}{dp d\Omega} \frac{I \epsilon}{\sigma_{in}}}, \quad (2)$$

где $\frac{d^2 \sigma}{dp d\Omega}$ - сечение рождения на один взаимодействующий протон в единичных телесном угле и интервале импульсов, I - число ускоренных в цикле протонов, ϵ - эффективность взаимодействия пучка протонов с мишенью, σ_{in} - полное сечение неупругого взаимодействия протон-ядро, которое, например, для бериллиевой мишени равно ≈ 120 мб.

На рисунках 1, 2, 3 приведены графики $G_{мин}$ для антипротонов π^- и K^- -ме-

зонов, рожденных на бериллиевой мишени при $\epsilon = -0,5$, энергии ускоренных протонов $E_i = 70$ Гэв, интенсивности $I = 2 \cdot 10^{11}$ и $\rho_0 = 10$. В соответствии с таблицей 1 каналы для K^- -мезонов с импульсами до $4 \div 6$ Гэв/с (Брукхейвен, ЦЕРН) имеют $G = 1$, в пределах от нескольких десятых долей до нескольких единиц. Принимая $G = 1$, из рис. 2 получим, что для обеспечения на конце канала не менее 10 K^- -мезонов их импульсы для угла рождения 10° не должны превышать величины 6,5 Гэв/с, для угла 5° — соответственно 15 Гэв/с и, наконец, для угла 2° они должны быть порядка 32,5 Гэв/с. Аналогично для антипротонов в тех же каналах G колеблется от нескольких десятков до сотен. Если принять $G = 80$, то на конце канала можно иметь не менее 10 антипротонов (см. рис. 3) при импульсах от 15 Гэв/с (угол рождения 10°), до 25 Гэв/с при угле 5° и соответственно до 45 Гэв/с при угле 2° . Столь резкая зависимость максимального импульса от угла рождения связана с тем, что угловой растров конуса, в котором летит половина всех образующихся частиц при энергии $E_i = 70$ Гэв, составляет $\approx (3 \div 4)^\circ$.

Из проведенного качественного анализа следует, во-первых, что с увеличением энергии ускоренных протонов необходимо стремиться к работе со вторичными частицами, рожденными под углами, близкими к 0° и, во-вторых, существующий уровень техники транспортировки пучков может служить основой для создания каналов с необходимыми параметрами в широком интервале импульсов вторичных частиц, по крайней мере при энергии ускоренных протонов 70 Гэв.

2. Электростатические сепараторы

В настоящее время электростатические сепараторы стали уже классическими и в силу своей универсальности наиболее распространенными в интервале импульсов вторичных частиц до 8 Гэв/с. В таблице 1 приведены параметры большинства каналов чистых пучков, в которых используется этот метод. Как видно из таблицы, в области малых импульсов применяется чаще всего одноступенчатая схема сепарации, а в области больших импульсов — двухступенчатая.

Для K^- -мезонов длина каналов с одноступенчатой сепарацией колеблется в пределах от 17 до 40 м, а длина каналов с двухступенчатой сепарацией составляет $80 \div 140$ м в области импульсов K^- -мезонов ($3,5 \div 6$) Гэв/с. Такое увеличение длины каналов для распадных частиц находится в пределах допустимого, так как распадная длина растет пропорционально импульсу (см. формулу (1)). Чистота пучка, обеспечиваемая каналами с одноступенчатой сепарацией, колеблется от 10% до 70%, а в двухступенчатой схеме достигает 85–100%.

Вторичные частицы, поступающие в канал, берутся по отношению к направлению движения первичных протонов под углами от 0° до 19° . Выделяемые телесные углы для всех каналов лежат в пределах $(10^{-5} \div 10^{-3})$ стеррад. Импульсный интервал $\Delta p/p$ пропускаемый каналами, составляет $\pm (0,25\% \div 2,5\%)$. Выделение нужного интервала импульсов проводится с помощью отклоняющих магнитов, причем предварительный анализ по импульсам часто осуществляется полем самого ускорителя, если мишень расположена в области магнитного поля, или рассеянными полями, когда их нельзя миновать.

Используемые в каналах чистых пучков сепараторы делаются двух типов: со скрещенными электрическим и магнитным полями и без магнитного поля. Магнитное поле в сепараторах первого типа компенсирует отклонение частиц нужного сорта от оси. В сепараторах второго типа для компенсации отклонения используются специальные магниты. Эта система более проста, но несколько усложняет наладку канала по сравнению с первой системой и в некоторых случаях требует излома пластин между секциями, что приводит к увеличению аббераций в самих сепараторах. Во всех лабораториях сепараторы собираются из секций длиной $(5 \div 10)$ м, что определяется возможностью обеспечить необходимую юстировку межэлектродного зазора. Расстояние между электродами составляет $(5 \div 10)$ см, и в последних конструкциях его стараются делать регулируемым.

Почти все действующие и проектируемые сепараторы работают при напряжениях между электродами (электроды из нержавеющей стали) порядка $(350 \div 450)$ кв.

Последние эксперименты, проведенные в Беркли и повторенные в ЦЕРН на моделях сепараторов со стеклянным подогреваемым катодом и анодом из нержавеющей стали, показали, что на зазоре 5 см возможно поддерживать напряжения до 600 кв^{/23/}. На моделях сепараторов ЦЕРН'а с оксидированным катодом из алюминия и анодом из нержавеющей стали получены следующие результаты^{/23/}:

зазор 10 см – напряжение $(500 \div 600)$ кв,

зазор 14 см – напряжение $(700 \div 740)$ кв,

зазор 7 см – напряжение до 770 кв.

При этом наблюдается всего лишь несколько разрядов в час, даже после 10^5 пробоев.

Достигнутые сейчас пробивные напряжения на зазоре 5 см составляют примерно 820 кв. В недалеком будущем, по-видимому, можно надеяться получить рабочие напряжения в сепараторах до 1 Мв.

Для обеспечения хорошей очистки пучков в области больших импульсов допуски на изготовление сепараторов и однородность отклоняющих полей резко возрастают. Так,

например, в Аргонском сепараторе ^{/17/} при длине одной ступени 18 м стремятся выдержать параллельность пластин с точностью $\approx 0,03$ мм и однородность и стабильность полей с точностью $\pm 0,05\%$.

Достаточно быстрое распространение электростатических сепараторов на сравнительно широкий интервал импульсов вторичных частиц связано в первую очередь с кардинальным улучшением качества магнитной оптики каналов, а не с совершенствованием самих сепараторов. Более того, интенсивная работа по улучшению параметров самих сепараторов стимулируется именно тем, что качество оптики каналов в настоящее время доведено почти до практического предела. Совершенствование оптики проводилось по линии создания линз и магнитов с хорошей стабильностью систем питания и с минимальными неоднородностями магнитных полей (разд. 4), разработки более совершенных оптических схем, применения корректирующих магнитных элементов для ахроматизации оптических систем, использования "косых щелей" для снижения влияния хроматических aberrаций. Немаловажную роль при этом сыграло создание универсальных оптимизирующих программ для расчета оптики канала на электронно-вычислительных машинах. Наличие программ дало возможность перейти к современному, целиком автоматизированному и быстрому обсчету почти любой выбранной оптической схемы с ее оптимизацией.

В качестве примера нового решения оптической системы, предназначенной для сепарации К-мезонов с импульсом до 8 Гэв/с, приведем схему Аргонского канала с двухступенчатой сепарацией ^{/17/} (см. рис. 4). Для этой системы характерна симметрия обеих ступеней канала относительно первой "массовой щели", что облегчает расчет и наладку канала. В каждой ступени используются электростатические сепараторы со скрещенными электростатическим и магнитным полями. Анализ частиц по импульсам в первой ступени осуществляется двумя магнитами B_1 и B_2 . Выделение нужного импульсного интервала $\Delta p/p = \pm 1\%$ производится с помощью коллиматора, расположенного между квадруполями Q_3 и Q_4 . Дублет линз $Q_1 - Q_2$ формирует в вертикальной плоскости (плоскость сепарации частиц) параллельный пучок между пластинами сепаратора, а в горизонтальной плоскости дает изображение мишени на импульсном коллиматоре.

Дублет линз $Q_3 - Q_4$ формирует изображение мишени в вертикальной плоскости на массовой щели K_1 , а в горизонтальной плоскости фокусирует в то же место источник, соответствующий центральным лучам различного импульса и расположенный в центре отклоняющих магнитов (см. рис. 4 в).

Квадруполи Q_5 и Q_6 обеспечивают переход от одной ступени канала к другой, симметричной первой. Компенсация дисперсии для выделенного импульсного интервала осуществляется магнитами B_3 и B_4 . Для уменьшения хроматических aberrаций

в плоскости сепарации предполагается использовать шестипольные линзы. Абберационные же эффекты, вызываемые рассеянными полями квадруполов, будут устраняться с помощью октупольных линз, размещаемых между квадрупольными каждого дублета.

Использование шестипольных линз - не единственный способ борьбы с хроматическими абберациями. В последнее время для уменьшения влияния этих аббераций на качество разделения частиц по массам, начал применяться так называемый метод "косых щелей"^{/17/}, состоящий в следующем. При разбросе частиц по импульсам изображения источников, соответствующих различным импульсам, будут представлять в первом приближении в горизонтальной плоскости прямую линию, наклоненную к оси канала под некоторым углом. В этой же плоскости изображения, обусловленные вертикальной фокусировкой, будут располагаться на другой прямой линии, не совпадающей с первой.

Если подбором параметров оптических элементов эти две линии совместить и поставить массовую щель наклонно к оси канала так, чтобы ее образующая была параллельна изображению, а геометрия "щек" повторяла геометрию граничных траекторий в обеих плоскостях, то влияние хроматических аббераций в такой системе будет сведено к минимуму. Применение этого метода в Беркли^{/17/} позволило при сохранении высокой степени очистки пучка провести через канал частицы со значительным разбросом по импульсам ($\pm 2\%$). Отсюда ясно, что описанный метод устранения влияния хроматических аббераций особенно ценен, когда выход вторичных частиц сравнительно мал (например, при энергии ускоренных протонов до 10 Гэв) и, следовательно, общее их число в канале можно увеличить, расширяя пропускемый интервал импульсов.

3. Высокочастотные методы сепарации

После успешного запуска сепаратора ЦЕРН высокочастотные методы сепарации из области прогнозов перешли в сферу реальных средств, с помощью которых, по-видимому, будет осваиваться диапазон энергий до сотен Гэв. Методы в.ч. сепарации довольно разнообразны, и каждый из них может оказаться полезным для ускорителя того или иного типа. Так, для станфордского двухмиллионного линейного ускорителя наиболее целесообразным является в.ч. сепаратор с одной отклоняющей системой в виде волновода на бегущей волне с частотой, равной рабочей частоте ускорителя (2856 МГц).

Поскольку высокочастотная структура пучка представляет собой периодически следующие со скважностью ($60 \div 70$) короткие сгустки частиц, то база пролета между мишенью и отклоняющим волноводом выбирается такой, чтобы разность фаз между фоновыми и полезными частицами на входе в волновод была равна π по отношению к рабочей длине волны. Аналогичная схема может быть применена и для слабо-

фокусирующего протонного синхротрона. В данном случае необходимая в.ч. структура вторичного пучка создается путем перезахвата ускоренных протонов в режим ускорения на высокой кратности и последующим специальным режимом наведения пучка на мишень. Такой принцип был предложен и реализуется на синхрофазотроне ОИЯИ^{/21/}. В качестве отклоняющей системы здесь используется не волновод, а система сфазированных резонаторов специальной формы.

Для сильнофокусирующих протонных синхротронов с энергией 30 Гэв и более этот метод мало пригоден. Действительно, для получения минимальной базы пролета необходимо выбрать как можно более высокую рабочую частоту сепаратора. Минимальная длина волны $\lambda_{\text{мин}}$ в данном методе определяется сечением эффективной области вакуумной камеры $S_{\text{эф}}$. Чтобы исключить возможность излучения (растекания) в.ч. мощности в камеру ускорителя, сечения внутренних полостей резонаторов системы кратного ускорения должны быть запредельными по отношению к нижней моде H_{01} на рабочей длине волны. С другой стороны, во избежание потерь ускоряемых частиц резонаторы не должны уменьшать рабочую область камеры ускорителя $S_{\text{эф}}$. Так, например, для серпуховского ускорителя $S_{\text{эф}} = 11,5 \times 17 \text{ см}^2$ и, следовательно, $\lambda_{\text{мин}} \approx 35 \text{ см}$, а кратность $q_{\text{макс}} = 4 \cdot 10^3$. Чтобы обеспечить при этом эффективный перезахват частиц в режим кратного ускорения, необходимо иметь суммарную амплитуду ускоряющего напряжения $\approx (5 \div 10) \text{ Мв}$. В свою очередь, это потребует размещения по периметру ускорителя значительного числа резонаторов с точной фазировкой их относительно друг друга. В результате получаем громоздкую, в высшей степени привязанную к ускорителю систему.

Другим серьезным недостатком рассматриваемого метода с точки зрения работы пузырьковых камер является относительно большая длительность в.ч. импульса такого сепаратора ($\approx 10 \text{ мсек}$), обусловленная спецификой режима наведения ускоренного пучка на мишень.

Более пригодной для таких ускорителей является схема Пановского-Шенелла^{/23/}. В соответствии с этим принципом сепаратор состоит из двух или трех отклоняющих в.ч. секций и не требует предварительной группировки ускоренного пучка в короткие сгустки. В январе 1965 г. подобный сепаратор был запущен в ЦЕРН е. Напомним кратко его схему (см. рис. 5) и на примере этой установки поясним принцип действия данного метода сепарации.

Высокочастотный сепаратор размещен в Восточном экспериментальном зале протонного синхротрона ЦЕРН а и представляет собой составную часть канала O_2 ^{/18/}. Другой частью этого канала служит электростатический сепаратор, на описании которого мы останавливаться не будем. Для получения необходимого пучка вторичных частиц

мишень располагается внутри магнитного блока в таком положении, что при энергии ускоренных протонов 25 Гэв попадают в канал отрицательно заряженные вторичные частицы с импульсом 8 Гэв/с, рожденные под нулевым углом, и этот угол возрастает до $3,8^\circ$ для частиц с импульсом 20 Гэв/с. При этом мишень может размещаться в четырех фиксированных точках по азимуту, а радиальное положение ее в каждой из точек может меняться на 3 см. Наведение ускоренного пучка на мишень происходит за один оборот с помощью "хикерного" магнита. Общая длина канала составляет 178 м, и в нем используются стандартные квадрупольные линзы и отклоняющие магниты ЦЕРН а (см. табл. 4 и 5). Поперечные размеры пучка в любом сечении канала не превышают 10 см.

Вторичные частицы, рожденные на мишени, проходят вначале внутри железной трубы, которая экранирует их от действия рассеянного поля последующего магнитного блока ускорителя. Вертикальный и горизонтальный коллиматоры K_1 , K_2 выделяют необходимый телесный угол $\Delta\Omega$. Триплет квадрупольных линз Q_1 , Q_2 и Q_3 фокусирует пучок в центр коллиматоров K_3 и K_4 соответственно по горизонтали и вертикали. Отклоняющие магниты M_1 и M_2 осуществляют импульсный анализ пучка в горизонтальной плоскости. Следующая за коллиматором K_4 оптическая система (линзы Q_4, Q_5, Q_6, Q_7 и магниты M_3, M_4) устраняет дисперсию пучка и формирует изображение в центре первого волновода. Между первым и вторым волноводами размещается симметричный четверт линз Q_8, Q_9, Q_{10}, Q_{11} , который передает изображение из центра первого волновода во второй. Волноводы находятся друг от друга на расстоянии, равном

$$L = \frac{\lambda (pc)^2}{E_{01}^2 - E_{02}^2}, \quad (3)$$

где λ — длина волны в волноводах, а E_{01} и E_{02} — массы покоя фоновых и нужных частиц. База L подобрана так, что частицы обоих сортов, получившие угловые отклонения при пролете первого волновода, благодаря разнице в скоростях, разойдутся вдоль оси относительно друг друга на расстояние, равное $\lambda/2$. Если соответствующим образом сфазировать волноводы, то при пролете второго волновода фоновые частицы могут погасить свое угловое отклонение, а нужные частицы — удвоить его. Затем фоновые частицы, летящие по оси, задерживаются поглотителем Π , на который спроецировано изображение вертикального коллиматора K_5 , а нужные частицы, отклоненные от оси, формируются в пучок системой коллиматоров $K_6 \div K_9$, магнитами M_5 , M_6 и линзами Q_{12}, Q_{13} и направляются на пузырьковую камеру. Характеристики описанного в.ч. сепаратора ЦЕРН а приведены в таблице 2. Измерения интенсивности и чистоты пучка на этом канале, проведенные с помощью черенковских счет-

чиков, дают $\approx 12K^-$ -мезонов и $\approx 6\mu$ мезонов при каждом цикле работы ускорителя^{/1/}. В ближайшее время за счет улучшения мишеней и постановки третьего волновода предполагается получить на выходе канала K^- -мезоны с импульсом до 16 Гэв/с и антипротоны с импульсом до 20 Гэв/с.

Кроме описанных выше схем в.ч. сепарации, основанных на поперечном отклонении частиц, предложена также идея сепаратора с продольно-ускоряющей секцией^{/25/}. В волновод, представляющий собой секцию линейного ускорителя, вводится пучок вторичных частиц двух сортов с заданным импульсом p_0 . Фазовая скорость ускоряющей волны выбирается равной скорости полезных частиц, а длина волновода ℓ делается такой, чтобы суммарный сдвиг по фазе фоновых частиц был равен 2π :

$$\ell = 2L, \quad (4)$$

где L определяется соотношением (3).

В результате на выходе волновода энергетический спектр фоновых частиц совпадает с исходным, в то время как спектр полезных частиц расширяется. Следовательно, происходит разделение частиц по массам в пространстве продольного импульса. Последующим магнитным анализом это разделение переводится в пространственное. Фоновые частицы и часть полезных поступают на поглотитель, а остальные полезные частицы направляются в камеру. С увеличением импульса такой волновод становится очень громоздким и дорогостоящим, с исключительно малым аксептансом. Поэтому выгоднее использовать несколько идентичных коротких волноводных секций, которые сфазированы относительно друг друга. В промежутках между секциями следует разместить оптические системы, позволяющие передавать изображение источника в обеих плоскостях из центра предыдущей секции в центр последующей.

Физическая картина здесь полностью аналогична той, которая имеет место в сепараторах с поперечным отклонением частиц, но только не в плоскостях отклонения частиц по углам, а в пространстве продольного импульса. Аналогия будет еще более очевидной, если сравнить продольный сепаратор с двумя короткими в.ч. секциями, разделенными базой пролета L (см. (3)) с соответствующим поперечным сепаратором.

Будем считать одинаковыми длину волны λ , выделяемый интервал импульсов $2\Delta p_0$ и импульс p_0 сепарируемых частиц, а также базу между ними L . При этих условиях, очевидно, оптика каналов практически будет идентична, и сравнение необходимо производить по параметрам в.ч. системы и интенсивности частиц на выходе канала.

Из анализа работы поперечного сепаратора следует, что для оптимальной его работы необходимо выполнить условие^{/28/}

$$\frac{p_{\perp}}{p_0} = \alpha_0, \quad (5)$$

где α_0 - начальный вертикальный угол расходимости пучка, p_{\perp} - амплитуда поперечного импульса, приобретаемого частицами при пролете одной секции. Аналогично для продольного сепаратора таким условием будет:

$$\frac{\Delta p_{\parallel}}{p_0} = \frac{\Delta p_0}{p_0}, \quad (6)$$

где Δp_{\parallel} - амплитуда приращения продольного импульса на в.ч. секции. Далее, по аналогии с поперечным в продольном сепараторе фаза во второй в.ч. секции устанавливается такой, чтобы полностью компенсировать приращение продольного импульса для фоновых частиц, полученное в первой секции. В результате энергетический спектр для фоновых частиц на выходе второй секции равен исходному $+\Delta p_0$, а для полезных частиц составляет $+\Delta p_0$. Последующий магнитный анализ позволяет выделить часть полезных частиц. С учетом различного рода aberrаций и допусков можно так же, как и для случая поперечной сепарации, считать коэффициент передачи поглотителя равным 1/2. Апертуры в.ч. секций сепараторов этих двух типов будут различны ввиду того, что поперечный сепаратор работает на гибридной HE_{11} - моде, а продольный - на симметричной E_{01} -моде. В таблице 3 (a - радиус волновода, d - толщина диафрагм, D - период ячейки вдоль оси волновода) приведены основные параметры обеих волноводных структур для вида колебаний $\pi/2$ /27,28/.

Из сравнения обоих типов воли видно, что соотношение апертур a сильно зависит от значения групповой скорости β . Это связано с тем обстоятельством, что для гибридной моды HE_{11} существуют обратные волны, и в переходной области от прямых к обратным волнам при конечной апертуре диафрагм a можно получить сколь угодно малые групповые скорости обоих знаков. Для волны E_{01} любое желаемое уменьшение β неизбежно приводит к соответствующему снижению апертуры a . Если принять для сепараторов обоих типов значение группой скорости, равное $\beta = 0,02$ (именно в таком режиме работает в.ч. сепаратор ЦЕРН а), то апертура диафрагм a , как видно из таблицы 3, для воли HE_{11} приблизительно в два раза превышает апертуру для E_{01} -волны. Это эквивалентно при прочих равных условиях выигрышу в интенсивности для поперечного сепаратора в 4 раза. Однако следует учесть, что в продольном сепараторе используется весь вертикальный аксептанс волновода, в то время как в поперечном сепараторе - лишь 1/3 его /26/. Этот фактор в свою очередь приводит при прочих равных условиях к снижению интенсивности в поперечном сепараторе в 3 раза. Таким образом, при одинаковых длинах в/ч секций в сепараторах обоих типов мы имеем практически равноценные по аксептансам отклоняющие системы. Далее сле-

дует учесть, что при заданной электрической прочности волноводов или заданном уровне в.ч. мощности генераторов эквивалентная напряженность отклоняющего электрического поля для HE_{11} -моды меньше ускоряющей напряженности для E_{01} -моды соответственно в два или три раза. Отсюда для простоты считаем условием равноценности обоих методов

$$\Delta p_{\perp} = 2p_{\perp} \quad , \quad (7)$$

или

$$\frac{\Delta p_0}{p_0} = 2 \alpha_0 \quad . \quad (8)$$

Если выделяемый энергетический интервал Δp_0 меньше (8), то продольный тип сепаратора становится эффективней поперечного как с точки зрения потребляемой в.ч. мощности, так и по интенсивности частиц на выходе канала, ибо требуемая длина в.ч. секций уменьшается (область II на рис. 6). Наоборот, при увеличении импульсного интервала по сравнению с (8) становится выгодным поперечный сепаратор по тем же параметрам (область I на рис. 6). На рис. 6 также отмечены точками параметры действующего в.ч. сепаратора ЦЕРН а и двух проектных на более высокие энергии^{/29/} (сепараторы поперечного типа).

Отсюда видно, что при более высоких энергиях и относительно малом выделяемом интервале импульсов сепараторы продольного типа вполне могут конкурировать с сепараторами поперечного типа.

4. Оптические элементы каналов

Успехи в создании каналов чистых пучков в значительной степени зависят от качества оптических элементов. В связи с этим остановимся кратко на некоторых характеристиках поворотных магнитов и квадрупольных линз, используемых в различных лабораториях и обеспечивающих нормальную работу каналов.

В таблице 4, взятой из обзора Кинга^{/30/}, приведены основные параметры отклоняющих магнитов^{х)}.

Из этой таблицы, во-первых, видно, что в практике физического эксперимента исключительно используются N-образные и C-образные магниты. В энергетическом

^{х)} Параметры отклоняющих магнитов в квадрупольных линзах, используемых в лабораториях СССР, приведены в работе^{/31/}. Изложенные ниже выводы о наиболее распространенных типах линз и магнитов относятся также и к данным оптическим элементам.

отношении, а также в отношении однородности поля Н-образные магниты предпочтительней С-образных. Однако с точки зрения возможности размещения магнитов в непосредственной близости к ускорителю С-образные магниты конструктивно более удобны. В Н-образных магнитах, как следует из таблицы 4, максимальные значения полей колеблются от 18 до 20 кэрстед, а наиболее употребительные длины магнитных дорожек лежат в пределах $(100 \div 200)$ см. В С-образных магнитах используются поля до 18 кэрстед и длины дорожек до 100 см. С ростом энергии ускоренных частиц указанные длины магнитных дорожек, очевидно, будут недостаточны. Так, уже при энергиях частиц 50 Гэв и длине магнитной дорожки 200 см угол поворота частицы составит величину, несколько большую 1° . В то же время ясно, что увеличение габаритов магнитов на порядок по сравнению с существующими экономически и практически нецелесообразно. В связи с этим, по-видимому, начнут развиваться импульсные безжелезные конструкции с полями до сотен кэрстед и сверхпроводящие магниты.

К магнитам, как устройствам, отклоняющим частицы и анализирующим их по импульсам, предъявляются весьма высокие требования. Так, например, в Брукхейвенской национальной лаборатории магниты одного класса идентичны по полю с точностью $2 \cdot 10^{-4}$, причем однородность магнитного поля в горизонтальной плоскости не хуже $5 \cdot 10^{-3}$ при среднем поле 18 кэ^{32/}. Указанные точности на современном этапе развития экспериментальной ядерной физики вполне удовлетворительны.

Набор используемых квадрупольных линз, так же как и магнитов, достаточно разнообразен. В таблице 5 приведены характеристики некоторых квадрупольных линз, применяемых в ряде лабораторий^{30/}. Несмотря на их многообразие, можно отметить ряд общих закономерностей. Величина максимального поля $B_{\text{макс}}$ на поверхности полюсных наконечников, за небольшим исключением, не превышает $(10 \div 12)$ кэ. Большинство линз имеет апертуры $d = 20$ и 30 см, а следовательно, градиенты полей в них $(G = \frac{2B}{d})$ составляют $(1000 \div 1200) \frac{\text{эрстед}}{\text{см}}$ и $(870 - 800) \frac{\text{эрстед}}{\text{см}}$, соответственно. Если рассмотреть другой параметр линз - их длину, то оказывается, что преимущественно она лежит в пределах $(70 \div 100)$ см. Однако на протонных синхротронах Брукхейвена и ЦЕРН а нашли широкое применение также линзы длиной 150 и 200 см. Лучшие образцы линз имеют стабилизацию по току не хуже 10^{-3} , а нелинейность поля вблизи полюсных наконечников составляет всего лишь 10^{-2} от уровня основного поля^{32/}.

Наряду с приведенными в таблице 5 типами линз в экспериментальной практике находят свое применение специальные линзы, обеспечивающие захват частиц в большем телесном угле.

К линзам с более эффективно используемой апертурой относятся линзы Пановско-

го^{/33/} (прямоугольная апертура) и эллиптические линзы^{/34/} (эллиптическая апертура). Последние из указанных линз при одинаковом с линзой Пановского эффективном сечении потребляет в несколько раз меньше энергии на получение того же градиента.

Характеристики этих двух типов линз приведены в таблице 6.

Другой разновидностью квадрупольных линз является так называемая линза с "дробленными" полюсами (см. рис. 7), габариты которой благодаря специальному распределению обмоток в (2-2,5) раза меньше, чем у обычной линзы с той же апертурой и градиентом^{/35/}. В соответствии с меньшими размерами эти линзы можно размещать значительно ближе к мишеням, выделяя тем самым больший телесный угол. Характеристики одной из таких линз, применяемой в ЦЕРН, даны в таблице 7.

Фокусные расстояния линз с ростом энергии ускоренных частиц растут приблизительно пропорционально импульсу. Чтобы сократить фокусные расстояния, необходимо увеличивать либо градиент поля линзы, либо ее длину. Однако увеличение габаритов линзы весьма нежелательно, а рост градиента можно осуществить лишь уменьшая апертуру, так как при той же апертуре рост магнитного поля на поверхности полюсов приводит к насыщению железа. Отсюда следует, что для создания линз с большими градиентами и апертурами необходимо использовать безжелезные конструкции и импульсную технику. Импульсный режим работы линз тем более желателен вследствие того, что большое количество на любом ускорителе каналов, каждый из которых оснащен десятками линз и магнитов, требует огромного расхода энергии.

Оценки, проведенные в работе^{/36/}, показали, что при современном уровне импульсной техники в безжелезных линзах типа Пановского можно получить градиенты в 7 раз большие существующих. Конечно, при создании безжелезных импульсных линз возникает много технических проблем, связанных, в первую очередь, с обеспечением хорошей стабильности параметров.

Что касается сверхпроводящих линз, то при больших размерах катушек они пока способны давать выигрыш в градиенте всего лишь в 2 раза по сравнению с обычными в результате некоторых явлений, возникающих при значительных магнитных полях^{/37/}.

В заключение авторы пользуются случаем выразить глубокую благодарность С.Б.Нурушеву, любезно предоставившему в распоряжение авторов результаты расчетов по спектрам вторичных частиц, а также Л.Ф.Соловьеву, принимавшему участие в проведении некоторых расчетов и обсуждений.

1. Courier CERN, 3, 35 (1965).
2. В.А.Вагня, В.И.Котов, И.Н.Семенюшкин. УФН, 82, 707 (1964).
3. P.G.Inocenti. CERN NPA (Int. 63-4), 1963.
4. G. Cocconi. Препринт (неопубликовано).
5. C.Baltay, E.C.Fowler et al. Proc. of the Intern. Conf. on High Energy Accelerators, Brookhaven, 1961, p. 452;
J.Leitner, G.Monetti and N.P.Samios. ONR report 62-1 (for Intern. Conf. on High Energy Instrumentation, CERN).
6. C.Baltay, J.Sandweiss et al. Proc. of CERN Instrumentation Conf. (1962).
7. M.H.Blewett. Труды Международной конференции по ускорителям, Дубна, 1963, стр. 712. Атомиздат, 1964.
8. D.Berley. BNL Accelerator Department International Report DB-1, 1963.
9. M.S.Webster. Minutes of CERN-Brookhaven Meeting, sept., 1962, p.148.
10. D.Berley, J.Duboc et al. Nucl. Instr. and Meth., 24, 133 (1963).
11. G.Amato, H.Courant et al. Nucl. Instr. and Meth., 20, 47 (1963).
12. H.Courant et al. Nucl. Instr. and Meth., 20, 52 (1963).
13. P.H.Standley. Труды Международной конференции по ускорителям, Дубна, 1963, стр.99. Атомиздат, 1964.
14. V.Aubert. CERN report 62-26, 1962.
15. Van der Meer S. CERN report 60-22, 1960.
16. J.J.Goldberg, J.M.Perrean. CERN report 63-12, 1963.
17. M.Deusch. Труды XII Международной конференции по физике высоких энергий, Дубна, 1964.
18. E.Keil, W.W.Neale. Труды Международной конференции по ускорителям, Дубна, 1963, стр. 782. Атомиздат, 1964.
19. C.Germain. Труды Международной конференции по ускорителям, Дубна, 1963, стр. 775. Атомиздат, 1964.
20. M.L.Good et al. Труды Международной конференции по ускорителям, Дубна, 1963, стр. 779. Атомиздат, 1964.
21. В.А.Вагня, В.И.Векслер и др. Труды Международной конференции по ускорителям, Дубна, 1963, стр. 788. Атомиздат, 1964.
22. H.K.Ticho. Proc. Intern. Conf. on High Energy Accelerators and Instrumentation, CERN, 1959, p.387;
P.Eberhard, M.L.Cool. Rev. Sci. Instr., 31, 1054, 1960.
23. Francois Rohrbach. CERN 64-50, 1964.
24. W.Schell. CERN 61-5, 1961.
25. J.J.Murray. Proc of CERN Instrumentation Conf., p. 26, 1962.

26. E. Keil. CERN AR/Int. P Sep/ 62-3, 1962.
27. P. Bramham. CERN AR/Int P Sep 63-4, 1963.
28. А.И. Зыков, Л.А. Махненко. ЖТФ 35, 489 и 502, 1985.
29. M. Bell, P. Bramham, R. D. Fortune, E. Keil, B. W. Montague. Труды Международной конференции по ускорителям, Дубна, 1983, стр. 798. Атомиздат, 1984.
30. N. M. King. Progr. in Nucl. Phys., 9, 71, 1964.
31. Электрофизическая аппаратура промышленного изготовления. Справочник. М., Госатомиздат, 1983.
32. M. H. Blewett, G. Danby. Международная конференция по ускорителям, стр. 767, Дубна, 1983.
33. L. N. Hand, W. K. H. Panofsky. Rev. Sci. Instr., 30, 927, 1959.
34. M. Morgurgo. CERN 64-34, 1964.
35. A. Asner, P. Bossard, F. Rohner. CERN 64-5, 1964.

Рукопись поступила в издательский отдел
9 июля 1985 г.

Таблица 1

Параметры действующих и проектируемых каналов чистых пучков

| лаб. | тип канала | характеристики пучка | | | характеристики оптической системы | | | длина канала L (м) | длина ступеньки L (м) | длина зеркала (см) | U сеп. (кВ) | E сеп. (кВ) (AV) (ВВ) | коплен. сеп. аркло-нения | кач-во магнит. элемент. тоб | готов-ность канала | лит. | |
|------------|-----------------------------|----------------------|-------------------|---------------------------|-----------------------------------|----------------------------------|-----------------|------------------------|-----------------------|--------------------|-------------|-----------------------|--------------------------|-----------------------------|--------------------|---------|------|
| | | ED (ЗБ) | тип вторых пучков | импульс частот. вые. (ЗБ) | угел. на та. д. | инген. меру 10 ⁻¹⁰ | чистота пучка % | | | | | | | | | | Δφ/φ |
| Брукхейвен | 30-2 | 15±25 | β | 2,0±3,7 | 8° | 10 ± 100 | 95 | ~82 | 4,5 | 5 | ~450 | 65±65 | срещ. магнит. поле | 13 | действ. | 5, 6, 7 | |
| | | 25 | κ ⁺ | 3,0±3,7 | | 12 ± 2,5 (2+4)·10 ³ | 80 | ~17 | 5 | 10 | ~450 | ~45 | --- | 6 | действ. | 7, 8 | |
| | | 25 | κ ⁻ | 0,65±0,95 | 7° | 20 | ~35 | (1+7)·10 ⁻⁵ | ~137 | 5±3 | --- | --- | --- | --- | ~25 | монтаж. | 7, 9 |
| Церн | 30-1 (κ ⁺ -пуч.) | 2,9 | κ ⁺ | 0,7±1,3 | 18,5° | ~5 | ~80 | ~20 | ~14,5 | 10 | ~450 | ~45 | --- | ~5 | действ. | 10 | |
| | | 19 | κ ⁻ | 1,0±1,5 | ~15° | | ~50 | ±1% | ~41 | 9 | | | 57 | 13 | демонти-рован | 11 | |
| | 30-2 (κ ⁺ -пуч.) | 19 | κ ⁺ | 0,8 | 15° | 2,7·51 | ~100 | ~22 | --- | 10 | 450 | 45 | --- | --- | --- | --- | --- |
| | | 20±25 | κ ⁻ | 2,5±6 | 10° | 5·10 ⁵ | ~100 | ±0,5% | ~80 | 9±3 | 10 | ~500 | ~50 | --- | --- | --- | --- |
| | 30-2 (κ ⁺ -пуч.) | 18,4 | κ ⁺ | 1,5±3,5 | 8,5° | 4 ± 8 (2+1000) | ~90 | ~87 | --- | 10 | 10 | ~500 | ~50 | --- | --- | --- | --- |
| | | 20 | κ ⁻ | 2,5±5 | 6,3° | 4·10 ³ | 100 | ±0,25% ±1% | ~93 | 10 | 10 | --- | --- | --- | --- | --- | --- |
| Беркли | 30-2 (02-пуч.) | 6,2 | κ ⁺ | 0,8±1,6 | 0° | 3000±8000κ ⁺ ~500 (-) | ±0,75±1% | ~28 | 5 | 5 | --- | --- | --- | --- | --- | --- | |
| | | 6,2 | κ ⁻ | ~1,17 | 0±5 (ожидает) | ~1,25% | ~33 | ±2% | ~60 | 6 | 5,5 | ~90 | --- | --- | --- | --- | |
| Аргон | 30-2 | 12,5 | κ ⁺ | 2,5±2,8 | 19° | 8 ± 10 (3+5)·10 ³ | ~70 | ~110 | 18 | 5±10 | 350±400 | --- | --- | --- | --- | --- | |
| | | 10 | κ ⁻ | 1 ± 2,5 | 0° | 800 ± 1000 | 100 | ±1% | ~40 | 14 | 7 | 350 | 50 | --- | --- | --- | |
| Дубна | 30-2 ВЧ | 10 | κ ⁺ | 2,7±3,0 | 0° | 3·10 ³ | ±1% | ~67 | 11 | 7 | 350±420 | 50±60 | --- | --- | --- | --- | |
| | | 40 | κ ⁻ | 5 | 0° | ~10 (ожидает) | ±1% | 115 | --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- | |

Таблица 2
Параметры вч. сепаратора ЦЕРН

Рабочий импульс P_в K ~ 10,34 ГэВ/с
P̄ ~ 20,24 ГэВ/с

Рабочая частота λ₀ 10,5 см

База пролета L 50 м

Длина волновода S 3 м

Апертура волновода 2a (диаметр диафрагмы) 55 мм

Вертикальный аксептанс волновода A_в 4 × 20 мм мрад

Горизонтальный аксептанс волновода A_г 4 × 60 мм мрад.

Максимальное значение поперечного импульса на волновод P_п 20 МэВ/с

Максимальная вч. мощность на волновод P 17 мВт

Эквивалентная напряженность электрического поля E₀ 66 кВ/см

Произведение телесного угла на импульсный интервал ΔΩ·Δτ 6·10⁻⁶ ГэВ/с·стерад.

Данные мишени для получения канов с импульсом 10 ГэВ/с { высота 7 мм, ширина 2 мм, материал Cu или W, эффективность 15%

Потери на поглотителе 50%

Угол рождения κ⁺ ~ 60°, κ⁻ ~ 30°

Поток сепарируемых частиц на выходе канала при энергии ускорителя κ⁺ ~ 80, κ⁻ ~ 150 25 ГэВ интенсивности 5·10¹¹

Общая длина канала 178 м

Таблица 3

Сравнение параметров дифрагмированных волноводов для HE_{11} -моды и E_{01} -моды (вид колебаний $\pi/2$)

| HE_{11} -мода | | E_{01} -мода | | | | | |
|-----------------|-----------------------|-----------------------|---------------|-----------|-----------------------|-----------------------|---------------|
| β_r | $\frac{b}{\lambda_0}$ | $\frac{a}{\lambda_0}$ | $\frac{d}{d}$ | β_r | $\frac{b}{\lambda_0}$ | $\frac{a}{\lambda_0}$ | $\frac{d}{d}$ |
| 0,03 | 0,551 | 0,268 | 0,2 | 0,03 | 0,402 | 0,134 | 0,15 |
| 0,02 | 0,551 | 0,263 | 0,2 | 0,02 | 0,397 | 0,119 | 0,15 |
| 0,01 | 0,552 | 0,257 | 0,2 | 0,01 | 0,390 | 0,094 | 0,15 |
| -0,01 | 0,553 | 0,243 | 0,2 | — | — | — | — |
| -0,02 | 0,555 | 0,234 | 0,2 | — | — | — | — |
| -0,03 | 0,559 | 0,222 | 0,2 | — | — | — | — |

Таблица 4
Параметры отклоняющих магнитов

| Лаборатория | Тип | Апертура | Длина | Максимальная | Поле, | Мощ- |
|--|-----|-----------------|----------|--------------|-------|------|
| | | горизонт, | дорожки, | ширина, | | |
| | | см ² | см | см | кэвт | квт |
| | | G | L | S | B | P |
| Беркли, Бевотрон | H | 30,5 × 10,2 | 152,4 | 122 | 18,0 | 210 |
| | H | 45,7 × 20,3 | 91,4 | 234 | 17,0 | 180 |
| | H | 45,7 × 20,3 | 91,4 | 175 | 17,5 | 114 |
| | H | 61 × 20,3 | 91,4 | 240 | 14,5 | 140 |
| | C | 40,6 × 20,3 | 91,4 | 157,5 | 10,0 | 250 |
| | C | 33 × 15,2 | 61,0 | 100,7 | 13,5 | 80 |
| | C | 22,9 × 30,5 | 50,5 | 70,2 | 12,5 | 13,4 |
| ЦЕРН, 25 ГэВ | H | 52 × 14 | 100 | 174 | 10,4 | 89 |
| | H | 42 × 14 | 100 | 174 | 10,4 | 89 |
| | H | 52 × 14 | 200 | 174 | 10,4 | 134 |
| | H | 42 × 14 | 200 | 174 | 10,4 | 134 |
| Брукхейвен, космотрон | H | 45,7 × 10,2 | 91,4 | — | 10,0 | 185 |
| | H | 30,5 × 10,2 | 152,4 | — | 21,6 | 425 |
| | C | 30,5 × 12,7 | 61,0 | — | 15,0 | 42 |
| | C | 22,9 × 12,7 | 45,7 | — | 8,0 | 48 |
| протрон, 33 ГэВ | H | 45,7 × 15,2 | 91,4 | 205,7 | 18,0 | 140 |
| | H | 45,7 × 15,2 | 182,9 | 205,7 | 18,0 | 205 |
| | H | 70,2 × 15,2 | 192,9 | 274,3 | 18,0 | 225 |
| Гамбург, DESY | H | 51 × 10,8 | 157,3 | 177,3 | 18,7 | 300 |
| | H | 33 × 10,6 | 108 | 117,6 | 21,8 | 300 |
| Лаборатория Резерфорда, "NIMROD" | H | 66 × 15,2 | 91,4 | 182,9 | 16 | 100 |
| | H | 66 × 15,2 | 152,4 | 203,2 | 16 | 100 |

ТАБЛИЦА 5

Параметры квадрупольных линз

| Лаборатория | диаметр апертуры, d см | длина полосав, l см | Градиент кэрот./см, G | Мощность, кВт. P |
|--|------------------------------|---------------------------|-----------------------------|------------------------|
| Беркли | 10 | 81,3 | 1,65 | 44 |
| | 20 | 162,5 | 0,985 | 350 |
| | 20 | 81,3 | 1,22 | 90 |
| | 20 | 40,6 | 1,22 | 55 |
| ЦЕРН протонный синхро- трон 25 ГэВ синхроциклотрон 46 ГэВ. | 20 | 100 | 1,10 | 100 |
| | 20 | 200 | 1,10 | 240 |
| | 20 | 22 | 1,0 | 24 |
| | 20 | 61 | 1,0 | 75 |
| | 20 | 122 | 1,0 | 125 |
| | 30,5 | 76,2 | 0,66 | 85 |
| | 30,5 | 152 | 0,66 | 140 |
| Брукхейвен космотрон Протонный синхротрон 33 ГэВ. | 20 | 40,6 | 0,87 | 24 |
| | 20 | 81,3 | 1,15 | 105 |
| | 30,5 | 102 | 0,65 | 80 |
| | 20 | 61 | 1,57 | 275 |
| | 20 | 122 | 1,42 | 360 |
| | 30,5 | 72 | 1,06 | 290 |
| | 30,5 | 144 | 0,91 | 330 |
| Гамбург "DESY" | 16 | 54,8 | 1,40 | 200 |
| | 16 | 104,8 | 1,40 | 200 |
| | 30 | 107,2 | 0,76 | 200 |
| | 35 | 66,6 | 0,65 | 200 |
| Арзон. 12,5 ГэВ. | 26 | 91,4 | 1,0 | 150 |
| Лаб. Резерфорда "NIMROD" | 20 | 76,2 | 1,0 | 26 |
| | 20 | 38,1 | 1,0 | 34 |
| | 20 | 76,2 | 1,0 | 113 |

Таблица 6
Линзы с прямоугольной и эллиптической
апертурой

| Параметры | Эллипт. линза ЦЕРН | Линза Пановского |
|-------------------|--|---------------------------|
| Апертура линзы | 358 x 178 мм ² | 609 x 152 мм ² |
| Длина | 1000 мм | 915 мм |
| Наружные габариты | 775 x 450 мм ² | — |
| Градиент | 700 (1000) $\frac{\text{эрот}}{\text{см}}$ | 500 эрот/см |
| Мощность | 250 (515) кВт | — |

Таблица 7

Линза с дробленными полюсами
ЦЕРН α

| | |
|-------------------|---------------------------|
| Параметры | |
| Апертура | 200 мм |
| Длина | 5500 мм |
| Наружные габариты | 500 x 500 мм ² |
| Градиент | 930 эрст/см |
| Мощность | 300 кВт |

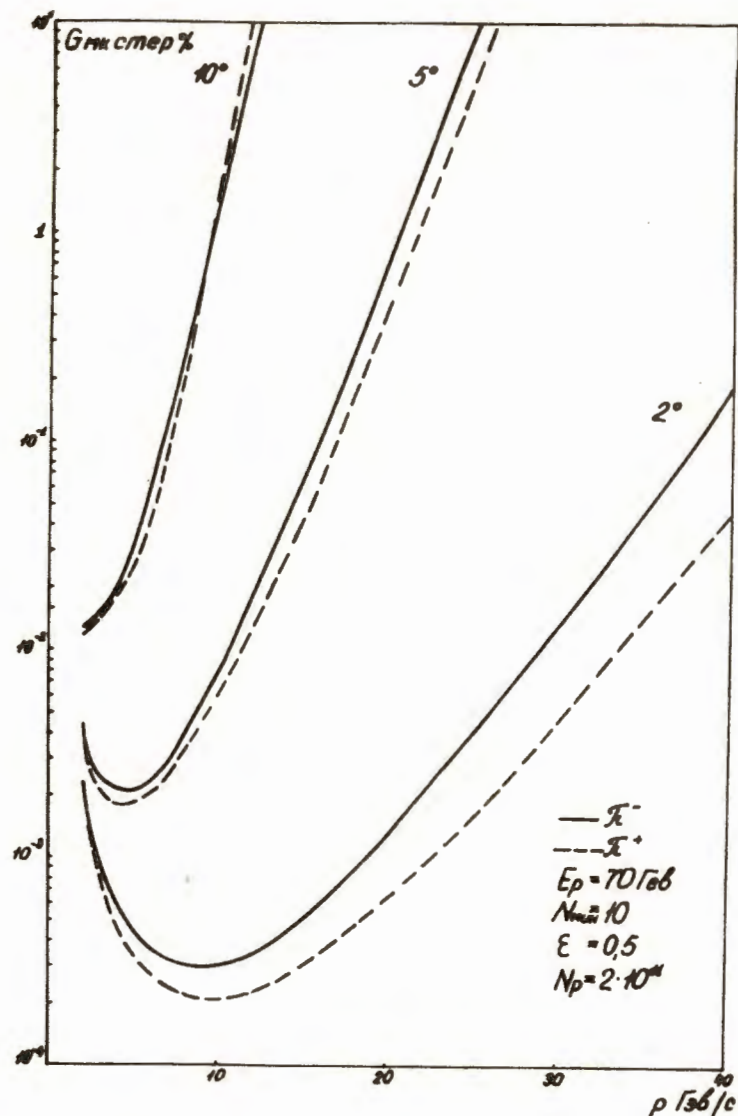


Рис. 1. Минимальная прозрачность канала $G_{\text{мин}}$ для π^\pm -мезонов, рожденных на бериллиевой мишени.

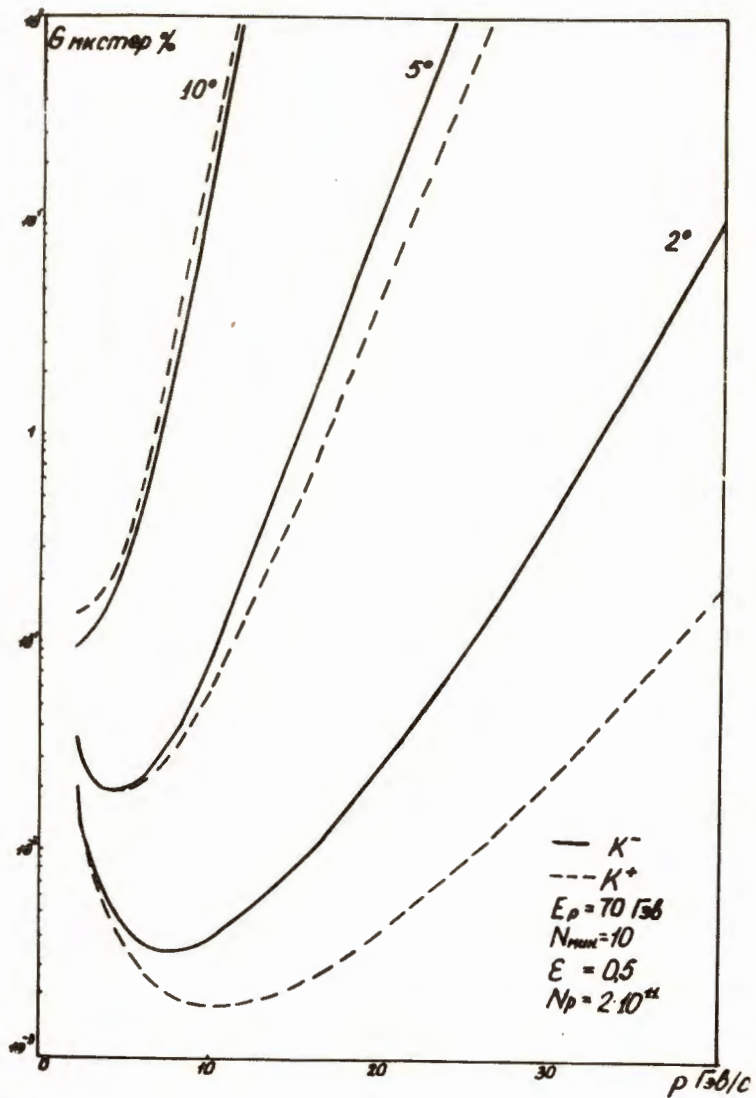


Рис. 2. Минимальная прозрачность канала $G_{\text{мин}}$ для K^\pm -мезонов, рожденных на бериллиевой мишени.

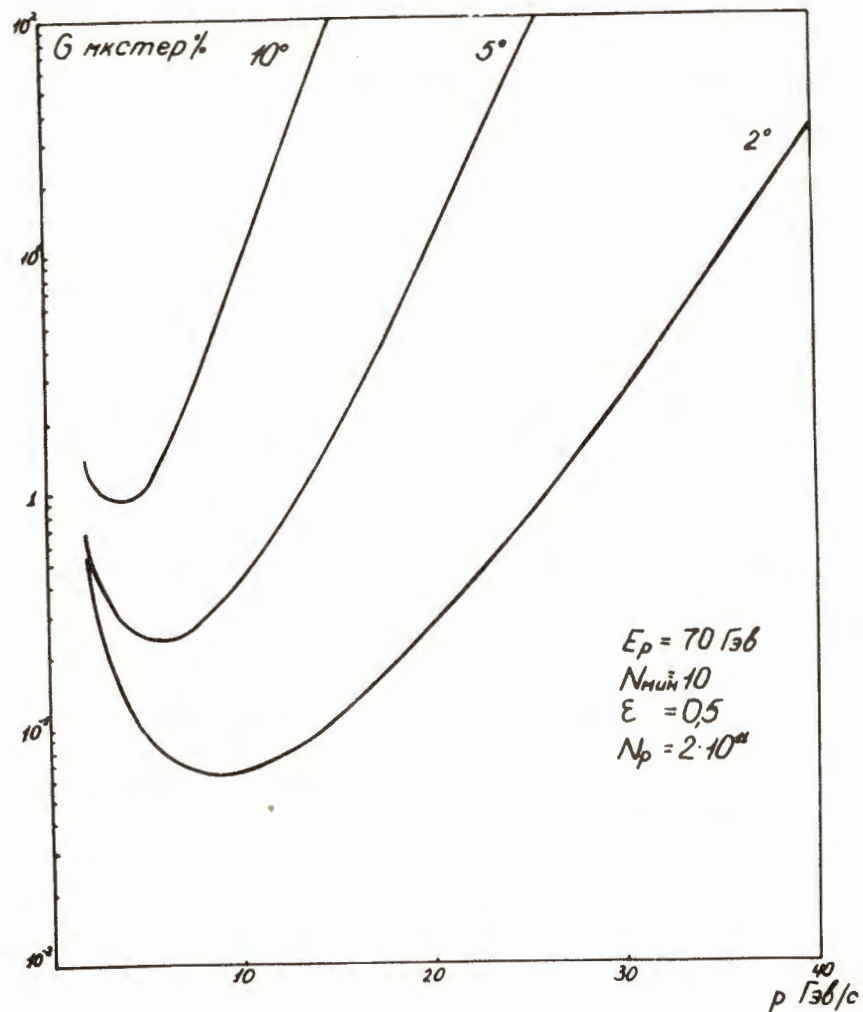
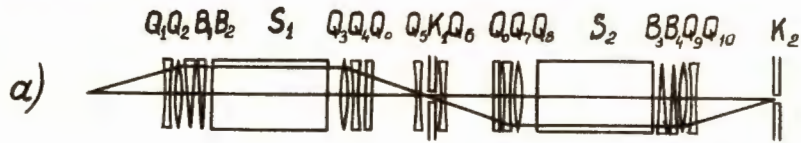


Рис. 3. Минимальная прозрачность канала $G_{\text{мин}}$ для антипротонов, рожденных на бериллиевой мишени.

Движение частиц в плоскости сепарации (вертикальной плоскости)



Движение частиц в горизонтальной плоскости (изображение мишени)



Движение частиц в горизонтальной плоскости для центральных лучей различного импульса.

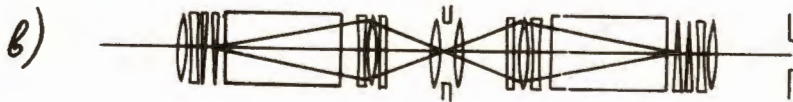


Рис. 4. Схема магнитной оптики сепарированного пучка в Аргонской лаборатории.

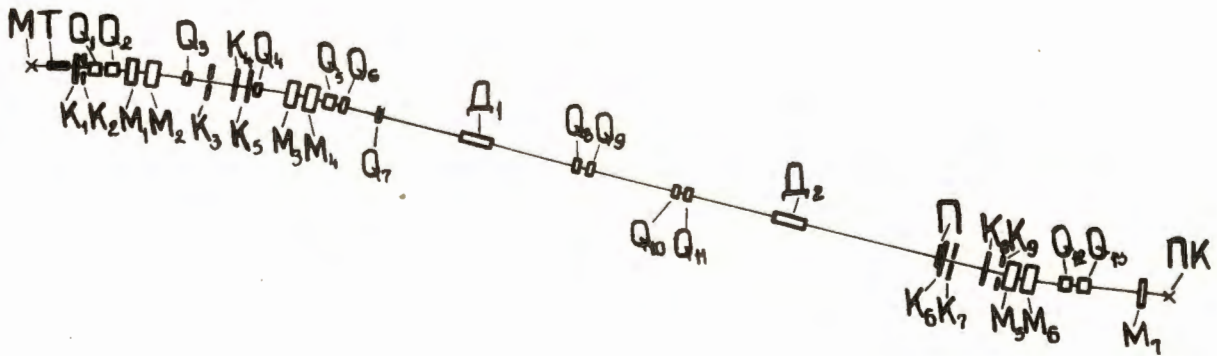


Рис. 5. Схема канала ЦЕРНа св.ч. сепарацией вторичных частиц. ПК - пузырьковая камера, D_1 и D_2 - в.ч. сепараторы.

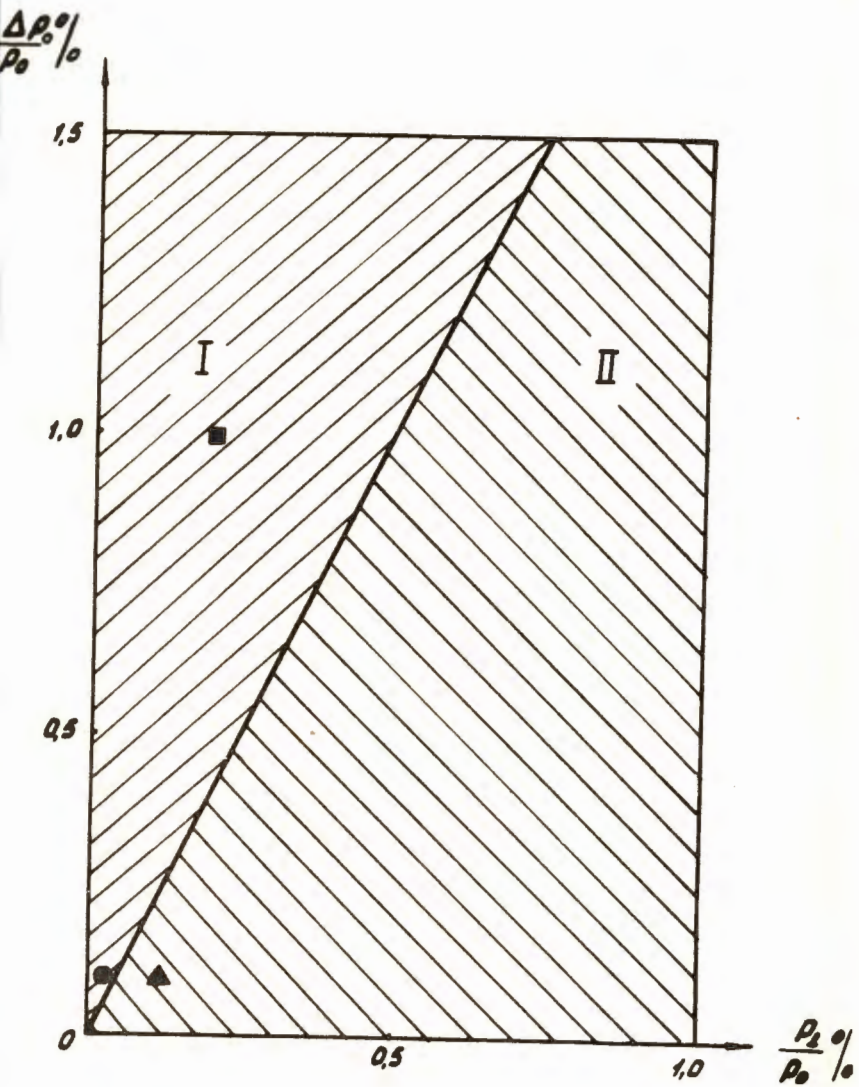


Рис. 8. Сравнение двух типов в.ч. сепараторов: I - область применения поперечного в.ч. сепаратора. II - область применения продольного в.ч. сепаратора. ■ - в.ч. сепаратор ЦЕРН а ($\rho_0 = 10$ Гэв/с). ▲ - проект в.ч. сепаратора для ускорителя на 150 Гэв ($\rho_0 = 30$ Гэв/с). ● - проект в.ч. сепаратора для ускорителя на 300 Гэв. ($\rho_0 = 100$ Гэв/с).

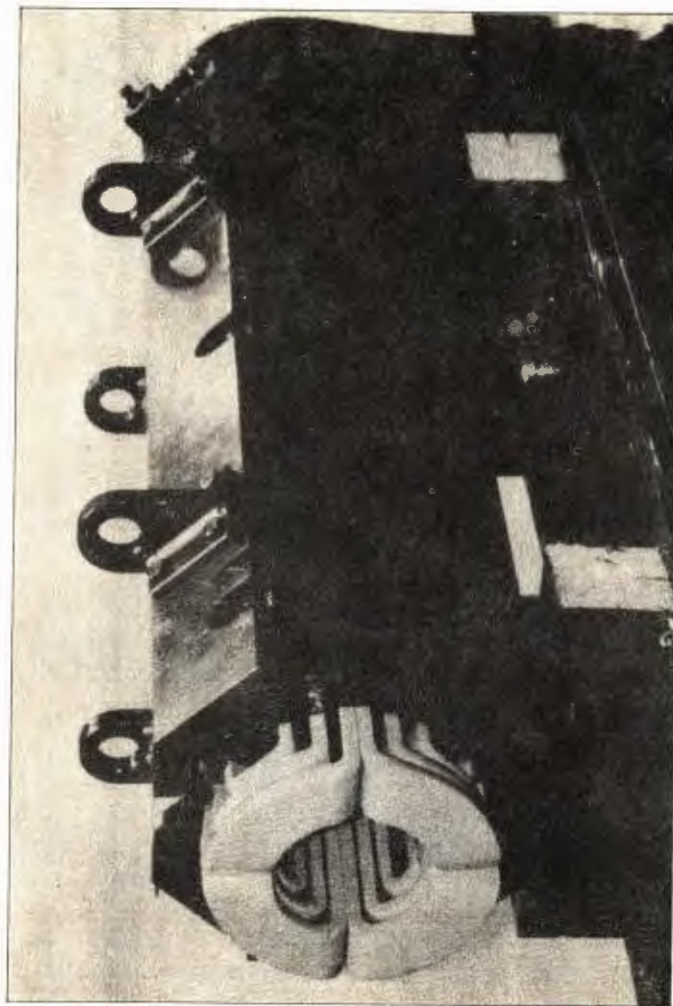


Рис. 7а. Общий вид линзы с "дробленными" полюсами.

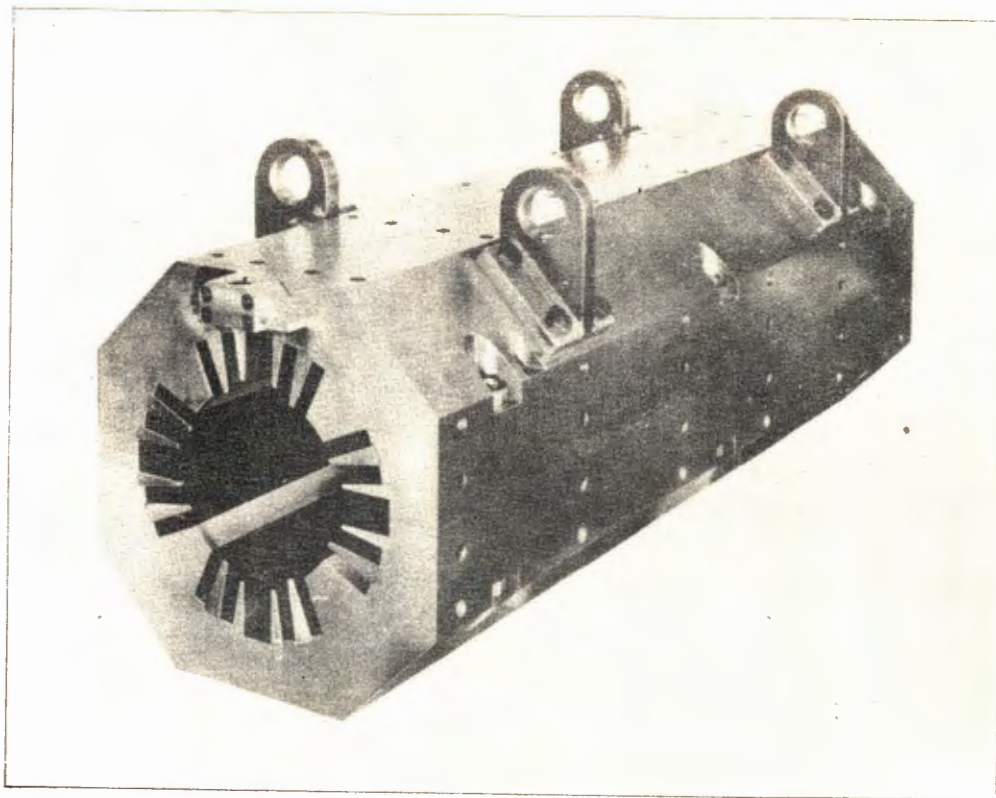


Рис. 76. Общий вид линзы с "дробленными" полюсами.