

Государственный комитет Российской Федерации
По высшему образованию

Московский ордена Трудового Красного Знамени
инженерно-физический институт

Ю.П.Добрецов

**ПУЧКИ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ НА УСКОРИТЕЛЯХ
ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ**

Конспект лекций

Москва 1993

УДК 539.1.07(075)

ББК 22.383я7

Д55

Добрецов Ю.П. Пучки вторичных частиц на ускорителях высоких энергий: конспект лекций. М.: МИФИ, 1993. 36 с.

В Пособие автором внесены дополнения в 2004г.

Пособие представляет собой конспект лекций, входящих в курс "Современный эксперимент на ускорителе". Рассмотрены основные элементы каналов, формирующие и транспортирующие вторичные пучки частиц, их назначение, принципы действия и области применения, а также физические основы, схемы реализации и характеристики специальных каналов – нейтринного, канала поляризованных мюонов и каналов гамма-квантов.

Предназначается для студентов старших курсов МИФИ, специализирующихся в области экспериментальной физики.

Рецензент: д.ф.-м.н., проф. В.А.Григорьев

Рекомендовано редсоветом МИФИ
в качестве учебного пособия

© Московский инженерно-
физический институт, 1993

ISBN 5 - 7262 - 0076 – 4

СОДЕРЖАНИЕ

Элементы каналов вторичных частиц.....	4
Нейтринный канал.....	13
Мюонный канал.....	21
Гамма-кванты высоких энергий.....	24
Список рекомендуемой литературы.....	27

ЭЛЕМЕНТЫ КАНАЛОВ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ.

1. Пучки вторичных частиц получаются при взаимодействии пучка ускорителя с мишенями.

2. Пучки можно разделить на
электрически заряженные (например, p , $\bar{p}$, $e^{\pm}$, $\mu^{\pm}$, $\pi^{\pm}$, $K^{\pm}$);
нейтральные (например, n , γ , π^0 , K^0);
смешанные и сепарированные по типу частиц;
монохроматические и немонахроматические по импульсу Pc .

3. Для организации пучка с заданными параметрами и вывода его на экспериментальную установку (ЭУ) служит канал вторичных частиц, оснащенный соответствующим оборудованием. Структура канала:

- а) головная часть;
- б) защита от излучения ускорителя и мишени;
- в) транспортирующая часть;
- г) монохроматоры пучка;
- д) сепараторы по типам частиц.

Сепараторы будут рассмотрены в последующих разделах. Здесь мы рассмотрим общие структурные части для всех каналов.

4. Основными элементами головной части являются мишень T и дипольный магнит МВ ("magnet bending" - поворотный магнит).

Мишени разделяются на внутренние и наружные. Внутренняя мишень ($T_{\text{вн}}$) располагается внутри ионопровода ускорителя, наружная ($T_{\text{нар}}$) вне ионопровода ускорителя и используется при выведенных из ускорителя частицах, первичных или вторичных.

Магнит МВ служит для разделения вторичных частиц по знаку электрического заряда и монохроматизации заряженных частиц по Pc . Мишень уставляется на входе МВ или внутри него.

Нейтральные частицы проходят по прямой через МВ; заряженные отклоняются в зависимости от знака заряда в разные стороны. Интенсивность вторичных частиц сильно (экспоненциально) зависит от угла их рождения θ ($\sim \exp(-a\theta Pc)$). Интенсивность спадает примерно на порядок при изменении угла на 1° . Максимум интенсивности отвечает углу $\theta=0^{\circ}$. Использование $\theta \neq 0^{\circ}$ связано либо с техническими причинами, либо со спецификой физической задачи. Так как эффективность внутренней мишени много больше наружной, интенсивность пучков с $T_{\text{вн}}$ выше, чем с $T_{\text{нар}}$. Однако вывод интенсивных пучков с $T_{\text{вн}}$ имеет свои сложности. При работе на $T_{\text{вн}}$ частицы обоих знаков электрических зарядов, летящих в одном направлении, можно получить, установив $T_{\text{вн}}$ в промежутке между МВ ускорителя. Таких промежутков мало и они весьма коротки. Например, на У70 длина большого промежутка около 5 м и

$\theta_{\text{мин}} \approx 6^\circ$. При установке $T_{\text{вн}}$ внутри MB ускорителя частицы одного с пучковой знака будут отклонены MB внутрь кольца, а противоположного - наружу. В данном случае θ может быть любым, в том числе и равным нулю. Наличие магнитного поля автоматически приводит к монохроматизации выводимых частиц по импульсу. Вывести нейтральные частицы из $\theta=0^\circ$ очень сложно. Дальнейшее формирование рабочего пучка зависит от того, какие частицы нужны - заряженные или нейтральные. Если нужны заряженные частицы, за MB располагают один или несколько объективов из магнитных линз (называют "головной объектив").

5. Ускоритель и головная часть канала при работе являются источником высокого радиационного излучения и поэтому отделены защитой от зала, в котором располагаются экспериментальные установки. Толщина и материал защиты зависят от энергии и интенсивности наиболее проникающего излучения; материал - бетон, железо, свинец. Для пропускания пучка сквозь защиту в ней делается отверстие, в котором установлен коллиматор (K). Коллиматор представляет собой стальную трубу. Следует помнить, что внутренние стенки K являются источником фона, обусловленного взаимодействием частиц с ними. Этот фон растет с энергией и может быть значительным. Для его уменьшения иногда используют т.н. активный коллиматор, в котором стальная стенка трубы намагничена в направлении азимутального угла, т.е. поперек пучка. Часть частиц, рожденных в стенках активного коллиматора, уводится полем внутрь защиты.

6. Окончательное формирование пучка нейтральных частиц осуществляется коллиматором, параметры которого определяются расстоянием L от мишени до ЭУ и площадью S взаимодействия пучка с активной областью ЭУ. Так как интенсивность I на площади S пропорциональна S/L^2 , каналы нейтральных частиц делают как можно короче. Если фон от коллиматора недопустимо велик, за ним устанавливают дополнительный MB . В любом случае перед ЭУ устанавливают счетчик для маркировки входящих заряженных частиц.

7. Заряженные частицы, в отличие от нейтральных, могут быть сфокусированы с помощью магнитных линз (МЛ) в идеале до поперечных размеров области взаимодействия первичного пучка с мишенью. Поэтому каналы заряженных частиц можно делать длинными (десятки и даже сотни метров) без особых потерь интенсивности. Транспортирующая часть состоит из набора квадрупольных линз. Внутри линз по оси канала для исключения потерь частиц из-за рассеяния на воздухе установлена вакуумированная труба. Иногда для этой цели используется мешок, например, из лавсана, заполненный легким газом (He). Последний набор линз ("выходной объектив") фокусирует частицы на область взаимодействия в ЭУ.

8. В качестве MB в каналах и ЭУ применяются магнитные диполи разной конструкции. На некоторых больших ускорителях с большим количеством MB , отлаженной технологией их изготовления и эксплуатации они используются и в каналах. Для таких магнитов существуют подробные карты магнитных полей и программное обеспечение, позволяющее прово-

дить полное математическое моделирование прохождения через них пучка частиц, степени его монохроматизации и т.д.

В каналах, как правило, используются "теплые" магниты. Их максимальная напряженность $B=2\div 2,5$ Тл.

В эксперименте МВ могут выполнять следующие функции:

разворот пучка на заданное направление канала;

отбор частиц по знаку электрического заряда,

монохроматизация пучка по импульсу;

измерение импульса частицы.

Угол разворота частицы с импульсом P_c определяется длиной ее пути L в поле B (рис. 1):

$$\theta = \frac{L}{R} = \frac{300HL}{P_c},$$

где R - радиус кривизны траектории; обычно $R \gg L$.

Для отклонения частиц с $M > m_e$ выгоднее использовать максимально возможную напряженность магнитного поля H при минимальном L (магнит меньше занимает места, меньше размеры детекторов). Для электронов из-за синхротронного (с/т) излучения при том же угле поворота разумнее уменьшать H , увеличивая L . Отметим в связи с этим, что при работе со смешанным пучком частиц, монохроматическим по P_c , в области высоких энергий (десятки ГэВ) с помощью МВ высокой напряженности возможно разделение по направлению $e^\pm$ -пучков на выходе МВ от всех остальных за счет того, что, благодаря потерям на с/т излучение, пучок $e^\pm$ развернется на больший угол.

Величина импульсного разброса dP/P в канале определяется апертурой следующих за МВ элементов - магнитных линз или коллиматора. Для измерения импульса заряженной частицы с помощью МВ на входе и выходе его устанавливаются координатные детекторы - годоскопы счетчиков или нитяные камеры. Зная топографию магнитного поля, угол входа θ и величину отклонения X частицы в МВ, можно определить P_c . Для простоты будем считать поле H однородным, поперечным пучку и радиус кривизны траектории $R \gg L$, где L - длина МВ по пучку. Из рис.1 имеем

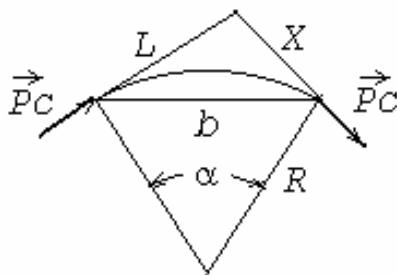


Рис.1

$$b = 2R + \sin(\alpha/2) = L / \cos(\alpha/2);$$

$$\sin(\alpha) \approx \alpha = L/R;$$

$$X = L \cdot \tan(\alpha/2) = L^2 / (2R).$$

$$\text{Используя соотн. } P_c = 300HR, \text{ получаем } P_c = 150LH/X \text{ и } dP/P = dX \cdot P_c / (150 \cdot L^2 \cdot H). \quad (1)$$

Величина dX определяется точностью измерения координаты и не зависит от P . Из соотношения (1) видно, что dP/P увеличивается с ростом P и достигает 100% при $X = dX$. Этой гра-

ницей определяются возможности анализа по импульсу и знаку заряда частицы при заданных L и H .

В экспериментах на встречных пучках для импульсного и зарядового анализа вторичных частиц используют соленоид, по оси которого проходят встречные пучки. При таком расположении магнитное поле соленоида слабо влияет на их траектории, а вторичные частицы, идущие под углом к оси, им отклоняются. Для измерения кривизны траектории частиц в пространстве между ионопроводом и обмоткой соленоида располагают координатные детекторы.

9. Магнитные фокусирующие элементы (магнитные линзы). Тип фокусирующего элемента зависит от цели его использования и от характеристик частиц пучка. Как правило, пучок частиц обладает азимутальной симметрией. Поэтому, в идеале, фокусирующее магнитное поле также должно быть азимутально симметрично, а вектор напряженности поля перпендикулярен к импульсам фокусируемых частиц. В настоящее время наибольшее распространение получили следующие типы магнитных линз (МЛ): квадрупольная линза, горн, параболическая линза, мюонная линза, и соленоид.

Рассмотрим кратко конструкции, фокусирующие свойства и области применения этих линз.

Квадрупольная линза представляет собой 4-полюсник с сильно неоднородным поперечным пучку магнитным полем. Общий вид квадрупольной линзы представлен на рис. 3. На рис. 2 приведены поперечный разрез линзы, силовые линии поля и силы, действующие на пучковые частицы.

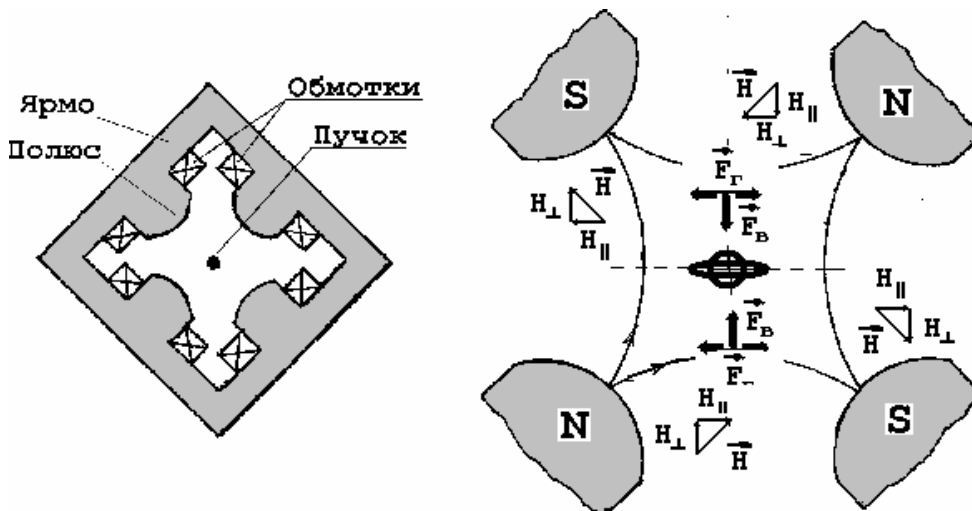


Рис 2

Как видно из рисунка, поле не обладает непрерывной азимутальной симметрией, вследствие чего пучок фокусируется в одном из поперечных направлений, например, в вертикальном, и дефокусируется в другом - горизонтальном. Для фокусировки в обоих направлениях

используют дуплет МЛ, причем у второй линзы полярность полюсов противоположна первой. Так как в центре МЛ магнитное поле мало и растет к полюсам, вторая МЛ будет эффективно фокусировать пучок в горизонтальном направлении и слабо дефокусировать в вертикальном.

Общий вид квадрупольной линзы представлен на рис. 3. Лучшими фокусирующими свойствами обладают 6-полюсники (сектополи, рис.4) и 8-полюсники (октополи). Если входящий пучок азимутально симметричен, дуплет МЛ фокусирует одинаково и положительно и отрицательно заряженные частицы. Для формирования пучка частиц одного знака до дуплета должен быть установлен МВ. На его выходе частицы с разными импульсами отклонятся на разные углы. При этом азимутальная симметрия пучков нарушается.

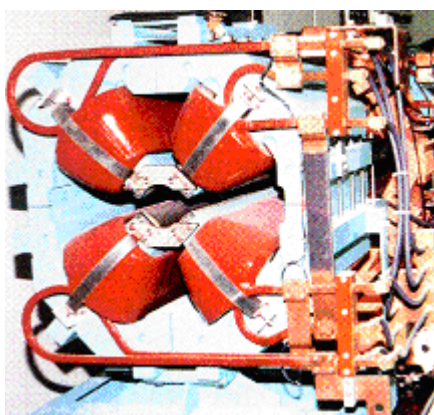


Рис.3

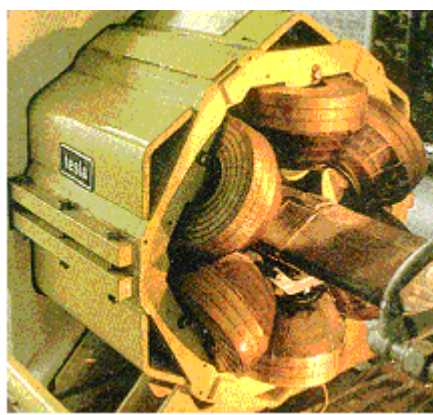


Рис.4

К достоинствам квадрупольных МЛ относится отсутствие материала в области прохождения пучка, что позволяет использовать их в вакуумированных каналах; к недостаткам - малый аксептанс (мкростерadiany). Квадрупольные МЛ используются в линейных ускорителях, синхротронах, для формирования и транспортировки пучков частиц от мишени к экспериментальной установке.

Магнитная линза типа "горн" представляет собой токопроводящую конусную оболочку (рис.4).

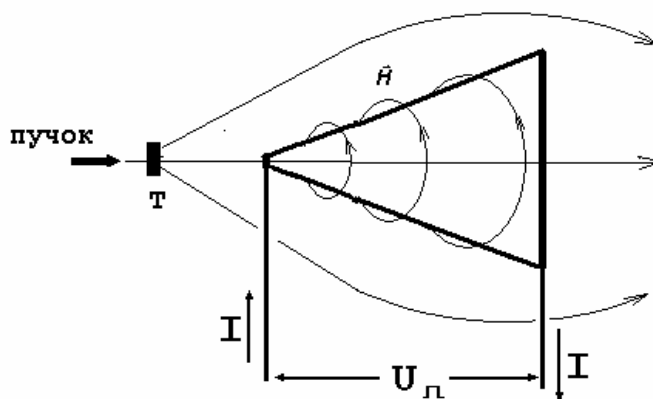


Рис.5

При протекании тока по образующим конуса вне него формируется аксиально-симметричное магнитное поле поперечное оси горна. Оно фокусирует частицы одного знака электрического заряда, идущие со стороны вершины конуса. Внутри горна поле отсутствует, частицы не фокусируются и по знаку заряда не разделяются.

Питание линзы импульсное, длительность импульса тока миллисекунды, амплитуда тока - десятки килоампер. Горн обладает большой апертурой - порядка сотни миллистерadian. Разработан специально для использования в мишенных станциях нейтринных трактов. В настоящее время применяется и в мишенных станциях при получении антипротонов для $p\bar{p}$ -коллайдеров (ЦЕРН, ФНАЛ).

Параболическая линза. Назначение и конструкция аналогичны горну. Отличие в том, что образующая является параболой. Частица, вылетевшая из мишени под тем же углом, что и для горна, приближается из-за геометрии оболочки к поверхности параболической линзы. Поэтому действие поля на ее траекторию эффективнее. Параболические линзы используются на нейтринном тракте ИФВЭ. Апертура линзы 100 мрад, ток импульсный 500 кА; $T=160$ мс, диаметр 160÷500 мм, длина порядка метра, материал - алюминиевые и титановые сплавы. Линзы могут быть объединены в объективы.

Мюонная линза (мю-линза). Предназначена для фокусировки и транспортировки пучков мюонов высоких (ГэВ'ы) энергий. Представляет собой цилиндр (или диск) из сплошного железа. Ось цилиндра устанавливается по оси пучка. При пропускании тока I с плотностью $j=I/\pi \cdot R^2$ по сечению линзы $\pi \cdot R^2$ внутри ее возникает азимутально-симметричное магнитное поле напряженностью

$$B(r) \approx \mu \cdot j \cdot \pi \cdot r^2 / r \sim \mu \cdot j \cdot r, \quad (2)$$

нарастающей с ростом расстояния от оси линзы r . Мюоны, идущие под углом к оси, отклоняются полем к оси, причем чем дальше от нее проходит мюон, тем больше возвращающая сила. Максимальное значение $B_{\text{нас}}$ (насыщение) определяется магнитной проницаемостью железа μ и достигает 1÷2 Тл. В зависимости от величины тока $B(r)$ может либо не достигать $B_{\text{нас}}$ вплоть до наружного радиуса R и тогда справедливо (2), либо $B_{\text{нас}}$ достигается при некотором $R_1 < R$. В этом случае для $r > R_1$ напряженность поля перестает зависеть от r и равна максимальной. Возможность использования такой линзы для фокусировки мюонов связана с тем, что основным взаимодействием мюонов с веществом являются ионизационные потери энергии (порядка 1,5 ГэВ на метр пути в железе). Мю-линзы эффективно фокусируют, транспортируют и замедляют мюоны при условии, что угол поворота траектории магнитным полем больше угла многократного рассеяния. Оба эти угла обратно пропорциональны P с мюона и их отношение зависит только от $B(r)$. Утечки частиц из объема линзы обусловлены случаями "косых" многократных рассеяний, выводящих мюоны из плоскости, проходящей через ось линзы. Мю-линзы фокусируют частицы одного знака и дефокусируют противополо-

ложного. Впервые такие линзы были использованы в ИФВЭ. Линзы были изготовлены из мягкой стали СТ-3, диаметр 20 см, длина 80 см, ток постоянный, около 1000 А.

Модифицированные мю-линзы, имеющие форму железного диска диаметром, измеряемым метрами с отверстием в центре, применяются в экспериментальных установках для измерения импульсов мюонов, а также могут быть использованы в защите нейтринных трактов. Магнитное поле внутри диска генерируется рамками с током, намотанными на диск как на кольцо через центральное отверстие. Азимутальная симметрия поля достигается симметрией расположения рамок по углу ϕ между ними. Если довести поле внутри железа до насыщения и выключить ток, поле упадет не до нуля, а до B остаточного, величина которого около 0,8 Тл. Если по условиям эксперимента этого достаточно, то, намагнитив диск или МЛ один раз, в питании они в дальнейшем не нуждаются.

В Новосибирске разработаны линзы, аналогичные описанной, для фокусировки адронов и даже электронов высоких энергий. Чтобы свести к минимуму ядерное взаимодействие и радиационные потери, линза изготовлена из лития - легчайшего из металлов, у которого $\lambda_{\text{яд}}$ и X_0 очень велики (порядка полутора метров). Это на порядок больше по $\lambda_{\text{яд}}$, а по X_0 на два порядка больше, чем у алюминия или железа. Так как в литии $\mu=1$, для получения высокой напряженности магнитного поля требуется ток в десятки тысяч ампер. По этой причине Li-линза работает в импульсном режиме.

Та же идея - фокусировка магнитными полями токов параллельных пучку - реализована в т.н. проволочных МЛ('wire lense') и, последняя разработка, в плазменной МЛ(ПМЛ). В ПМЛ фокусировка осуществляется потоком заряженной плазмы. В процессе исследований с ней было получено усиление интенсивности пучка на фактор 10^3 , что недостижимо в квадрупольной линзе. Принципиальным достоинством ПМЛ является ее прозрачность для пучка и, следовательно, возможность использования в мишенных станциях при получении $\bar{p}$ и e^+ .

Соленоид. Для удержания пучка от расхождения или ухода из области ионопровода используются, кроме описанных выше квадрупольных линз, также и соленоиды. Соленоид устанавливается по оси пучка. При отклонении направления импульса частицы от оси возникает поперечная сила Лоренца, закручивающая траекторию частицы вокруг оси соленоида и тем самым препятствующая ее уходу из канала. Практически используются как теплые, так и сверхпроводящие соленоиды. Область применения - начальные участки линейных ускорителей, мюонные тракты. Энергии - порядка 100 МэВ и менее.

10. Сверхпроводящие магнитные элементы каналов и ускорителей. В обычных магнитах и МЛ, охлаждаемых водой или воздухом, и называемых "теплыми", максимальное магнитное поле ограничивается величиной $B_{\text{нас}}$ железа или ферросплавов и не превышает 2÷2,5 Тл. Известны магниты с напряженностью поля до порядка 4 Тл. Однако объем поля в них измеряется кубическими сантиметрами и по этой причине они не используются в МЛ и отклоняющих магнитах. Строительство и эксплуатация ускорителей и экспериментальных устано-

вок в области сверхвысоких энергий ($E > 1$ ТэВ) с использованием теплых магнитных элементов становятся нерентабельными. Действительно, длина орбиты растет линейно с ростом импульса частиц. В ЦЕРНе, например, при $E_p = 450$ ГэВ на SPS длина ионпровода порядка 7 км. При $E > 1$ ТэВ длина измеряется десятками километров, число магнитных элементов многими сотнями и тысячами, энергозатраты становятся недопустимыми даже для развитых стран. То же можно сказать и о магнитных спектрометрах, входящих в экспериментальные установки - увеличение их размеров приводит, помимо роста энергозатрат, к катастрофическому увеличению числа и размеров координатных детекторов и, соответственно, количеству каналов для снятия и приема информации с них. В существующих спектрометрах число каналов достигает 10^4 и более.

Единственным на сегодня путем решения этих проблем является использование магнитных элементов со сверхпроводящими(СП) обмотками. Оказывается, что, несмотря на затраты на охлаждение жидким гелием, магнитные элементы из СП намного выгоднее теплых по важнейшим параметрам и, прежде всего, по величине напряженности магнитного поля - 5 Тл рядовое ее значение. Особо выгодны спектрометры с "замороженным" магнитным полем - раз включенные, в дальнейшем они не потребляют электроэнергию: пока обмотки находятся в режиме СП, ток в них не затухает и поле сохраняется. Причем поле высокостабильное во времени. Используемые сегодня материалы для обмоток требуют охлаждения жидким гелием - это основной источник эксплуатационных затрат. Открытые в 1986-1987гг новые композиционные материалы с температурой СП выше температуры жидкого азота (77К) снимают эту проблему (жидкий азот дешев) и могут в будущем революционным образом повлиять на разработки магнитных элементов для ускорителей и эксперимента.

Сверхпроводимость характеризуется критической температурой T_c , при которой вещество становится сверхпроводящим. Эта T_c зависит от величины внешнего магнитного поля H и от плотности тока j в СП: при заданной T_c H и j не должны превышать значений H_c и j_c , иначе СП исчезает. Известные СП (10^3 веществ) делятся на СП 1-ого и 2-ого рода.

СП 1-ого рода - чистые металлы с $H_c < 0,1$ Тл (ртуть, олово, свинец). Из-за малого H и j в магнитах и МЛ СП 1-ого рода не используются.

СП 2-ого рода - композиционные материалы- металлические соединения и сплавы. У них H очень высоки (10÷50 Тл и больше). Эти СП делятся на два типа:

A15- соединения Nb_3X и V_3X , где X - $Ge, Zr, Sn, Ca, Ti, Si, Al$. Например, Nb_3Sn $T_c = 18K$; Nb_3Ge $T_c = 23.3K$; V_3Si $T_c = 17K$.

B1- вещества с кубической структурой (как у $NaCl$): NbN, MoN, PbH (в сплаве с Ag), $NeTi$. T_c у них того же порядка, что и у A15.

Известны органические соединения с свойствами СП, неметаллы, например, (SN). Из новейших(1986-1987гг) - керамика с высокой T_c . По этому признаку их называют ВТСП- высокотемпературные сверхпроводники. Основа у наиболее высокотемпературных $X-Ba-Cu-O$, где X редкие земли: $Y(T_c = 95K)$, $Eu(T_c = 96K)$, $Sc(T_c = 92K)$, $Tu(T_c = 90K)$, Er, Ho, Di . Как видно из

приведенных T_c охладителем для них может служить дешевый жидкий азот ($T=77K$). Критические поля для них очень высокие. Так, у СП на основе иттрия $Y H=190Tл$ (1.9 млн гаусс!).

Практически для СП-магнитных элементов используются только металлические сплавы - из них можно изготовить проволоку. Использование керамики в процессе разработок. Один из путей - керамическая пленка на металлической ленте.

Проводник для СП элементов представляет собой жгут из тонких (от менее 100 до 300 мкм) проволочек - у них выше H и J . В качестве электроизоляции применяют лаки, эпоксидную смолу, золото, медь. В с/п магнитах и линзах используют проволоку из сплава $Nb+Ti$ ($T_c=9,8K$, $H_c=10^5$ Гс).

Из СП изготавливают дипольные магниты, соленоиды, линзы. Топография поля задается пространственной конфигурацией обмоток. В больших полях возникают большие поперечные силы (при $H \sim 6$ Тл сила порядка тонны на см). Для удержания проводников используют стальные бандажи. При потере сверхпроводимости возникают громадные dH/dt - вихревые поля, с соответствующим ростом сил. Одновременно происходит разогрев СП, вскипание He и взрыв. Для исключения катастрофической ситуации применяют следующие меры:

а) жгуты СП запрессовывают в медную шину-матрицу, в нее переходит ток при потере сверхпроводимости;

б) жидкий He не имеет непосредственного контакта с СП - тепло снимается промежуточным He - газом, который при аварии откачивается и тем спасается жидкий He ;

в) бандаж принимает на себя вихревое поле; т.к. масса бандажа велика, T растет медленно - есть время для отвода тепла. Для уменьшения dH/dt необходимо увеличивать dt . Для этого система должна обладать большой индуктивностью;

г) сила $\vec{F} \sim \vec{J} \times \vec{H}$. Поэтому, если $\vec{J} \parallel \vec{H}$, то силы нет. Реально угол между векторами тока и поля можно существенно уменьшить в соленоиде и в торе. Для этого витки обмотки наматываются так, чтобы угол между плоскостью витка и осью соленоида был меньше 90° .

Рис.5 дает представление об устройстве магнитного элемента на сверхпроводящих обмотках.

Включение СП-магнитных систем с постоянным во времени магнитным полем, осуществляется следующим образом. Параллельно подводящим питание проводникам подсоединяется петля из СП-материала. В момент включения напряжения температура петли выше T_c . Поэтому ток от источника питания ее минует. После охлаждения петли до СП-состояния ток начинает циркулировать по СП-цепям, минуя выпрямитель и его можно отключить.

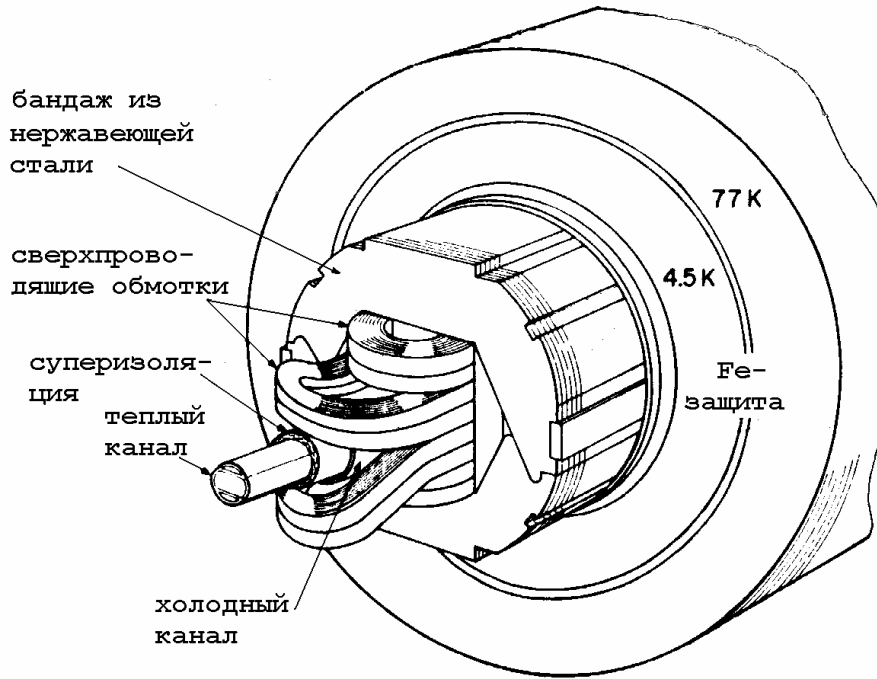


Рис.5

Реальный выигрыш по мощности в таких системах $>10^4$. Например, теплый соленоид на 100 кЭ диаметром 90 мм потребляет 60 МВт. Его СП-аналог из *NbSn* - порядка 0,01 МВт.

Практические расчеты теплых и СП магнитов можно найти в книге В.Р.Карасика "Физика и техника сильных магнитных полей", Наука, М, 1964.

НЕЙТРИННЫЙ КАНАЛ.

1. Источниками высокоэнергичных мюонных нейтрино служат распады налету $\pi^\pm$ - и $K^\pm$ - мезонов:

$$\pi^\pm, K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) \quad (3)$$

Бренчинг R этой моды рапада для $\pi^\pm$ -мезонов 100%, для $K^\pm$ - мезонов 63%. Так как $N_{\pi^+}/N_{\pi^-}=N_{\nu}/N_{\bar{\nu}}=2\div3$ и $\sigma_{\bar{\nu}N}/\sigma_{\nu N} \approx 1/3$, эксперименты с $\bar{\nu}_\mu$ существенно более продолжительны, чем с ν_μ . В пучке положительно заряженных вторичных частиц с мишени более 50% составляют протоны, остальное π^+ - и K^+ -мезоны в пропорции $K^+/\pi^+ = 0,1\div0,2$. В отрицательно заряженном пучке - $\pi^- \approx 95\%$, $K^- \approx (3\div5)\%$, $\bar{p} < 1\%$.

Высокоэнергичные ν_e получают из распада

$$K_{e3} = K_L^0 \rightarrow \pi^\pm + e^\mp + \bar{\nu}_e (\nu_e) \quad (4)$$

Для этой моды $R=38,7\%$. Оценим соотношение между ν_μ и ν_e при распадах налету K^+ - и K_L^0 - мезонов. Пусть гамма-фактор $\gamma=E/M$ для обоих мезонов одинаков. Тогда

$$\frac{N_{\nu_\mu}}{N_{\nu_e}} = \frac{L_0}{L_+} \cdot \frac{R_+}{R_{e3}/4} = \frac{1554}{371} \cdot \frac{0,63}{0,39} \cdot 4 \approx 27$$

Здесь $L_{0,+}=c \cdot \tau_{0,+}$, c - скорость света, τ - время жизни K_L^0 - и K^+ -мезонов в системе координат покоя частицы (СКП). Для K_L^0 $L_0=1554$ см, для K^+ $L_+=371$ см. Фактор 4 возникает а) 2 из-за того, что K_L^0 составляет 50% от K^0 , б) 2 из-за того, что ν_e рождается в 50% случаев распада K_{e3} . Фокусировка K^+ дает дополнительный фактор подавления ν_e . На нейтринном канале ИФВЭ он равен от 4 до 30 в зависимости от E_ν . Реально примесь ν_e не превышает 1% от ν_μ .

2. Рассмотрим распад частицы с массой M_0 на $\mu\nu$. Будем обозначать переменные, относящиеся к СКП M_0 звездочкой.

$$E_\nu^* + \sqrt{\mu^2 + E_\nu^{*2}} = M_0^*,$$

отсюда

$$E_\nu^* = (M_0^2 - \mu^2) / (2M_0). \quad (5)$$

Здесь μ - масса мюона. В лабораторной СК (ЛСК) имеем

$$E_\nu = (E_0/M_0) \cdot E_\nu^* \cdot (1 + \beta_0 \cos \theta^*), \quad (6)$$

где E_0 - энергия M_0 , β_0 - ее скорость в ЛСК. Так как спины π и K - мезонов равны нулю, в СКП угловое распределение продуктов реакции изотропно:

$$dN(\Omega^*) = \text{const} \cdot d\Omega^* = \text{const} \cdot d\cos\theta^* = dN(\theta^*) \quad (7)$$

Из соотношения (6) имеем $dE_\nu = \text{const} \cdot d\cos\theta^*$. Заменяя в (7) $d\cos\theta^*$ на dE_ν , получаем, что при фиксированной E_0 энергетическое распределение нейтрино будет равновероятным в интервале $E_{\min} < E_\nu < E_{\max}$:

$$dN(E_\nu) = dE_\nu / (E_{\max} - E_{\min}).$$

Здесь $E_{\max} = E_0(1 - \mu^2/M_0^2) \cdot (1 + \beta_0)/2$; $E_{\min} = E_{\max}(1 - \beta_0)/(1 + \beta_0)$. При высоких энергиях ($E_0 \gg M_0$) β_0 величина близка к 1, так что $E_{\min} \rightarrow 0$. В зависимости от массы родителя $E_{\max}$ нейтрино не будет превышать

а) при распаде пиона $E_{\max} = E_\pi \cdot (1 - (105,6/139,6)^2) = 0,427 \cdot E_\pi$.

б) при распаде каона $E_{\max} = E_K \cdot (1 - (105,6/493,6)^2) = 0,954 \cdot E_K$.

Максимальная энергия мезонов, рожденных протонным пучком на мишени, при $E_p \gg M_0$ близка к E_p . Поэтому, хотя $N_\pi/N_K \sim 10$, высокоэнергичная часть спектра нейтрино с $E_\nu > E_p/2$ реализуется распадами только каонов.

Пусть $dN_0 = f(E_0)dE_0$ - энергетический спектр родителей. Тогда энергетический спектр нейтрино может быть получен из соотношения

$$\frac{dN_\nu(E_\nu)}{dE_\nu} = \int_0^{E_0 \max} \int_{E_0 \min}^{\max} \frac{f(E_0) \cdot dE_0}{E_0(1 - \mu^2/M_0^2)} \cdot \frac{e^{-x/\gamma L_0} \cdot dx}{\gamma L_0} =$$

$$= \frac{M_0}{c\tau_0} \int_0^Z \int_{E_{0\min}}^{E_{0\max}} \frac{f(E_0) \cdot dE_0}{E_0^2(1 - \mu^2/M_0^2)} e^{-x/\gamma L_0} \cdot dx = F(E_0, M_0, \tau_0, \mu)$$

Пределы интегрирования по E_0 определяются максимальной и минимальной энергиями частицы с массой M_0 , при распаде которой рождается нейтрино с энергией E_ν : $E_{0\max}=E_p$, $E_{0\min}=E_\nu/(1-\mu^2/M_0^2)$. Z - длина промежутка между мишенью и поглотителем мезонов - называют "распадный канал". Для представления масштаба Z оценим величину L_0 для не слишком высокой E_0 , например, $E_0=30$ ГэВ. Для пионов $L_\pi=1174$ м; для каонов $L_K=223$ м. Как видим, длина распадного канала для эффективного распада мезонов должна быть значительна.

3. Схема компоновки нейтринного канала представлена на рис.6. Канал включает в себя следующие элементы.

А. Устройство быстрого ($<0,1$ с) вывода р-пучка из ускорителя и вакуумированного канала, транспортирующего пучок к мишени Т (на рис. не показан). Возможность проведения экспериментов с коротким банчируемым пучком обусловлена малым сечением взаимодействия нейтрино с веществом.



Рис.6

Б. Мишень Т. Материал - вольфрам, окислы алюминия. Толщина по пучку $(1\div 2)\lambda_{\text{яд}}$.

В. В качестве фокусирующего устройства "ФУ" используются горны и параболические линзы. Эти МЛ работают только в импульсном режиме и специально разработаны для ν -каналов. Так как магнитное поле в таких МЛ внутри оболочки отсутствует, частицы, входящие в линзу под малыми по сравнению с раствором оболочки углами, по знаку заряда не различимы. По этой причине нельзя получить чистые пучки ν_μ или $\bar{\nu}_\mu$. Для подавления примеси мезонов другого знака по оси МЛ внутри оболочки устанавливают цилиндрический поглотитель адронов, как правило, вольфрамовый, толщиной $\gg \lambda_{\text{яд}}$. При этом, естественно, погибают и мезоны нужного знака, теряется область углов рождения вблизи нуля, где находится максимум интенсивности. Практически примесь $\bar{\nu}_\mu$ в ν_μ -пучке $\sim 5\%$, ν_μ в $\bar{\nu}_\mu$ -пучке порядка 20%.

Г. Распадный канал. Длина выбирается из комплекса компромиссов: возможности ФУ, стоимости строительства и эксплуатации, размеры и стоимость защиты и др. Для исключения рассеяния и взаимодействий $\pi^\pm$ и $K^\pm$ на воздухе распадный канал вакуумируют.

Д. Поглотитель (защита). Назначение - поглощение всех видов излучения кроме ν . В качестве материала предпочтительнее использовать вещества с большими плотностью и Z . При этом толщина защиты будет меньше, поэтому сечение пучка в месте расположения ЭУ будет меньше, что, в свою очередь, упрощает и удешевляет изготовление и эксплуатацию ЭУ.

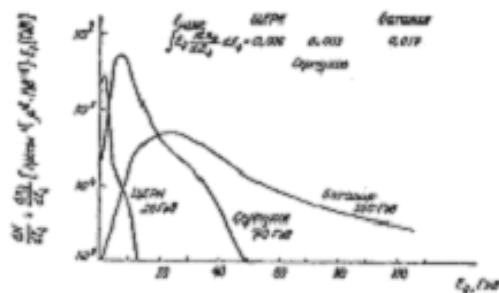


Рис. 7

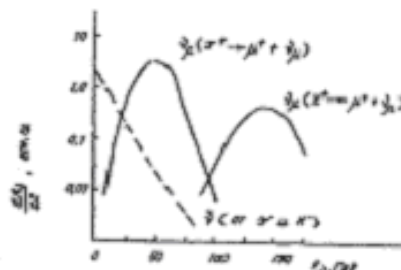


Рис. 8

При высоких и сверхвысоких энергиях для разного типа частиц потери энергии при прохождении их через вещество определяются разными процессами. Для адронов это генерация h -ливней; характерная длина $\lambda_{ад}=100\div 200$ г/см. Для $e^\pm$ и γ -квантов генерация э/м ливней; характерная длина $X_0 \sim 10$ г/см². Мюоны оказываются наиболее проникающими частицам: они теряют энергию, в основном, на ионизацию $dE/dx \sim 1\div 2$ МэВ/г/см².

Обычно в качестве поглотителя применяют Fe -блоки, слэбы. В железе $\lambda_{ад}=15\div 30$ см, $X_0=1,76$ см, $dE=1,5$ ГэВ/м. Как видно, наиболее проникающей компонентой являются мюоны. По ним и считается толщина защиты. Например, при $E_{\mu\max} \approx E_0 = 70$ ГэВ толщина Fe $70/1,5 \approx 54$ м.

Следует отметить, что в объеме защиты в результате реакции $\nu_\mu N \rightarrow \mu N$ рождаются мюоны, которые частично будут выходить из защиты при любой ее толщине и попадать в ЭУ. Единственный способ исключения регистрации таких событий - установка антисовпадетельного счетчика на входе ЭУ.

4. Энергетические спектры нейтрино на ν_μ -каналах.

А. Спектры сплошные, с максимумом интенсивности $n_{\max} = dN_\nu(E_\nu)/dE_\nu$ при некоторой энергии E_ν , которую называют $E_{\max}$. Величина $E_{\max} = (0,005\div 0,1)E_p$. $n_{\max}$ и $E_{\max}$ являются характеристиками ν -канала. Спектр крутой: при увеличении E_ν на 30% от $E_{\max}$ интенсивность n_ν уменьшается в 100 раз. Спектры нейтрино получают расчетным путем или экспериментально. Вычисление требует детальных данных выхода π и K на реальной мишени, которых, как правило, нет. Поэтому расчеты имеют приближенный характер. Спектр может быть получен из экспериментально измеренного спектра мюонов- энергетического и углового. При этом требуется знание отношение K/π на мишени. Хорошо восстанавливается лишь мягкая

часть спектра. Трудности с определением спектра нейтрино и его нормировкой заметно сказываются на точности определения сечений взаимодействия нейтрино. Калибровка может быть произведена по упругим и квазиупругим взаимодействиям нейтрино, сечения которых не зависят от E_ν . Однако число таких взаимодействий падает с ростом E_ν . Так при $E_\nu=20$ ГэВ они составляют $\sim 10\%$. На рис. 7 представлены энергетические спектры нейтрино на каналах ЦЕРНа ($E_p=26$ ГэВ), ИФВЭ ($E_p=70$ ГэВ) и ФНАЛ ($E_p=350$ ГэВ).

Б. Монохроматизация пучков нейтрино. Монохроматических ν -пучков не существует.

А. Дихроматический спектр получают, отбирая $\pi^\pm$ и $K^\pm$ -мезоны с $P_c=\text{const}$ и малым разбросом dP/P . Изменяя распадный промежуток Z и поперечные размеры детекторов, можно изменять ширины двух линий ν_μ , отвечающих π - и K -распадам:

$$\Delta E_\nu/E_\nu = \gamma_\theta^2 \theta^2 / (1 + \gamma_\theta^2 \theta^2)$$

Например, в ЦЕРН'е при $dP/P=0,005 \div 0,14$ и угловой расходимости $3\text{мрад}(\text{гориз.}) \times 0,6\text{мрад}(\text{верт.})$ при $E_{\pi,K}=350$ ГэВ имеют две "линии", отвечающие распадам π - и K -мезонам.

$$E_\nu(\pi) = 80 \pm 38 \text{ ГэВ}, n_\nu = 3,8 \cdot 10^7 \text{ 1/м}^2\text{с}$$

$$E_\nu(K) = 241 \pm 45 \text{ ГэВ}, n_\nu = 2,5 \cdot 10^7 \text{ 1/м}^2\text{с}.$$

Примеси $\bar{\nu}_\mu$ (ν_μ) в пучке $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ при монохроматизации мезонов по импульсу на порядок ниже, чем без нее. Пример дихроматического спектра на нейтринном канале ФНАЛ представлен на рис.6.

б. Меченные нейтрино. Рассмотрим кинематику распада M_0 налету:

$$M_0 \cdot E_\nu^* = E_\nu \cdot E_0 - P_0 \cdot P_\nu \cos \theta = E_\nu \cdot E_0 (1 - \cos \theta)$$

Отсюда имеем

$$E_\nu = \frac{E_\nu^*}{\gamma_\theta} \cdot \frac{1}{(1 - \cos \theta)}, \quad (8)$$

где E_ν^* из (5).

Для определения E_ν из (8) необходимо знать: P_0 , M_0 , θ . На канале "меченные нейтрино" эти задачи решаются следующим образом.

С помощью МВ и системы квадрупольных МЛ формируется монохроматический ($dP/P=2 \div 8\%$) и с малым угловым расхождением ($<1\text{мрад}$) пучок. Использование в качестве идентификатора M_0 черенковского счетчика - самого быстрого идентификатора - в данном случае не проходит, так как даже он не может работать в режиме необходимых загрузок $>10^9$ K/c и $>10^{10}$ π/c . Для идентификации M_0 было предложено воспользоваться тем, что при фиксированном импульсе максимальный угол раствора пучка мюонов $\theta_{\text{макс}}$ от распадов $\pi \rightarrow \mu \nu$ при $E_0 \gg M_0$ существенно меньше, чем от распадов K -мезонов.

Ранее было показано, что $E_v^* = (M_0^2 - \mu^2)/2M_0 = P_v^* c = P_\mu^* c$. Отсюда $E_\mu^* = (M_0^2 + \mu^2)/2M_0$.

Используя известные преобразования для продольной и поперечной составляющих импульса

$$P \cos \theta = \gamma_0 (\beta_0 E_\mu^* + P_\mu^* \cos \theta^*)$$

$$P \sin \theta = P^* \sin \theta^*,$$

получаем

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{\sin \theta^*}{\gamma_0 (\cos \theta^* + \beta_0 / \beta_\mu^*)}. \quad (9)$$

Здесь $\gamma_0 = E_0/M_0$, β_0 - скорость M_0 , β_μ^* - скорость мюона в СКП M_0 . Значение $\theta_{\text{опт}}^*$, отвечающее максимальному значению $\operatorname{tg} \theta$ находим из уравнения

$$d \operatorname{tg} \theta / d \theta^* = \cos \theta^* \cdot (\cos \theta^* + \beta_0 / \beta_\mu^*) + \sin^2 \theta^* = 0.$$

Решая его, получаем

$$\cos \theta_{\text{опт}}^* = -\beta_\mu^* / \beta_0.$$

$$\operatorname{tg} \theta_{\text{max}} = \frac{\sqrt{1 - (\beta_\mu^* / \beta_0)^2}}{\gamma_0 \cdot (-\beta_\mu^* / \beta_0 + \beta_0 / \beta_\mu^*)} = \frac{\beta_\mu^*}{\gamma_0 \beta_0 \sqrt{1 - (\beta_\mu^* / \beta_0)^2}}$$

При $E_0 \gg M_0$ $\beta_0 \approx 1$. Поэтому

$$\operatorname{tg} \theta_{\text{max}} = \frac{\beta_\mu^*}{\gamma_0 \sqrt{1 - (\beta_\mu^*)^2}} = \frac{P_\mu^*}{E_\mu^*} \cdot \frac{E_\mu^*}{\mu} \cdot \frac{1}{\gamma_0}.$$

Так как $\gamma_0 \gg 1$ $\operatorname{tg} \theta_{\text{max}} \approx \theta_{\text{max}} = \alpha$. Максимальные углы вылета мюонов при распадах налету π - и K -мезонов равны соответственно $\alpha_\pi = 0,28/\gamma_\pi$, $\alpha_K = 2,23/\gamma_K$. При $Pc \gg (M_\pi, M_K)$ их отношение равно $\alpha_K/\alpha_\pi = 7,9(E_\pi/M_\pi) \cdot (M_K/E_K) = 7,9 \cdot (M_K/M_\pi) = 28$.

Итак, регистрируя мюоны под углами $\theta > \alpha_\pi$, можно отобрать распады только каонов, т.е. фиксировать M_0 . При этом, естественно, теряются нейтрино из перекрывающихся областей. Для определения угла θ помимо координаты точки взаимодействия нейтрино в ЭУ требуется знать координату распада K -мезона. Она определяется по пересечению измеряемой с помощью годоскопов сцинтилляционных счетчиков траектории мюона с пучком каонов. Плоскости годоскопов перпендикулярны оси пучка. Триггером события - распад каона - служит совпадение во времени сигналов с годоскопа и ЭУ. Для того, чтобы исключить регистрацию мюонов от распадов π -мезонов, в центре годоскопов имеется отверстие, размеры которого определяются θ . На рис. 9 приведена схема такого канала, который проектировался для УНК. Здесь $H_1 + H_3$ годоскопы, СПП-ячеистый спектрометр полного поглощения для идентификации электрона из распада K_{e3} , Fe_1 -поглотитель адронов, Fe_2 -поглотитель мюонов, ЭУ - экспериментальная установка.

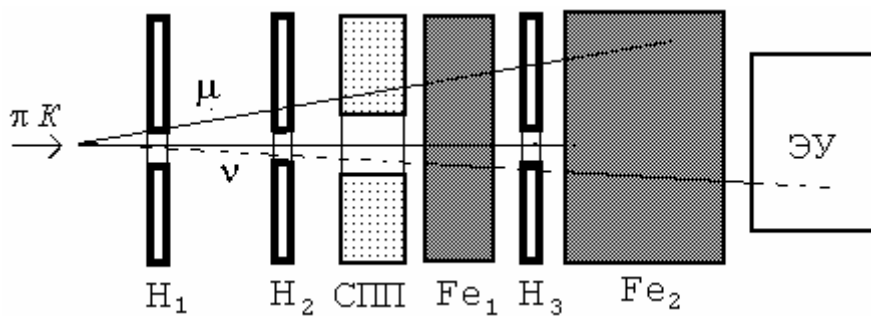


Рис 9

Расчеты показали, что при $P_c = 35 \pm 0,8$ ГэВ и размерах ячейки годоскопа $1 \times 1 \text{ см}^2$ погрешность определения энергии нейтрино $\sim 5\%$.

5. Устройство и характеристики ν -канала ИФВЭ.

Нейтринный канал ИФВЭ построен по общепринятой схеме, приведенной на рис.4. Его основные характеристики :

- а. полная длина 440м;
 - б. транспортирующий p -пучок канал: длина 120 м; на выходе диаметр пучка 2,5 мм, $\Delta\Omega = 0,8$ мрад;
 - в. I_p измеряется токовым трансформатором, $dI_p/I_p = 2\%$;
 - г. диапазон $E_p = 30 \div 70$ ГэВ;
 - д. вывод в канал до 30 банчей (все банчи);
 - е. время вывода от 15 нс(один банч) до 5 мкс(все банчи);
 - ж. мишени в виде стержней диаметром 1 см, длиной 40÷60 см, материал-Al, окись Al.
- Имеется 11 мишеней на курбелях на разных расстояниях от ФУ;
- з. ФУ - параболические линзы с $\Delta\Omega = 60$ мрад, импульсным питанием $I = 500$ кА, $t = 150$ мс;
 - и. распадный канал вакуумированный, полная длина около 142 м, первые по пучку 42 м диаметром 1,2 м, остальные - 1,4 м;
 - к. защита из 55 м железа (слябы), с промежутками длина 62м;
 - л. максимум интенсивности нейтрино при $E_{\text{макс}} = 4$ ГэВ.

6. Детекторы нейтрино представляют собой массивные "живые" мишени, которые одновременно с функцией мишени выполняют анализ событий. Так как E_ν не определена, детекторы должны иметь:

- а) хорошее dE/E вторичных частиц;
- б) высокую эффективность регистрации мюонов для исследования заряженных токов;
- в) идентифицировать события с нейтральными токами.

В качестве детекторов используются э/м и адронные калориметры типа "сендвич", координатные детекторы - годоскопы S-счетчиков, пропорциональные камеры, пузырьковые камеры, блоки ядерной фотоэмульсии. Пример ЭУ на нейтринном канале приведен на рис 10. На рисунке SA- антисовпадательный счетчик для исключения запуска установки от мюонов,

выходящих из поглотителя ν -канала. Адронный калориметр совмещает функции измерения энергии и координат частиц. Идентификатор мюонов представляет собой слои железа толщиной $\Delta \gg \lambda_{\text{яд}}$, между которыми устанавливают координатные детекторы. Энергия мюонов определяется по пробегу или, при применении азимутально намагниченных слоев железа, по кривизне траектории.

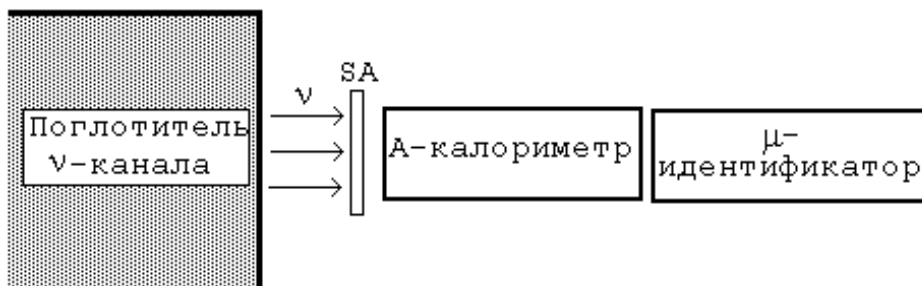


Рис. 10

6. Ниже приведена сборная таблица ν -трактов и некоторые их характеристики.

Таблица

Нахождение ν -тракта	E_p ГэВ	Длина распадного ка- нала (м), тип ФУ	Толщина фильтра материал	E_ν ГэВ	$E_{\text{макс}}$ ГэВ	$\nu/(\text{см}^2\text{с})$ при $I_p =$
АНЛ, США	12,4	27÷30, горн	13 м, Fe	0,3÷6	0,5	$2 \cdot 10^4$ $1,2 \cdot 10^{12}$
БНЛ, США	29	45÷57	30 м, Fe	1÷15	2	$2 \cdot 10^5$ $5 \cdot 10^{12}$
ЦЕРН (PS)	26	70 горн	22 м, Fe	1÷12	2	$2 \cdot 10^5$ $6 \cdot 10^{12}$
ИФВЭ, РФ	70	142, параб. МЛ, вакуум.	55 м, Fe	2÷30	4	10^5
ЦЕРН, (SPS)	400	300, горн, вакуум, моно- хром.	400 м, Fe	10÷200	20	10^5 $5 \cdot 10^{13}$
ФНАЛ, США	300-400	340÷350, горн, вакуум, монохр.	~1 км Fe	10÷200	20	10^5 $1,5 \cdot 10^{13}$
ИФВЭ (УНК)	3ТэВ	3,7 км	500 м	-	-	$3 \cdot 10^{14}$

Описание действующих ν -детекторов более подробно приведено в книге [2]

МЮННЫЙ КАНАЛ.

1. Мюонный канал, называемый также "мюонный тракт", предназначен для получения поляризованных по или против импульса пучков мюонов высокой интенсивности. Задачи, решаемые на мю-трактах: исследование свойств и структуры твердого тела и динамики быстрых (с временами менее 1 мкс) химических реакций μ SR (muon Spin Rotation) методом, мю-катализ, мю-мезоатомы и т.д. Обычно на мю-трактах энергия мюонов не превышает 200 МэВ.

2. Мюоны с необходимой энергией получают при распаде пионов налету

$$\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu_{\mu} (\bar{\nu}_{\mu}) \quad (10)$$

Так как в СКП пиона $E_{\nu}^* = P_{\mu}^* c$, то, используя соотношение (5) получаем

$$E_{\mu}^* = M_0 - E_{\nu}^* = (M_0^2 + \mu^2)/(2 \cdot M_0)$$

При распаде пиона в СКП $E_{\mu}^* = 4,2$ МэВ, $P_{\mu}^* = 30$ МэВ/с. В ЛСК имеем

$$E_{\mu} = \frac{E_0}{M_0} (E_{\mu}^* + \beta_0 \cdot P_{\mu}^* \cos \theta^*) = \frac{E_0}{2M_0^2} (M_0^2 + \mu^2 + \beta_0 (M_0^2 - \mu^2) \cdot \cos \theta^*)$$

Здесь μ - масса мюона, β_0 - скорость пиона, E_0 - его энергия. При фиксированной E_0 энергетическое распределение мюонов, как и нейтрино, имеет вид (рис 10,а)

$$dN_{\mu} = dE_{\mu} / (E_{\mu \text{ макс}} - E_{\mu \text{ мин}}) \quad (11)$$

где $E_{\mu \text{ макс}}$ реализуется при $\theta^* = 0^0$, а $E_{\mu \text{ мин}}$ при $\theta^* = 180^0$. При $\beta_0 \rightarrow 1$ $E_{\mu \text{ макс}}$ стремится к E_0 , а $E_{\mu \text{ мин}}$ к $E_0 \cdot (\mu^2 / M_0^2)$.

3. Так как нейтрино всегда поляризовано против своего импульса, а антинейтрино по нему, в СКП пиона мюон также полностью продольно (вдоль импульса) поляризован. Например, при распаде положительно заряженного пиона

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_{\mu}$$

Моменты	$\vec{S}$	0	$\xrightarrow{1/2}$	$\xleftarrow{1/2}$	$\sum \vec{S} = 0$
Импульсы	$\vec{P}$	0	$\vec{P}_{\mu}^*$	$\vec{P}_{\nu}^*$	$\sum \vec{P}_i^* = 0$
Поляризация	P^*	0	-1	-1	

Здесь P^* продольная поляризация в СКП пиона. При этом знак поляризации совпадает со знаком поляризации нейтрино (антинейтрино), в паре с которым родился мюон. Поэтому продольная поляризация P_{μ}^* μ^+ - мюона равна -1, а μ^- - мюона +1.

При переходе в ЛСК спин и импульс преобразуются по-разному. 100% продольной поляризации сохраняется только для мюонов с $E_{\text{макс}}$ и $E_{\text{мин}}$. В первом случае знак поляризации

совпадает со знаком в СКП, т.е. $P_\mu = P_\mu^*$. Во втором - возможны варианты: если скорость мюона β_μ^* в СКП меньше скорости пиона β_0 , $P_\mu = -P_\mu^*$. В противном случае $P_\mu = P_\mu^*$.

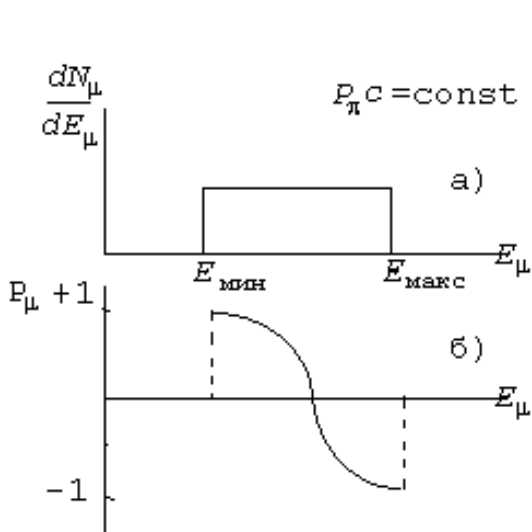


Рис 10

Зависимость P_μ от E_μ для $\beta_0 > \beta_\mu^*$ представлена на рис 10б. Таким образом, для получения пучка поляризованных мюонов необходимо сформировать монохроматический по импульсу пучок пионов и иметь возможность отбора мюонов с энергией, близкой к $E_{\min}$ или $E_{\max}$.

4. Схема канала поляризованных мюонов представлена на рис.11. Пионы получают при взаимодействии пучка протонов с мишенью Т. Мишени изготавливают из бериллия, углерода,

меди. Длина мишени 1-3 $\lambda_{\text{яд}}$. Выход пионов с единицы длины Т максимален для Си, но с нее же максимален и фон $e^\pm$, связанный с распадами π^0 (Далиц-пары, конверсия γ -квантов в e^+e^- пары). Заряженные

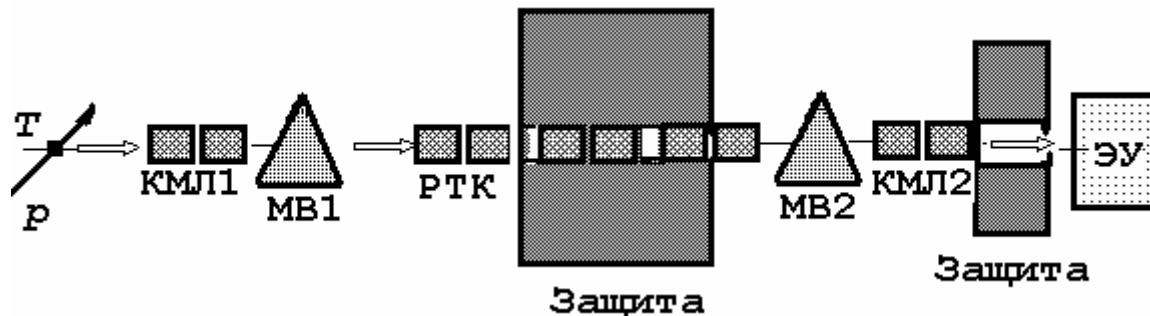


Рис.11

пионы, рожденные под углом около 60° к протонному пучку, фокусируются дуплетом квадрупольных МЛ (КМЛ1) и проходят в магнит - анализатор (МВ1), который отбирает пионы по импульсу. Отобранные таким образом пионы попадают в распадно-транспортный (РТК) канал, который представляет собой вакуумированный ионопровод длиной $10 \div 30$ м и диаметром $20 \div 30$ см. Внутри ионопровода мюоны удерживаются магнитными линзами. В качестве МЛ используют квадрупольные и сверхпроводящие соленоиды. На выходе распадного канала установлен МВ2, отбирающий мюоны с заданным импульсом. Канал оканчивается дуплетом КМЛ2, предназначенным для фокусировки мюонов на мишени экспериментальной установки. Особенностью мюо-каналов является большой поперечный размер сфокусированного пучка - порядка 10 см. Это связано с тем, что, во-первых, источник мюонов - распад пионов налету - "размазан" в пространстве и, во-вторых, мюоны рождаются под разными уг-

лами к оси канала. Эти же причины требуют использования большого диаметра ионопровода. Для экспериментов с мишенями толщиной порядка единиц или десятков микрон разработан специальный пучок μ^+ -мюонов с $P_c = 28$ МэВ. Его называют арагонским или поверхностным. Последнее название связано со способом его получения: остановка π^+ -мезонов в тонкой (сравнимой с пробегом мюона в СКП) мишени и распад его вблизи ее поверхности.

На ускорителях высоких энергий мюонные пучки из-за быстроспадающего энергетического спектра родителей (пионов и каонов) всегда продольно поляризованы, причем поляризация мюонов растет с ростом их энергии. Например, на У70 мюоны с энергией около 12 ГэВ, идущие с мишени под углом 9° к протонному пучку, имеют продольную поляризацию более 80%.

5. В таблице 2 приведены некоторые характеристики действующих мю-трактов. Следует отметить, что приводимые в таблице численные данные меняются в процессе модернизации ускорителей и мю-каналов. В таблице $\eta = T_{\text{пуч}}/T_{\text{пуч}} + T_{\text{паза}}$ - скважность пучка.

Детальнее о мю-трактах и задачах, решаемых на них, можно найти в обзоре [3].

Таблица 2

Лаборатория, страна, Тип ускорителя	E , МэВ ускоряемая частица	I , мкА пучка	η	Мю-пучки P_c , МэВ; поток, N_μ /с Магнитные элементы РТК
LAMPF, США Линейный	600-800 p	300 (1000)	$6 \cdot 10^{-2}$	28,105; $3 \cdot 10^4 \div 10^5$; КМЛ
PSI (SIN) Швейцария изохр.цикл.	590 p	~ 2000	1	28,30-90,85-125; Ультрахолодные $\sim 10^9$ В $\div \sim 10$ кэВ; до 10^8 сверхпроводящий соленоид (спс)
TRIUMF Канада изохр.цикл.	180-520 H^-	150	1	28,77,87, <130; до 10^5 КМЛ, спс
ОИЯИ РФ, Дубна фазотрон	680 p	2	0,5	70-200, до 10^5 КМЛ
ПИЯФ РФ, Гатчина фазотрон	1000 p	3	0,5	28,66,85.5,108,129,160, 196,220; до 105, КМЛ
CERN Швейцария фа- зотрон	600 p	10	0,5	КМЛ
КЕК Япония син- хротрон	500 p	2	10^{-6}	<1кэВ, 28,110,75; до $7 \cdot 10^5$; спс
ISIS, RAL Англия синхротрон	600 p	(200)	10^{-5}	спс (проект)
BNL США синхро- трон	2800 p	1	0,5	
NIKHEF Голландия линей- ный	500 e^-	(100)	$5 \cdot 10^{-2}$	

ГАММА - КВАНТЫ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1. Источниками высокоэнергичных γ -квантов являются:

- а) распады налету $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$,
- б) тормозное излучение $e^\pm$ на ядрах мишени,
- в) 'обратный комптон'.

2. Энергетические спектры γ -квантов.

А. При распаде π^0 - мезона на два γ -кванта в СКП мезона энергии их одинаковы и равны $E_\gamma = M_0/2$. Переходя в ЛСК, имеем

$$E_\gamma = \frac{E_0 M_0}{2M_0} (1 + \beta_0 \cos \theta^*) = \frac{E_0}{2} (1 + \beta_0 \cos \theta^*).$$

Здесь M_0 - масса мезона, $\beta_0 = v/c$ - его скорость. Т.к. угловое распределение квантов в СКП изотропно (спин мезона равен нулю), их энергетическое распределение в ЛСК также изотропно:

$$dN_\gamma/dE_\gamma = 1/(E_{\max} - E_{\min}) = 1/(\beta_0 E_0),$$

где $E_{\max, \min} = E_0(1 \pm \beta_0)/2$. При $\beta_0 \rightarrow 1$ $E_{\max} \rightarrow E_0$, $E_{\min} \rightarrow 0$.

Если $dN_0 = F(E_0) \cdot dE_0$ - энергетический спектр π^0 , то спектр γ -квантов может быть получен из выражения ($\beta_0 = 1$)

$$\frac{dN_\gamma}{dE_\gamma} = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \frac{F(E_0) dE_0}{E_0} \quad (12)$$

Интегрирование проводится в пределах от $E_{\min} = E_\gamma$ до $E_{\max}$, в качестве которой можно взять энергию первичных частиц, при взаимодействии которых с мишенью были получены π^0 -мезоны. Из (12) следует, что спектр γ -квантов сплошной.

Б. Спектр γ -квантов, возникающих при тормозном излучении электронов с энергией E_0 является сплошным. С ростом E_γ спектр спадает как $1/E_\gamma$, максимальная энергия γ -квантов близка к энергии E_0 . Характерной длиной взаимодействия электрона с веществом для рождения γ -кванта является радиационная длина X_0 . Для калибровки γ -спектрометров и изучения процессов, в которых знание величины E_γ принципиально, используется канал меченых γ -квантов. Идея мечения состоит в следующем. Монохроматический по импульсу пучок e^- или e^+ направляется на мишень. В результате взаимодействия возникает тормозной γ -квант. Конечная энергия E_1 $e^-(e^+)$ измеряется. После этого E_γ может быть вычислена из соотношения

$$E_\gamma = E_0 - E_1 \quad (13)$$

Один из вариантов канала приведен на рис.12.

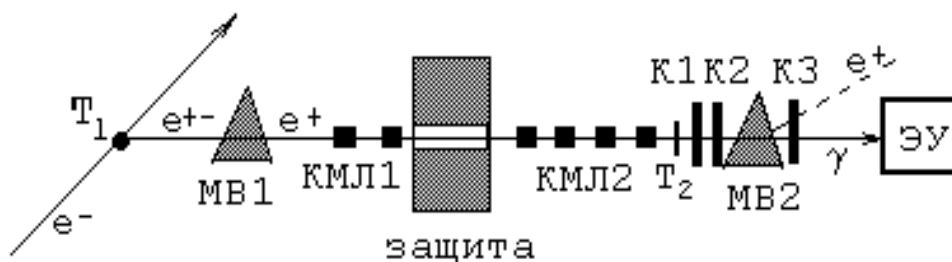
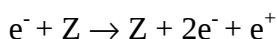


Рис. 12

Пучок высокоэнергичных e^- падает на мишень T_1 . Позитроны, полученные в результате реакции



с выбранным импульсом P_0 (энергией E_0), разворачиваются магнитом MB1 в направлении фокусирующего дуплета квадрупольных линз КМЛ1 и через коллиматор в защите выводятся в экспериментальный зал. Далее пучок по вакуумопроводу с помощью набора линз КМЛ2 транспортируется до второй мишени T_2 , при взаимодействии с которой позитрон испускает тормозной γ -квант. Для уменьшения вероятности испускания более одного γ -кванта толщину T_2 выбирают порядка $0,1X_0$. С помощью MB2 измеряют конечный импульс позитрона P_1 . Чтобы определить P_1 необходимо знать топографию магнитного поля вдоль траектории e^+ , координаты его на входе и выходе MB2 и угол входа. Это реализуется с помощью координатных детекторов К1÷К3. В качестве детекторов в простейшем варианте используются сцинтилляционные счетчики. Гамма-квант проходит MB2 по прямой в ЭУ. Триггером события служит совпадение во времени сигналов с детекторов К и ЭУ. Использование позитронов позволяет исключить регистрацию детекторами δ -электронов, возникающих при прохождении $e^\pm$ через мишень T_2 или до нее. Их регистрация, во-первых, увеличивает фоновые загрузки детекторов, во-вторых, дает неверную величину P_1 и, тем самым, может приводить к ошибочному значению E_γ , вычисленному по соотношению (13).

Тем не менее эксплуатируются каналы меченых γ -квантов, в которых используются e^- , а на электронных синхротронах, если отсутствует медленный вывод e^- - пучка, пучок γ -квантов получают с внутренней мишени. Выведенный наружу, он используется для получения e^+e^- пар. После отбора по знаку заряда и одновременно по импульсу один из двух лептонов используется в канале. По такой схеме построен пучок меченых γ -квантов на протонном синхротроне У70(ИФВЭ) на пучке электронов с $E_e=40$ ГэВ. Источником первичных γ -квантов служат распады налету π^0 -мезонов.

На рис.13 представлен еще один светосильный вариант получения меченных γ -квантов. Устройство состоит из дипольного магнита между полюсами которого установлен сплошной блок немагнитного металла из свинца или латуни, в котором фрезерованы каналы соответствующие траекториям электронов заданных энергий.

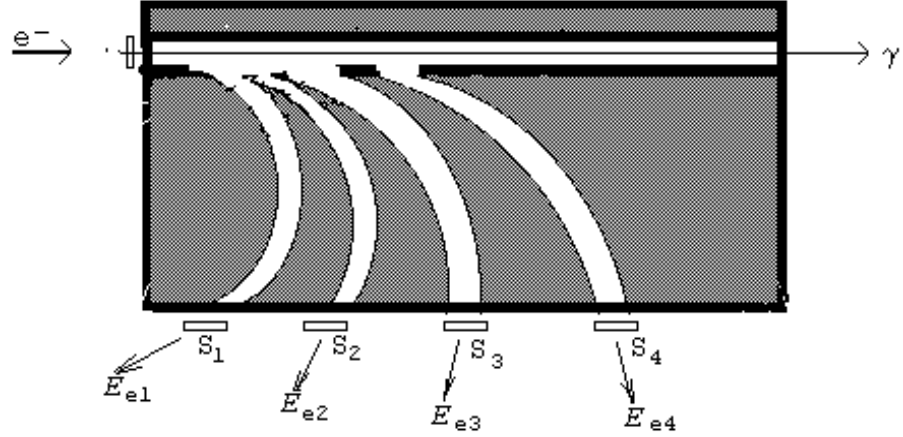


Рис. 13

В. 'Обратным комптоном' называют процесс рассеяния γ -квантов на ускоренных электронах с энергией E_0 . В качестве источника γ -квантов используется лазер, электронов - ускоритель. Рассмотрим кинематику такого рассеяния. Пусть $(E_0, \vec{P}_0)$ и $(\epsilon_0, \vec{p}_0)$ начальные, а $(E_1, \vec{P}_1)$ и $(\epsilon_1, \vec{p}_1)$ конечные энергии и импульсы электрона и γ -кванта соответственно, причем, так как ϵ_0 порядка нескольких электронвольт, а E_0 - ГэВ, $\epsilon_0/E_0 \sim 10^{-8}$. Для упрощения оценок будем полагать $E_1 \gg m_e = 0,51$ МэВ, что справедливо до достаточно малых E_1 (~ 10 МэВ). Квадрат переданного четырехмерного импульса от начального электрона γ -кванту равен

$$(E_0 - \epsilon_1)^2 - (\vec{P}_0 - \vec{p}_1)^2 = (E_1 - \epsilon_0)^2 - (\vec{P}_1 - \vec{p}_0)^2.$$

Раскрывая его, получаем

$$E_0 \cdot \epsilon_1 \cdot \sin^2 A / 2 = E_1 \cdot \epsilon_0 \cdot \sin^2 B / 2 = (E_0 - \epsilon_1) \cdot \epsilon_0 \cdot \sin^2 B / 2.$$

Отсюда

$$\epsilon_1 = \frac{E_0 \epsilon_0 \sin^2 B / 2}{E_0 \sin^2 A / 2 + \epsilon_0 \sin^2 B / 2} \quad (14)$$

Из (14) следует, что так как $E_0 \gg \epsilon_0$, то с ростом E_0 $\epsilon_1 \rightarrow E_0$ при $A \rightarrow 0$. Такие пучки функционируют в США и Франции.

СПИСОК РЕКОМЕНДУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Карасик В.Р. Физика и техника сильных магнитных полей. М.: Наука, 1964.
2. Ермолов П.Ф. Лептонные взаимодействия при высоких энергиях. М.: МГУ, 1987.
3. Круглов С.П. Развитие мюонного метода исследования вещества в СССР и за рубежом. Материалы XIX зимней школы ЛИЯФ. Л.: ЛИЯФ, 1985.