

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
(ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ)

Ю.П.Добрецов

**МЕТОДЫ ИДЕНТИФИКАЦИИ ЧАСТИЦ
В ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКЕ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ**

Конспект лекций

Москва 2000

УДК 539.12.07(075)

ББК 22.383я7

Д55

Добрецов Ю.П. Методы идентификации частиц в экспериментальной физике высоких энергий. Конспект лекций. М.: МИФИ, 2000. 68 с.

Книга представляет собой конспект лекций, входящих в курс "Современный эксперимент на ускорителе". Рассматриваются физические основы, области применения и практическая реализация различных методов идентификации частиц.

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 государственный
инженерно-физический институт
(технический университет), 2000

ISBN 5 - 7262 - 0326 - 7

СОДЕРЖАНИЕ

Методы идентификации частиц по массам.....	7
1. Идентификация частиц по пробегам.....	8
2. Идентификация частиц по ионизационным потерям...	11
3. Идентификация частиц по времени пролета.....	13
4. Идентификация частиц по черенковскому излучению.....	17
5. Спектрометры полного поглощения (калориметры) ...	23
6. Идентификация частиц по переходному излучению...	42
7. Идентификация частиц по синхротронному излучению.....	52
8. Кинематические методы идентификации частиц.....	54
9. Идентификация частиц по времени жизни частицы..	60
10. Сепараторы частиц по массам.....	62
Литература.....	67

МЕТОДЫ ИДЕНТИФИКАЦИИ ЧАСТИЦ ПО МАССАМ

По последствиям процесса идентификации на частицу методы идентификации можно разделить на два класса:

- 1) в процессе идентификации частица "исчезает" – останавливается или распадается;
- 2) идентификация частицы производится при пролете ее через идентификатор без остановки в нем.

В последнем случае имеется возможность фиксации типа частицы для исследования взаимодействий с ее участием.

В настоящее время практически используются следующие методы идентификации частиц.

1. Идентификация по пробегу заряженной частицы.
2. Идентификация по ионизационным потерям.
3. Идентификация по времени пролета.
4. Идентификация по черенковскому излучению.
5. Идентификация с помощью калориметров.
6. Идентификация по переходному излучению.
7. Идентификация по синхротронному излучению.
8. Кинематические методы идентификации.
9. Идентификация по времени жизни частицы.
10. Сепараторы частиц по массам (высокочастотный и электростатический).

Выбор метода или комбинации методов зависит от свойств частиц (заряд, время жизни, типы взаимодействий с веществом), их энергий и необходимой степени разделения (подавления, режекции) частиц разных масс.

1. Идентификация частиц по пробегам

Метод применим для нерелятивистского случая. Для разделения смешанного по частицам разной массы пучка по пробегам необходимо предварительно монохроматизировать частицы по импульсам P . Для этого используется магнит с поперечным пучку магнитным полем.

Для нерелятивистского случая можем записать для ионизационных потерь энергии

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{\text{const}}{v^2} = \text{const} \cdot \frac{m^2}{P^2}. \quad (1.1)$$

В нерелятивистском случае $dE = dP^2/2m$. Интегрируя (1.1), имеем

$$m^3 R = \text{const} \cdot \int_{P_0}^0 P^2 dP = \text{const}'.$$

Таким образом, для пучка монохроматизированных по импульсу частиц разных масс имеем

$$R_1 m_1^3 = R_2 m_2^3 = R_3 m_3^3 = \dots$$

Если, например, пучок содержит мюоны, пионы и протоны, то их пробеги соотносятся следующим образом (в единицах пробега мюона R_μ):

$$R_\mu : R_\pi : R_p = 1 : 0,43 : 0,014.$$

Как видим, пробеги сильно различаются по величине. Степень разделения частиц зависит от величины $\Delta P/P$, обусловленной параметрами отклоняющего магнита (напряженностью магнитного поля и длиной полюсов) и апертурой выходного коллиматора. Для адронов приведенные здесь рассуждения верны в случае $R < \lambda_{\text{яд}}$.

Необходимая для выделения остановок частиц заданной массы толщина замедлителя x определяется из экспериментально измеренной зависимости числа остановок $N(x)$ в мишени от величины x . Типичная схема эксперимента для измерения пробегной кривой приведена на

рис.1.1. Монохроматические по P_c частицы отбираются с помощью пропускания пучка через магнит МВ и коллиматор в защите; 1, 2, 3, 4 - сцинтилляционные счетчики; Φ - фильтр переменной толщины x ; Т - мишень; СС и ССА - схемы совпадений и антисовпадений. Установка позволяет измерять интегральную кривую пробегов $N_1(x)$ - (совпадения 123) счет числа частиц с пробегами $R > x$, или дифференциальную $N_2(x)$ - число остановок частиц в мишени.

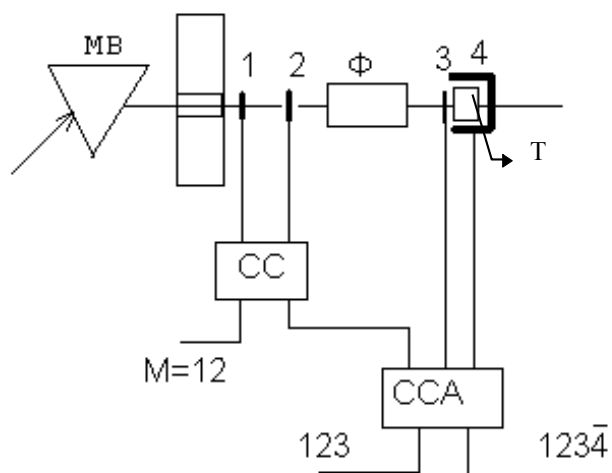


Рис.1.1

Триггером остановки служит сигнал со схемы ССА, на входы совпадений которой подаются сигналы со счетчиков 1, 2, 3, а на вход "анти" - сигнал с 4-го счетчика. Логика такого триггера записывается следующим образом: $123\bar{4}$. Черта сверху говорит, что сигнал с данного детектора включен в антисовпадение со счетчиками без черты. Для исключения влияния нестабильности интенсивности пучка ускорителя во времени на $N(x)$ измерения проводятся не на время, а на заданное число M совпадений счетчиков 1 и 2, которое не зависит от x . Такого типа системы, счет которых не зависит от манипуляций в экспериментальной установке, называют мониторами пучка. В результате измерений получают зависи-

мость типа приведенной на рис.1.2. Следует отметить, что в случае присутствия в пучке $e^{\pm}$ -лептонов даже при хорошем $\Delta P/P$ отделиться от них таким методом невозможно. Это связано с большим (сравнимым с самим пробегом) разбросом (страгглингом) пробегов $e^{\pm}$ -лептонов, обусловленным их тормозным излучением.

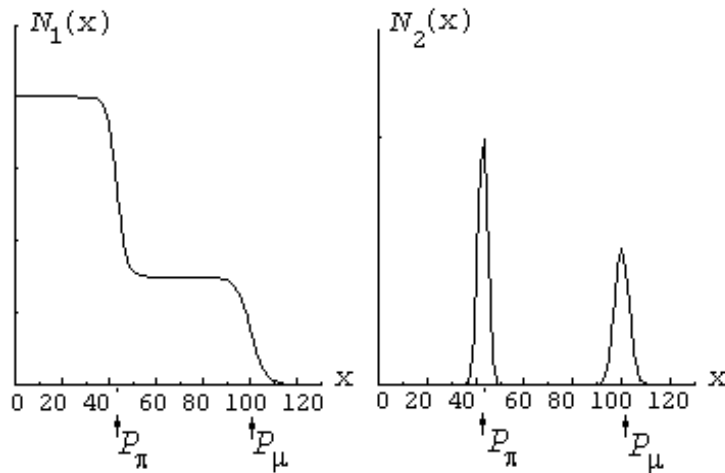


Рис.1.2

При больших энергиях заряженных частиц с помощью замедлителя можно отделить только мюоны. При прохождении через вещество мюон теряет энергию только на ионизацию ($\Delta E/\Delta x \approx 1,5$ МэВ/г·см²), что соответствует $\approx 1,5$ ГэВ на метр пути в железе. Толщина фильтра x должна быть, с одной стороны, меньше пробега мюона, а, с другой стороны, $x \gg \lambda_{\text{яд}}$, x_0 , где $\lambda_{\text{яд}} \approx 100$ г/см² — длина ядерного взаимодействия адронов, $x_0 \approx 10$ г/см² — радиационная длина.

2. Идентификация частиц по ионизационным потерям

Нерелятивистские энергии. Для идентификации частиц с кинетической энергией $E \leq m$ одновременно измеряются ионизационные потери dE/dx и E . Это делается с помощью двух спектрометрических счетчиков – тонкого ($X_1 \ll R$, здесь X_1 его толщина, R – пробег частицы) и толстого ($X_2 \gg R$). Так как в нерелятивистском случае

$$\frac{dE}{dx} \approx \frac{1}{v^2}, \text{ а } E \approx mv^2,$$

то

$$E \frac{dE}{dx} \approx A_1 \cdot A_2 \approx m,$$

где A_1 и A_2 – амплитуды сигналов со счетчиков.

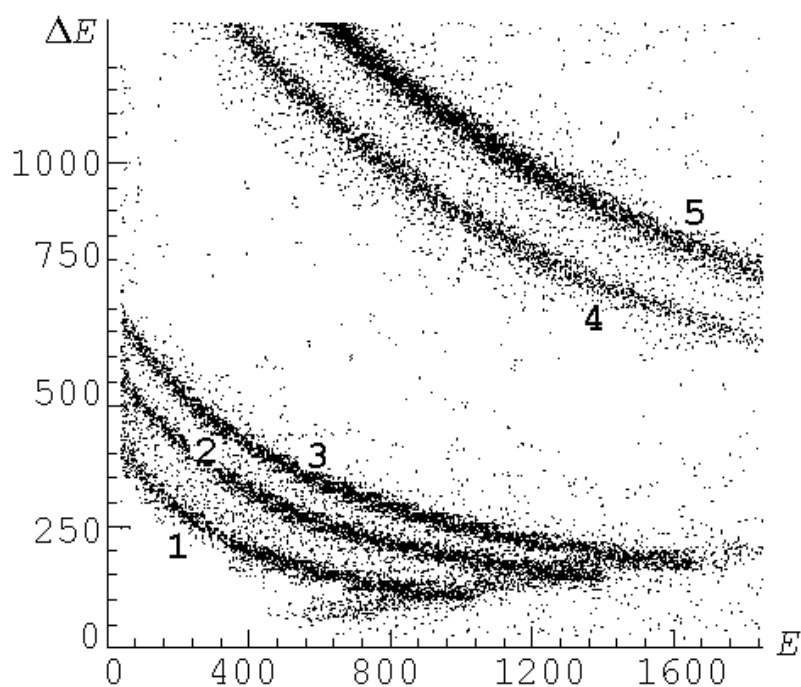


Рис.2.1

Степень разделения частиц по массам зависит от спектрометрических свойств счетчиков. В этом плане наилучшие результаты будут получены при использовании

полупроводниковых детекторов (ППД). На рис.2.1 [1] приведено распределение событий по измеренным A_1 и A_2 для каждого события, иллюстрирующее работу такой системы идентификации частиц на Si-ППД. На рисунке ΔE – энергия, потерянная частицей в тонком детекторе, E – в толстом детекторе. Область 1 отвечает регистрации протона, 2 – дейтона, 3 – трития, 4 – ^3He , 5 – ^4He . По осям отложены отсчеты АЦП.

Релятивистские энергии. На рис.2.2 приведены зависимости ионизационных потерь в газообразном аргоне для пионов, каонов и протонов от импульса Pc частицы.

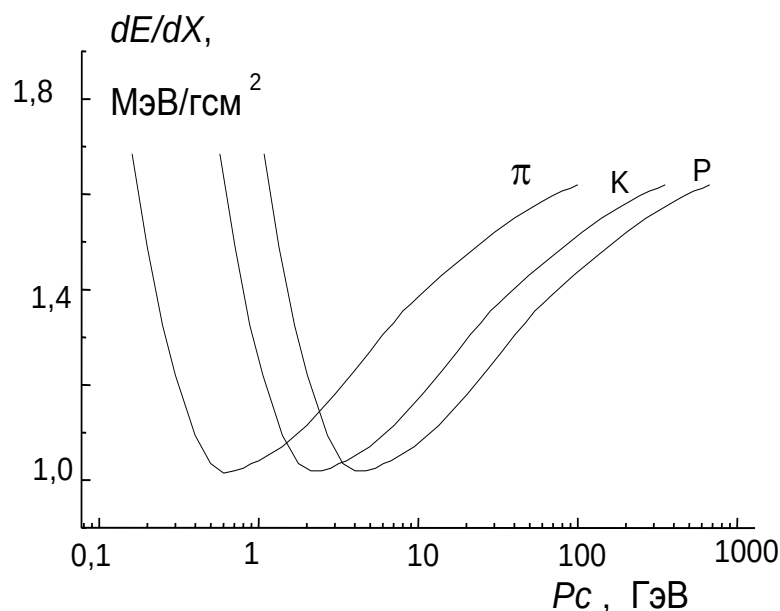


Рис.2.2

Как видно из рисунка, в области релятивистских энергий частиц имеет место релятивистский рост ионизации, величина которой при заданном импульсе Pc зависит от массы частицы. Это может быть использовано для ее идентификации. Различие в ионизационных потерях сравнительно мало – для пионов, каонов и протонов состав-

ляет $\geq 10\%$. Поэтому для идентификации частиц необходимо, во-первых, обеспечить энергетическое разрешение детектора не хуже $6\div 7\%$ и, во-вторых, рабочее вещество детектора должно иметь малую плотность (газ), так как в плотных телах релятивистский рост ионизации имеет место при сравнительно низких энергиях ($\gamma \approx 10$) и величина ее на плато не превышает 10% от минимальной, в то время как в газе превышение достигает 50% .

Для измерений ионизационных потерь используют пропорциональные счетчики (ПС). Так как плотность рабочего вещества счетчика (газ) мала, погрешность при измерении ионизационных потерь релятивистской частицы ΔE одним ПС велика – более 50% . Поэтому величину ΔE измеряют многократно и одновременно с помощью ряда ПС. В простейшем варианте счетчики располагаются в одной плоскости с общим дрейфовым промежутком над ней. Идентифицируемая частица проходит через дрейфовый промежуток, ее ионизационные потери ΔE_i в газе измеряются каждым счетчиком независимо. Для надежного разделения частиц необходимо $\approx 10^2$ счетчиков [2, с.68].

Практически идентификация частиц по ионизации может быть реализована в интервале энергий $5 \leq \gamma \leq 5 \cdot 10^2$.

3. Идентификация частиц по времени пролета

Идея метода состоит в следующем. Пусть известны импульс частицы Pc и время пролета t ею известного расстояния L . Масса частицы может быть вычислена из соотношений:

$$t = \frac{L}{v} = \frac{L}{c} \cdot \frac{mc^2}{Pc} \quad (3.1)$$

в нерелятивистском случае, и

$$t = \frac{L}{\beta c} = \frac{L}{c} \cdot \frac{E}{Pc} = \frac{L}{c} \cdot \frac{\sqrt{(Pc)^2 + (mc)^2}}{Pc} \quad (3.2)$$

для релятивистской частицы.

Реально время и импульс измеряются с погрешностями, что может приводить к неопределенности при идентификации частицы. Если в пучке, монохроматизированном по импульсу, присутствуют частицы с разными массами m_1 и m_2 , необходимую для их достоверной идентификации пролетную базу L можно определить следующим образом.

Нерелятивистский случай. Используя соотношение (3.1), имеем

$$\Delta t = t_1 - t_2 = \frac{L}{c} \cdot \frac{m_1 c^2 - m_2 c^2}{Pc} = \frac{L}{cPc} \cdot \Delta m c^2. \quad (3.3)$$

Погрешность определения t в зависимости от временного разрешения установки σ_0 и σ_p равна

$$\sigma_t^2 = \left(\frac{\partial t}{\partial P} \right)^2 \sigma_p^2 + \sigma_0^2 = t^2 \cdot \left(\frac{\sigma_p}{P} \right)^2 + \sigma_0^2.$$

Необходимую длину пролетной базы L можно определить задавшись величиной $K = \Delta t / \sigma_t$:

$$L = \frac{Pc \cdot K \cdot \sigma_t \cdot c}{\Delta m c^2}$$

Длина L определяется при заданных Pc и Δm величиной σ_t . Ее уменьшение становится главной задачей экспериментатора, от успешного решения которой может зависеть

постановка данного эксперимента. Уменьшение σ_t достигается применением специальных формирователей импульсов (ФСП) с привязкой по времени выходного импульса к вершине импульса с ФЭУ, быстрых сцинтилляторов, временных ФЭУ. При поперечных размерах $10 \times 10 \text{ см}^2$ сцинтиллятора временной разброс сигналов с ФЭУ может достигать 0,3 нс в зависимости от места прохождения частицы через сцинтиллятор. Поэтому уменьшение поперечных размеров счетчиков, вырабатывающих сигналы СТАРТ-СТОП для ТК-конвертора улучшает разрешение, но при заданной апертуре требует увеличения их числа.

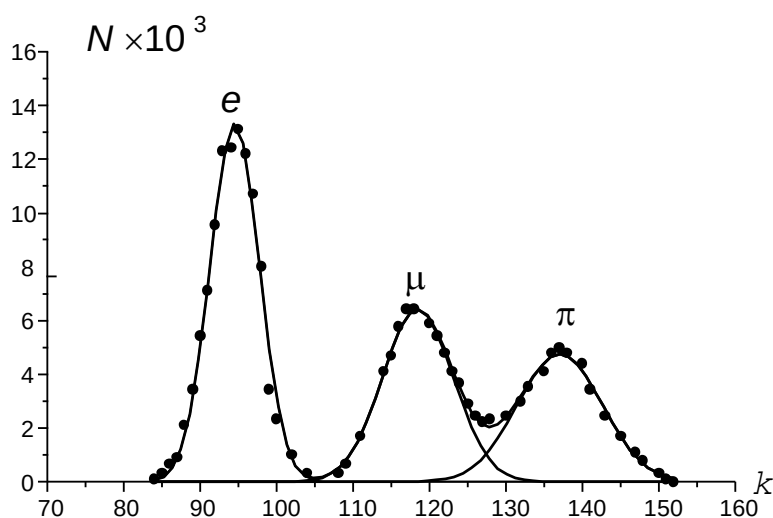


Рис.3.1

На рис.3.1 приведен реально измеренный спектр по времени пролета пучка для e^- , μ^- и π^- с импульсом $P_s=168 \text{ МэВ/с}$ (энергии $E_{\text{кин}}$ равны 168; 92,8; 78,7 МэВ соответственно) на пролетной базе $L=2 \text{ м}$ на мюонном тракте фазотрона ЛЯП ОИЯИ [3]. По оси абсцис отложены номера каналов k временного анализатора, цена деления канала 55 пс. Сплошная кривая – результат фита экспериментальных данных суммой трех функций Гаусса. Полные ширины на полувысоте Γ равны для электронов 200 пс,

для мюонов и пионов ≈ 600 пс. В данном случае электрон ультрарелятивистский ($E_e \gg m_e$, $v_e = c$), поэтому импульсный разброс на базе 2 м не влияет на время его пролета, и $\Gamma_e = 200$ пс равна временному разрешению установки.

Уширение μ и π распределений связано с разбросом их импульсов ΔP_c , величину которого можно определить из полученных данных. Как видно, из рис.3.1 для данного пучка для улучшения разделения μ и π при $\sigma_t = 0,2$ нс нужно либо увеличивать пролетную длину L , либо уменьшать ΔP_c .

Релятивистский случай. Разность времен пролета релятивистских частиц равна

$$\Delta t = \frac{L}{c} \left(\frac{E_1}{P} - \frac{E_2}{P} \right) = \frac{L}{c} \left(\sqrt{1 + \left(\frac{m_1 c^2}{P c} \right)^2} - \sqrt{1 + \left(\frac{m_2 c^2}{P c} \right)^2} \right),$$

при $P c \gg m_1, m_2$

$$\Delta t = \frac{L}{c} \cdot \frac{(m_1 c^2)^2 - (m_2 c^2)^2}{2 P^2 c^2}. \quad (3.4)$$

Как видно из (3.4), при фиксированном Δt пролетная база L растет как P^2 (в нерелятивистском случае как P , (3.1)). В качестве примера оценим необходимую L для идентификации π - и K -мезонов в смешанном монохроматическом пучке со сравнительно небольшим импульсом $P c = 2$ ГэВ. Полагая $\Gamma = 200$ пс и $\Delta t = 5 \cdot \Gamma = 1$ нс, из соотношения (3.4) имеем $L \approx 44$ м. Отсюда видно, что время-пролетная методика для идентификации частиц высоких энергий малоперспективна.

4. Идентификация частиц по черенковскому излучению

Пороговые счетчики. Черенковское излучение возникает при скорости частицы $\beta > 1/n$, где n – показатель преломления среды. В области низких энергий ($\gamma < 2$) используются твердые радиаторы. При $\beta > 0,99$ в качестве радиатора применяют газы, для которых $n = 1 + aP$, где P – давление газа в атм., размерность a – 1/атм.. В табл.4.1 приведены величины a для обычно используемых газов [4]. Приведенные значения a получены при $t = 20^\circ\text{C}$ с использованием кварцевых ФЭУ.

Таблица 4.1

Газ	a	Газ	a
фреон-12	$1,09 \cdot 10^{-3}$	этан	$7,99 \cdot 10^{-4}$
CO ₂	$4,00 \cdot 10^{-4}$	азот	$2,89 \cdot 10^{-4}$
воздух	$2,84 \cdot 10^{-4}$	аргон	$2,87 \cdot 10^{-4}$
неон	$6,70 \cdot 10^{-5}$	гелий	$3,48 \cdot 10^{-5}$

Пороговое значение γ -фактора при 1 атм. для фреона-12 равно 21,4; для гелия ≈ 120 .

Пороговый газовый черенковский счетчик, обозначаемый обычно С, представляет собой трубу, заполненную газом. Пучок проходит по оси трубы. С помощью зеркала и линз, установленных внутри трубы в районе выходного (относительно пучка) фланца, свет выводится наружу на фотокатод ФЭУ. Замена газа или изменение давления проводятся дистанционно – через металлическую трубку с пульта, расположенного в защищенной от пучка зоне. Это позволяет проводить измерения при разных наполнениях

счетчика без отключения ускорителя. Так как с изменением температуры давление газа меняется, в наиболее ответственных случаях счетчик термостатируется. В конечном итоге принципиально простая конструкция превращается в громоздкую установку. Установка существенно упрощалась с появлением аэрогелей с фиксированным n в интервале $1,01 \div 1,1$ с заданным шагом. Однако исследования показали, что они обладают большим самопоглощением света, и это ограничивает области их применения.

Пороговое значение коэффициента преломления n может быть вычислено из следующего соотношения

$$n_{\text{порог}} = 1/\beta = E/(Pc) = 1 + a \cdot \mathcal{P} \approx 1 + (1/2) \cdot [mc^2/(Pc)]^2.$$

Отсюда видно, что при определении состава монохроматического по импульсу пучка частиц с разными массами пороговые давления прямо пропорциональны квадратам масс частиц: $m_1^2/m_2^2 = \mathcal{P}_1/\mathcal{P}_2$. Для пучка, содержащего электроны, мюоны, пионы, каоны и протоны пороговые значения давлений соотносятся следующим образом:

$$\mathcal{P}_\mu/\mathcal{P}_e \approx 43000; \mathcal{P}_\pi/\mathcal{P}_\mu \approx 1,8; \mathcal{P}_K/\mathcal{P}_\pi \approx 12,5; \mathcal{P}_p/\mathcal{P}_K \approx 3,6.$$

Длина счетчика может быть определена из необходимого числа фотоэлектронов $N_{\text{фэ}}$: $N_{\text{фэ}} = k \cdot \eta_{\text{сб}} \cdot N_\gamma \cdot L$, где k – квантовая чувствительность фотокатода; $\eta_{\text{сб}}$ – коэффициент светосбора; $N_\gamma = 490 \cdot \sin^2 \Theta_c$ – число γ -квантов на 1 см пути в интервале длин волн $400 \div 700$ нм (видимый свет) – соответствующему области чувствительности фотокатода, $\sin^2 \Theta_c = 1 - 1/(n^2 \beta^2)$; L – длина счетчика в см. При использовании ФЭУ с кварцевой колбой коэффициент перед $\sin$ возрастает в ≈ 2 раза.

На рис.4.1 приведена схема включения пороговых С-счетчиков для идентификации частиц в канале. Сцинтилляционные счетчики S_1 , S_2 и S_3 служат для выделения пучка, идущего по оси С-счетчиков, а также в качестве

мониторных при их калибровке – измерении зависимости счета С-счетчика от давления газа.

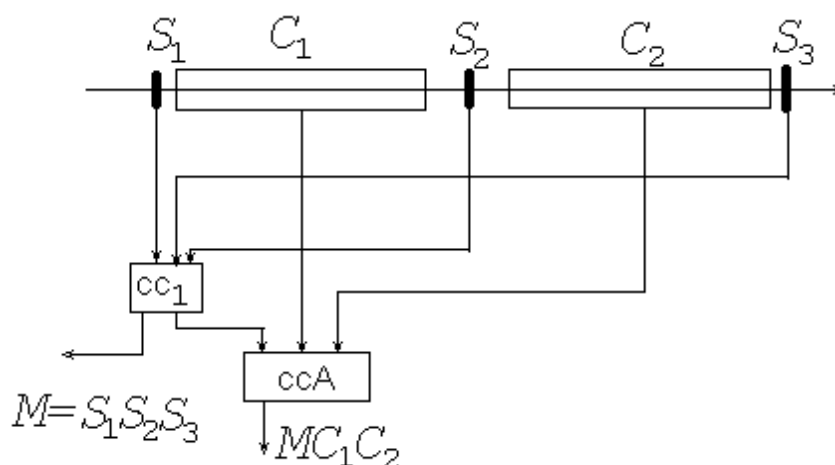


Рис.4.1

На рис.4.2 приведена калибровочная кривая (для наглядности не в масштабе) зависимости счета тройных совпадений $S_1S_2C_1$ от давления газа $N_1(p_1)$.

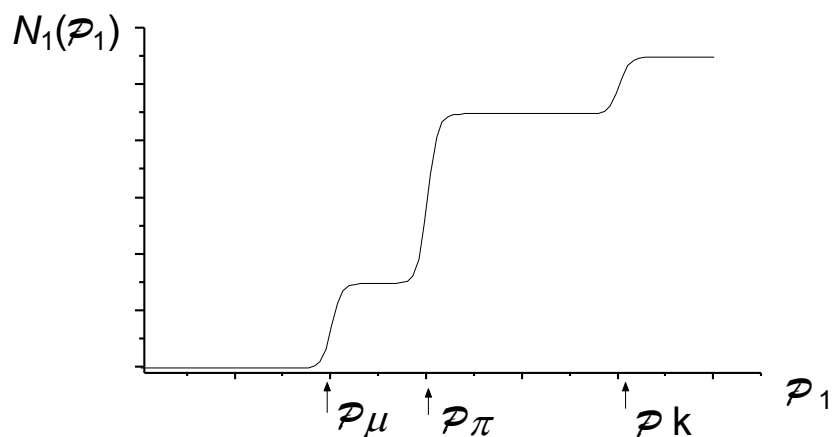


Рис.4.2

При одном C однозначно идентифицируется только одна (легчайшая) частица массой $m=m_0$. Степень подавления (режекция) фоновых частиц $m>m_0$, определяемая как $\eta=N(m)/N(m_0)$, не лучше $10^{-3}\div 10^{-4}$ из-за фона δ -электронов, рожденных частицей $m>m_0$ при прохождении ею переднего фланца и в газе счетчика. Установка второго C_2

счетчика, включенного в совпадения с C_1 , позволяет подавить этот эффект и довести η до 10^{-6} , но требует места для его установки.

С помощью двух С-счетчиков можно идентифицировать необходимый тип частиц, но только один. Например, для того, чтобы регистрировать только К-мезоны, установим давление в C_1 ниже порога регистрации К-мезона, но выше порогового для π -мезонов, а давление в C_2 установим ниже порога регистрации протона, но выше порогового для К-мезонов. Таким образом, C_1 "видит" все частицы массами $m < m_K$, а C_2 - те же частицы + К-мезоны. Поэтому для выделения только К-мезонов C_1 -счетчик следует включить в антисовпадение со всеми остальными. Кратко логика включения записывается $S_1 S_2 S_3 \bar{C}_1 C_2$.

Дифференциальные счетчики. В дифференциальных С-счетчиках по измеряемому радиусу кольца черенковского излучения определяется β - скорость частицы. Для получения кольцевого изображения черенковского света на пути частицы устанавливается сферическое вогнутое в сторону налетающей частицы зеркало. Определение радиуса может быть определено с помощью кольцевой диафрагмы (DISC-счетчик) или путем вычисления радиуса по кольцевому изображению черенковского конуса (RICH-счетчик). Наиболее точные измерения проводятся на DISC с применением кольцевой диафрагмы и с коррекцией хроматической аберрации. Диафрагма может пропускать все кольцо света (360°) или часть от него ($<360^\circ$). С помощью линз и зеркал свет передается на фотокатод ФЭУ, где и регистрируется. Для них $\Delta\beta/\beta \sim 10^{-7}$, что в 30÷40 раз лучше, чем на пороговых, и они позволяют разделить π - и К-мезоны при $P_c = 500$ ГэВ. Недостатки DISC:

1) для высокого разрешения необходим хорошо сформированный по направлению и с малым поперечным сечением пучок;

2) DISC настроен на фиксированную величину скорости; для перестройки на другую β изменяют давление газа.

Простые кольцевые имеют на порядок лучшее разрешение, чем пороговые, но намного сложнее их.

На расходящихся пучках, например из мишени, используются RICH-счетчики. Пример устройства такого счетчика представлен на рис.4.3.

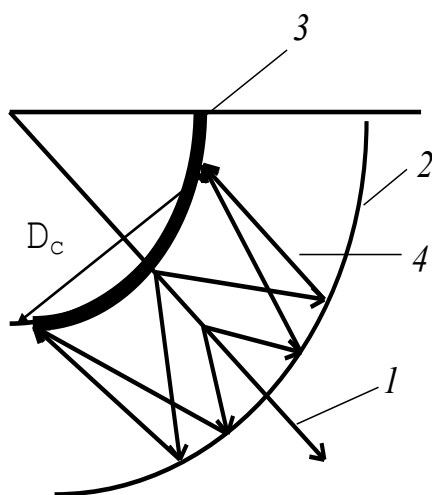


Рис.4.3

Счетчик состоит из черенковского радиатора, газообразного или твердотельного, помещенного между двумя сферическими поверхностями. Наружная - сферическое зеркало 2 радиуса R_s , в центре сферы которого находится источник частиц. Частица 1 испускает черенковский свет. За внутренней, прозрачной поверхностью радиуса $R_d=R_s/2$ устанавливаются фотодетекторы 3. Частица, проходя через радиатор, в каждой точке своей траектории испускает черенковский свет 4 под углом θ_c , определяемым соотношением: $\cos\theta_c=1/(\beta n)$. При приведенном выше соотношении между R_d и R_s отраженный свет со-

бирается на внутренней сферической поверхности в кольцо, диаметр которого D_c измеряется фотодетекторами. В качестве фотодетекторов могут быть использованы канальные ФЭУ, например, РМТ М64 с площадью отдельного канала $0,2 \times 0,2 \text{ мм}^2$. Используются также пропорциональные камеры с добавкой светочувствительных веществ с малым потенциалом ионизации. В качестве добавки используются тетраэтиламин (ТЕА) с $I=7,5 \text{ эВ}$ и тетракисдиметиламинэтилен (ТМАЕ), $I=5,4 \text{ эВ}$.

5. Спектрометры полного поглощения (калориметры)

Спектрометр полного поглощения (СПП) позволяет идентифицировать $e^\pm$ -лептоны, γ -кванты и адроны. При этом тип адрона не определяется. Идентификация производится по измеряемым параметрам ливня вторичных частиц (его энергии и длины), генерируемым в СПП при попадании в него частицы высокой энергии. Длина L СПП растет слабо с ростом энергии: $L \sim \ln E$. Ограничений на величину энергии нет. Энергия частицы может быть измерена и другими способами:

- по кривизне траектории в магнитном поле;
- определяя β частицы по черенковскому излучению;
- по величине $(dE/dx)_{\text{ион}}$ в релятивистской области.

Однако с ростом энергии первичной частицы длины соответствующих устройств (магнитов, C - и dE/dx -счетчиков) растут прямо пропорционально $L \sim E$ и при сверхвысоких энергиях становятся столь велики (десятки метров), что их применение в одних случаях нерационально, а в других и невозможно. К достоинствам СПП относится и то, что точность измерения E растет с ее ростом: $\sigma_E \sim 1/E^\alpha$. В других методиках - наоборот, чем больше энергия, тем хуже точность ее определения.

КАЧЕСТВЕННАЯ ТЕОРИЯ КАСКАДА

Рассмотрим электромагнитный (э/м) каскад, генерируемый $e^\pm$ и γ -квантами. Пусть γ -квант с энергией $E_0 \gg E_c$ (E_c - критическая энергия) входит в вещество. Толщины x будем измерять в радиационных длинах $t = x/x_0$. Для простоты рассмотрения положим, что, во-первых, взаимодействие частицы (первичной или вторичной) про-

исходит по прохождению ею слоя $\Delta t=1$ на границе со следующим слоем (рис.5.1), во-вторых, каждый раз в конечном состоянии имеется две частицы, т.е. учитываются наиболее вероятные процессы э/м взаимодействий при высоких энергиях:

γ -квант рождает пару: $\gamma+Z \rightarrow e^+ + e^- + Z$,

$e^\pm$ рождает тормозные γ -кванты: $e^\pm + Z \rightarrow e^\pm + \gamma + Z$,

и, в-третьих, будем полагать, что в среднем энергия в результате взаимодействия всегда делится поровну между лептонами и γ -квантом конечного состояния: $E_{1i}=E_{2i}=E_{i-1}/2$. Таким образом, при $t=1$ рождается $e^\pm$ -пара, γ -квант исчезает, число частиц в ливне $n(t=1)=2$. При $t=2$ каждый из лептонов испускает тормозной γ -квант, в конечном состоянии имеем два лептона и два γ -кванта, поэтому $n(2)=4$. При $t=3$ каждый из двух лептонов вновь испускает по одному тормозному γ -кванту (итого имеем четыре частицы), а каждый из двух γ -квантов конвертируется в $e^\pm$ -пару. В итоге при $t=3$ имеем $n(3)=8$.

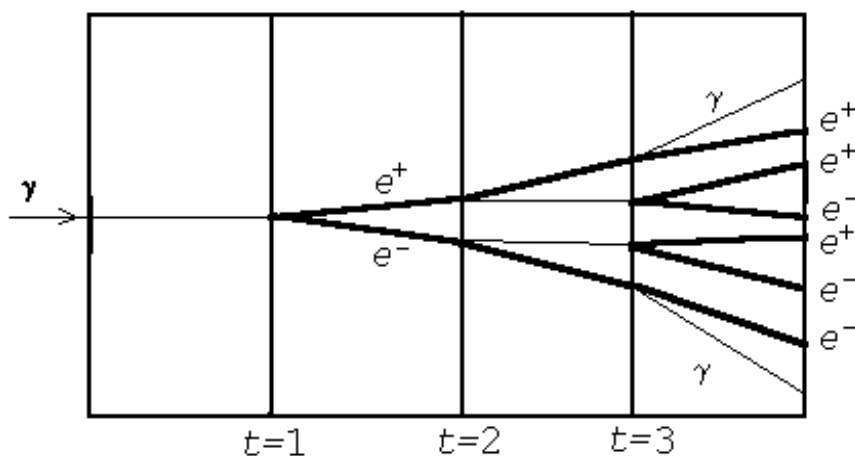


Рис.5.1

Итак, число $n(t)$ частиц в ливне с глубиной t меняется по закону $n(t)=2^t$. Энергия частицы $E(t)$ на глубине t равна $E(t)=E_0/2^t$. При уменьшении энергии до

уровня $E(t) \leq E_c$ (E_c - критическая энергия) каскадное рождение частиц остановится, а их энергия уйдет на ионизацию среды. Поэтому величины $t=t_{\max}$ и $n_{\max}=n(t_{\max})$ можно определить из соотношений:

$$E_c = \frac{E_0}{2^{t_{\max}}} ; \quad t_{\max} = \frac{\ln(E_0/E_c)}{\ln 2} ; \quad n_{\max} = \frac{E_0}{E_c} .$$

Более точные формулы близки к полученным выше и имеют вид

$$t_{\max} = 1,01 \cdot \ln \frac{E_0}{E_c} ; \quad n_{\max} = \frac{0,3}{\sqrt{\ln(E_0/E_c)}} \cdot \frac{E_0}{E_c} .$$

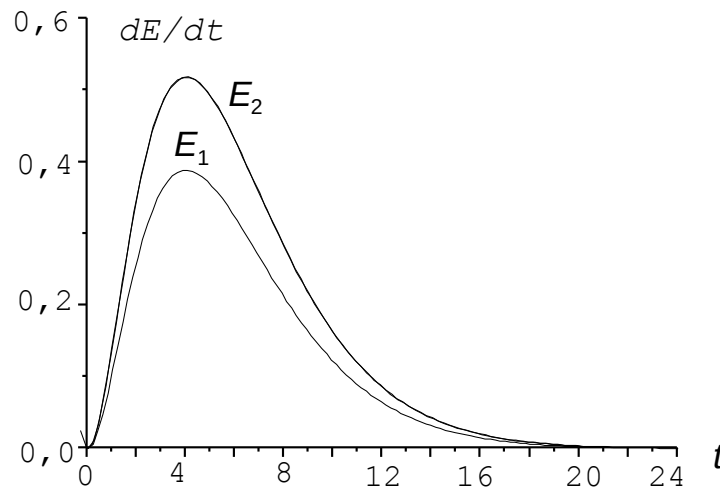


Рис.5.2

На рис.5.2 представлены зависимости энерговыделения в ливне dE/dt как функции t для двух энергий $E_1 < E_2$. Задачи каскадной теории - изучение зависимости потери энергии dE/dt как функции глубины t , поперечного размера ливня r и угла расходимости, флуктуаций чисел частиц n_e и n_γ . Наиболее точные расчеты детального развития ливня и, что самое главное, с учетом реальной геометрии ССП, которая может быть сложной, получают методом Монте-Карло. Основные выводы:

$$n_{\max} \approx E_0,$$

$$\text{суммарный пробег } e^{\pm} \quad S = \sum R_{e^+} + \sum R_{e^-} \sim E_0,$$

$$t_{\max} = [\ln(E_0/E_c) - a],$$

где $a=1,1$ для $e^{\pm}$, для γ -квантов $a=0,3$.

В однородных средах зависимость dE/dt можно представить в виде аналитической формулы с параметрами, зависящими от типа начальной частицы, ее энергии и характеристик среды [4]:

$$\frac{dE}{dt} = E_0 \cdot c \cdot t^{\alpha} \exp(-\beta t),$$

где $\beta \approx 0,5$; $\alpha = \beta t_{\max}$; $c = \beta^{\alpha+1} \cdot \Gamma(\alpha+1)$. Для γ -квантов с $E_0 \approx 1 \text{ ГэВ}$ в свинце

$$\frac{dE}{dt} = E_0 \cdot 0,06 \cdot t^2 \exp(-t/2).$$

В Табл.5.1 приведены характеристики электромагнитного и адронного каскадов.

Таблица 5.1

Характеристика	Э/м. ливень	Адронный ливень
Процессы размножения	$e^{\pm}$ пары, тормозные γ -кванты	Многочастичное рождение адронов
$\lambda_{\text{св}}$	$x_0 \sim A/Z^2$	$\lambda_{\text{яд}} \sim A^{1/4}$
Вторичные частицы	e^+ , e^- , γ	Все адроны. В основном $\pi+N$
Длина ливня L	$\sim \ln E_0$ $L \approx (10 \div 30) x_0$	$\sim \ln E_0$, $L \approx (5 \div 10) \lambda_{\text{яд}}$
Источник неэффективно регистрируемой энергии	γ с малой E_{γ} , при которой мало μ	Низкоэнергетич- ные n , γ . Осколки ядер, μ , ν
Источник наибольшей флуктуации	Глубина первого взаимодействия	Глубина первого взаимодействия и E , переданная π^0 -мезону

Типы спектрометров полного поглощения

Конструктивно СПП делятся на два типа – гомогенные и гетерогенные. В гомогенных рабочее вещество одновременно является и детектором выделившейся в СПП энергии. Примером может служить СПП на основе жидкого Ar, в объеме которого располагаются проволочные электроды ИК или ПК.

Гетерогенный СПП представляет собой "сэндвич" из перемежающихся слоев рабочего вещества (поглотителей) и детекторов. Использование поглотителя с большим Z и x_0 много меньшей по длине, чем у детектора, делает гетерогенный СПП намного компактнее и дешевле по сравнению с эквивалентным по t гомогенным.

Детекторы СПП регистрируют либо ионизационные потери (ионы и (или) электроны, сцинтилляции), либо черенковское излучение. В качестве детекторов используются ионизационные (ИК), пропорциональные (ПК) камеры, сцинтилляционные и черенковские счетчики. Рабочее вещество может быть твердым, жидким и газообразным.

Геометрические размеры СПП обоих типов в общем случае выбираются по одинаковым критериям. В основе критериев лежит экспериментальное или расчетное определение полной длины и ширины ливня.

Продольный (по импульсу начальной частицы) размер ливня. На рис.5.3 [5] и 5.4 [6] приведены энергетические разрешения σ_E для разных E_0 в зависимости от t для электронов и от x [г/см²] для адронов. Как видно из рисунков, при данной E_0 , начиная с некоторого значения глубины, σ_E перестает от нее зависеть. Это отражает тот факт, что ливень полностью укладывается на этой длине и изготавливать СПП большей длины смысла не имеет.

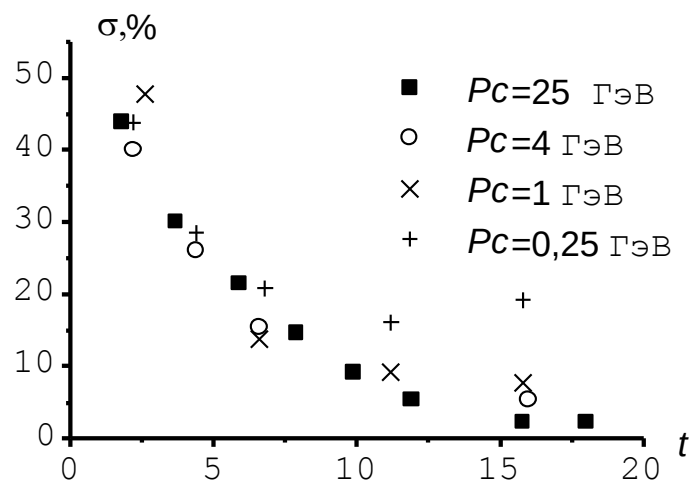


Рис. 5.3

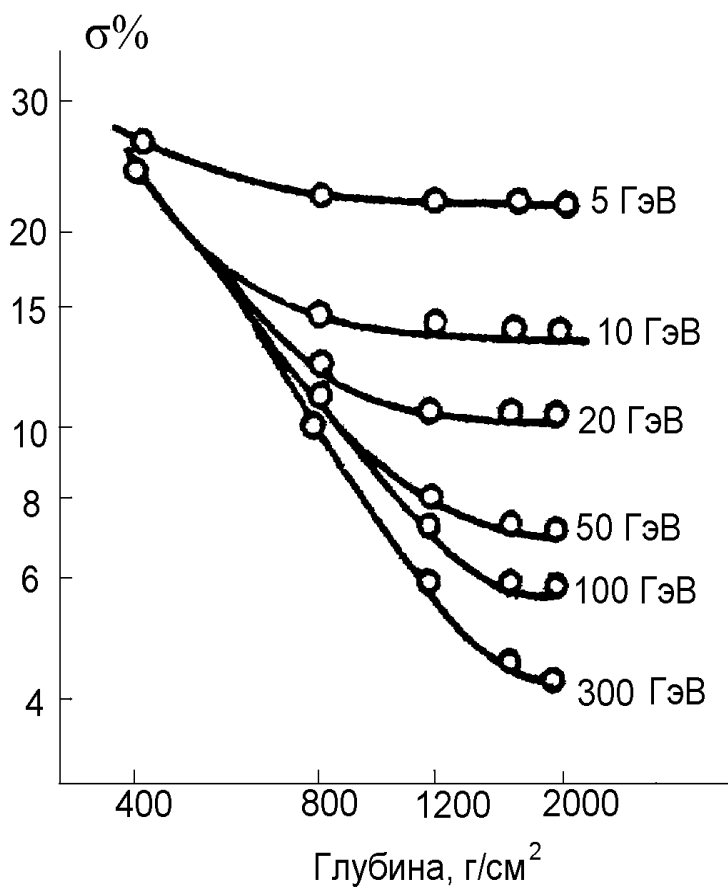


Рис. 5.4

Поперечный размер (радиус r) ливня определяется, в основном, выходом из чувствительной области СПП для э/м ливня γ -квантов с минимальным коэффициентом линейного поглощения μ и для адронного ливня – нейтронов с энергией порядка нескольких МэВ и малым сечением взаимодействия. Для э/м ливня r определяют в радиусах Мольера: $r_M = E_S x_0 / E_c$, где $E_S = 21,2$ МэВ. На рис.5.5 приведена зависимость утечки энергии за радиус r в зависимости от r/r_M [7].

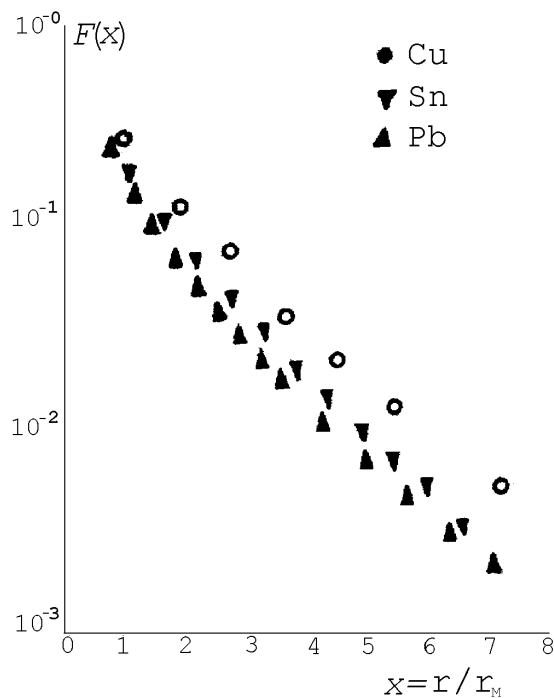


Рис.5.5

Как видно, в этих единицах утечки энергии слабо зависят от вещества и 99% энергосвечения от E_0 лежит внутри $r \approx 3r_M$. Для адронов исследовалась зависимость σ_E от r в г/см². На рис.5.6 приведены результаты для $E_0=20$ ГэВ для разных длин СПП [5]. Как видно, начиная с $r \approx 3\lambda_{яд}$ зависимость σ от r исчезает.

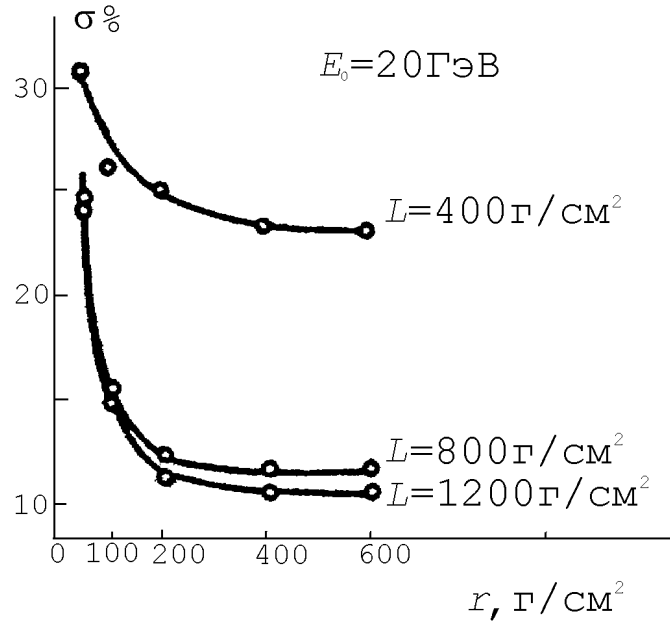


Рис. 5.6

Так как методика измерения энерговыделения ливня и источники погрешностей при измерениях энергии существенно зависят от типа СПП, рассмотрим их по отдельности.

ГЕТЕРОГЕННЫЙ СПП

Измерение энергии E ливня в гетерогенном СПП. Толщины слоя поглотителя t_n и детектора t_d , примыкающего к нему, выбраны так, чтобы $t_n \gg t_d$. Поэтому потери энергии $\Delta E_n \gg \Delta E_d$. Полная энергия, выделившаяся в поглотителе n , может быть записана, как

$$E = \beta_n \sum_i n_i^n \cdot t_{i,ef}^n,$$

где $\beta_n = dE/dt$ - потери энергии в поглотителе, n_i^n - число частиц в i -м слое поглотителя, $t_{i,ef} = t_i / \langle \cos \Theta \rangle$ - эффективная толщина слоя, $\langle \cos \Theta \rangle$ - средний косинус угла наклона трека частиц при прохождении слоя. Аналогично для i -го детектора d можем записать

$$\Delta E_i^d = \beta_d \cdot n_i^d \cdot t_{i,ef}^d.$$

Так как толщина $t_n \gg t_d$, то можно считать, что

$$n_i^n \approx n_i^d = \Delta E_i^d / (\beta_d t_{ef}^d).$$

Поэтому

$$E = \frac{\beta_n t_n}{\beta_d t_d} \sum_i \Delta E_i^d \cong A,$$

где A – амплитуда с детектора. Как видно из приведенных рассуждений, основное допущение при использовании гетерогенного СПП – равенство n_i в поглотителе и детекторе, что реально не так и это вносит свой вклад в погрешность измеренной энергии.

Энергетическое разрешение гетерогенного СПП. Механизмы развития э/м и ядерных ливней в плотном веществе имеют существенно разный характер, что приводит к различному отклику спектрометра на адроны и электроны (γ -кванты). В конечном итоге в э/м ливне вся энергия E_0 переходит в $(dE/dx)_{\text{ион}}$. В ядерном каскаде энергия диссипирует по следующим каналам:

- а) новые частицы с массами $m_i \neq 0$,
- б) продукты развала ядер,
- в) сильноионизирующие частицы,
- г) нейтроны с энергией несколько МэВ.

В каждом из этих каналов часть энергии частично или даже полностью не преобразуется в ионизацию. Например, не регистрируется энергия нейтрино. Релятивистский мюон уходит из объема СПП, теряя малую долю своей энергии. Продукты развала ядер имеют малый пробег в поглотителе и поэтому их выход из поглотителя в детектор маловероятен. Сильноионизирующая (имеющая большой заряд Z) частица, попав в детектор, быстро рекомбинирует, в результате чего только часть ее энергии преобразуется в ионизацию. В детекторе на жидком Ar, нап-

пример, это составляет лишь $10 \div 20\%$ от энергии частицы. И, наконец, нейтроны с энергией в несколько МэВ, как упоминалось выше, имеют малое сечение взаимодействия и покидают объем СПП без потери энергии. Таким образом, в ядерном каскаде часть энергии не регистрируется СПП. Суммарно потери "видимой" энергии достигают $15 \div 30\%$ от E_0 . Погрешность в определении энергии E_0 в э/м СПП определяется следующими флуктуациями энергосыделения в детекторе: 1) сэмплинг-флуктуации, 2) флуктуации длин треков, 3) флуктуации Ландау. Флуктуации длин треков обусловлены электронами, проходящими через детектор под большими углами, имеющими в нем длинный путь (их называют длиннопробежные электроны) и поэтому теряющими в детекторе намного больше энергии, чем она теряется в среднем. Флуктуации числа частиц, вышедших из поглотителя, называют сэмплинг-флуктуацией. Она растет с увеличением толщины поглотителя и уменьшается с ростом энергии E_0 .

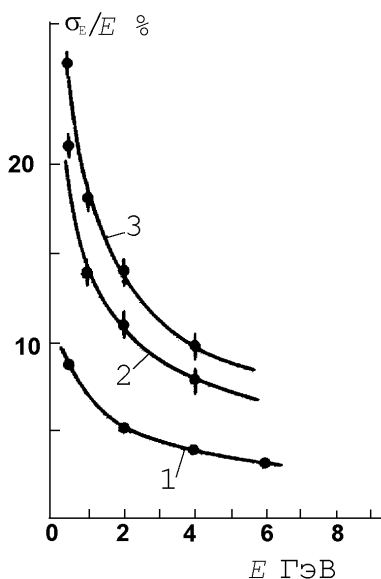


Рис. 5.7

энергетическое разрешение СПП, дает присутствие ненаблюдаемой части энергосыделения.

На рис. 5.7 [8] представлена зависимость σ_E/E от E для каждого типа флуктуаций для СПП из 1 мм Pb-пластин и аргоновых пропорциональных счетчиков. Суммарное разрешение для гетерогенных электромагнитных спектрометров равно $\sigma_E/E \approx 0,2/\sqrt{E}$ (здесь E в ГэВ). В адронных СПП помимо перечисленных выше источников флуктуаций большой вклад, сравнимый с их суммарным вкладом в

Это приводит к тому, что энергетическое разрешение адронных СПП в 3÷4 раза хуже, чем э/м.

Существенного улучшения удалось добиться, используя в качестве поглотителя пластины из урана. Быстрые нейтроны ливня вызывают деление и возбуждение ядер урана. В результате продукты реакций - осколки ядер (частично) и γ -кванты регистрируются детектором.

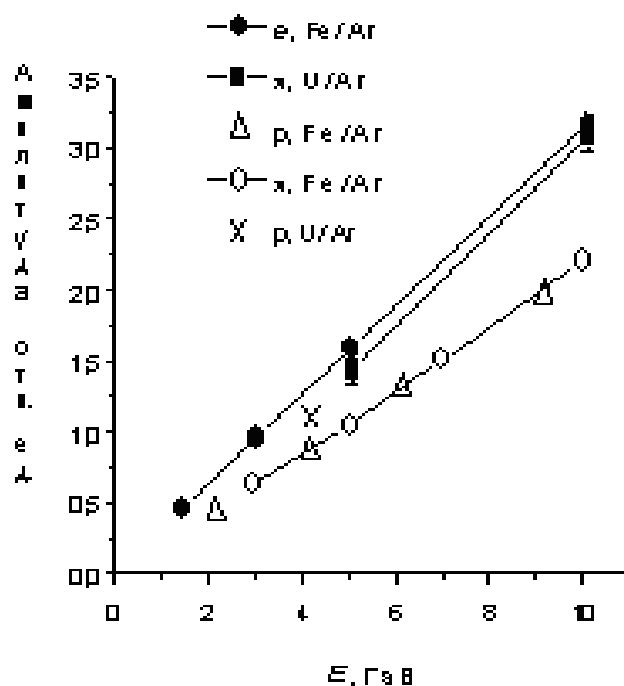


Рис.5.8

На рис.5.8 [9] представлены экспериментально измеренные зависимости амплитуды с железо-аргоновых и урано-аргонового спектрометров от энергии и типа пучковой частицы. Видно, что соотношение регистрируемой энергии для адронного Fe-СПП на $\approx 30\%$ меньше, чем для э/м, а адронного U-СПП и э/м близки. При этом в U-СПП существенно улучшается энергетическое разрешение: в Fe-СПП $\sigma_E/E = (0,7 \div 0,9) / \sqrt{E}$, для U-СПП $\sigma_E/E = 0,35 / \sqrt{E}$, где E в ГэВ. В табл.5.2 приведены характеристики поглотителей, используемых в гетерогенных СПП.

Таблица 5.2

Вещество	Z	ρ , г/см ³	E_c , МэВ	x_0 , г/см ² см	$\lambda_{яд}$, г/см ²	R_M , см r_M/x_0	$(dE/dx)_{мин}$, МэВ/гсм ²
Ar	18	1,4 жидк.	29,8	19,55 14	117,2	9,96 0,71	1,51
Fe	26	7,87	20,5	13,84 1,76	131,9	1,82 1,03	1,48
Xe	54	3,57 жидк.	11	8,48 2,77	169	5,34 1,93	1,24
W	74	19,3	7,9	6,76 0,35	185	0,93 2,66	1,16
Pb	82	11,35	7,2	6,37 0,56	194	1,65 2,94	1,13
U	92	$\approx 18,93$	6,6	6,00 $\approx 0,32$	199	1,03 0,71	1,09

Быстродействие гетерогенных СПП зависит от длительности сигнала с детекторов СПП. Если это – сцинтилляционные счетчики, то сигналы короткие 10÷40 нс и могут быть использованы в быстром триггере. В газовых детекторах ИК и ПК длительность сигнала существенно больше. Она зависит от наполнения детектора, длины газового промежутка d и τ_y – постоянной времени формирования усилителя. Время дрейфа электронов к аноду равно $t_d = d/v_e$, где v_e – скорость дрейфа. Обычно приводят величину, обратную скорости, которая дает время прохождения данной единицы длины. Так для жидкого аргона $v_e^{-1} = 200$ нс/мм, для смеси Xe+18%CO₂ $v_e^{-1} = 30$ нс/мм. Показано [11], что при заданной интенсивности пучка и полной длительности сигнала $\tau = t_d + \tau_y$ есть оптимум по зазору d , при котором эквивалентный шум усилителя минимален: $d = v_e \cdot \tau / 3$. При большой (сотни наносекунд) длительности сигнала с большим разбросом амплитуд для использования его в быстром триггере необходимо применение формирователей с временной привязкой.

ГОМОГЕННЫЙ СПП

В зависимости от способа измерения энергии частиц однородные СПП можно разделить на два типа.

1. Измерение энергии по ионизационным потерям ливневых частиц в объеме СПП. В качестве детекторов в этом случае используются ионизационные и пропорциональные камеры с системой проволочных электродов, установленных поперек пучка в объеме рабочего вещества СПП. Как правило, такие СПП позволяют измерять не только полное энерговыделение, но и dE/dt и пространственную картину развития ливня. В качестве рабочих веществ используются жидкие Ar и Xe.

2. Измерение энергии по сцинтилляции и черенковскому излучению ливневых частиц в объеме СПП. В первом случае в качестве рабочего вещества (конвертора) используются сцинтилляторы NaI, CsI (большое $Z \rightarrow$ короткая радиационная длина x_0), во втором "свинцовые" стекла (с содержанием PbO порядка 40÷70%). Форма конвертора - цилиндр или параллелепипед. Световой сигнал регистрируется фотоумножителем (ФЭУ), который имеет оптический контакт с одним из торцов конвертора.

Практически из-за больших длин ядерного взаимодействия и связанных с этим потерь света (в основном из-за поглощения) в длинном ($\approx 10\lambda_{яд}$) конверторе однородные СПП второго типа в качестве адронных не применяются. СПП первого типа могут использоваться, в принципе, и для регистрации адронных ливней, однако стоимость больших объемов сжиженных газов (особенно Xe) накладывает свои ограничения.

Из-за отсутствия слоистой структуры энергетическое разрешение однородных СПП существенно лучше, чем у гетерогенных. Разрешение у однородных СПП связано, во-первых, с флуктуацией доли "вытекающей" энергии, унесенной покинувшими СПП частицами ливня в случае,

если ливень не полностью в нем поглотился; во-вторых, флуктуацией числа фотоэлектронов в ФЭУ для СПП второго типа. Для СПП первого типа – флуктуацией числа электронов, достигших анода ИК или ПК. В табл.5.3 [12] представлены характеристики некоторых гомогенных СПП.

Таблица 5.3

Вещество	x_0 , см ρ г/см ³	Механизм детектирования	σ_E/E , %	$N_{фэ}/1ГэВ$ $\tau_{имп}$ нс
NaI (Tl)	2,59 3,7	Сцинтилляция	$\cong 1,5/\sqrt{E}$, $E < 1ГэВ$ $\cong 1,5/E^{1/4}$, $E > 1ГэВ$	10^6 250
Bi ₄ Ge ₃ O ₁₂ ("BGO")	1,12 7,13	Первичная сцинтилляция	При $E < 1$ ГэВ сравнимо с NaI	10^5 350
Сцинтиллирующее стекло	≈ 4 ≈ 3.5	Сцинтилляции + $\checkmark$ -свет	$\cong 2/\sqrt{E}$	$\approx 10^3$ $\cong 70$
Pb-стекло: 55%PbO+45%SiO ₂	2,36 4,08	$\checkmark$ -свет	$\cong 4/\sqrt{E}$	$\approx 10^3$ 20
Helicon (жидк) Tl (HCO ₂)	1,9 4,3	$\checkmark$ -свет	$\cong 4/\sqrt{E}$	10^3 ≈ 20
Ar (жидк.)	14 1,4	заряд, ионизации	$2/\sqrt{E}$	$\leq 2 \cdot 10^6 e^-$ ≥ 100

ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАЗРЕШЕНИЕ СПП

В том случае, когда требуется разделить в пространстве несколько частиц, необходимо обеспечить между ними расстояния $r \approx \lambda_{яд}$ для адронов и $r \approx 2r_m$ для $e^\pm$ и γ -квантов. Конкретное решение зависит от условий физической задачи. В любом случае для увеличения r необходимо увеличивать расстояние L от мишени до СПП. Центр мишени принимается за точку рождения частиц. Для измерения поперечной координаты r на выбранном расстоянии L устанавливается стенка из плотно прилегающих друг к другу гомо- или гетерогенных СПП, имеющих форму призмы с квадратным поперечным сечением. Примером такой сборки может служить установка ГАМС-2000 – годоскопический автоматизированный многофотонный спектрометр (ИФВЭ, Россия) [13]. Уста-

новка представляет собой матрицу из 1536 (48×32) С-счетчиков из Pb -стекла. Счетчик представляет собой призму длиной 45 см ($\approx 20x_0$) с квадратным поперечным сечением $3,8 \times 3,8$ см² и ФЭУ. Поперечные размеры выбраны такими, чтобы обеспечить возможность утечки энергии за его боковые грани в соседние счетчики. При вычислении центра тяжести энергосигнала (он лежит на оси ливня) с учетом энергосигнала в группе соседних счетчиков это позволяет определить координату r частицы, инициировавшей ливень, с точностью σ_r намного лучшей, чем размер стороны квадрата. В данной установке σ_r составила 1,5 мм.

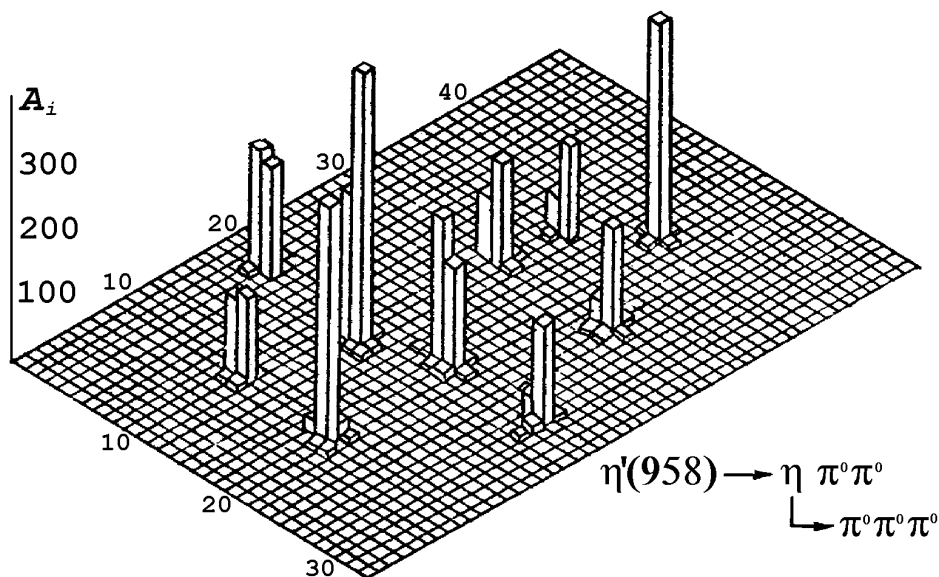


Рис.5.9

На рис.5.9 представлена 3-мерная гистограмма распада $\eta'(958)$ мезона на 10 γ -квантов. На рисунке горизонтальная плоскость - ячейки годоскопа, A - амплитуда с ячейки.

Если в эксперименте необходимо идентифицировать $e^\pm$ и адроны, позади матрицы э/м СПП устанавливают матрицу

из адронных СПП. Пример конструкции элемента матрицы адронного СПП приведен на рис. 5.10.

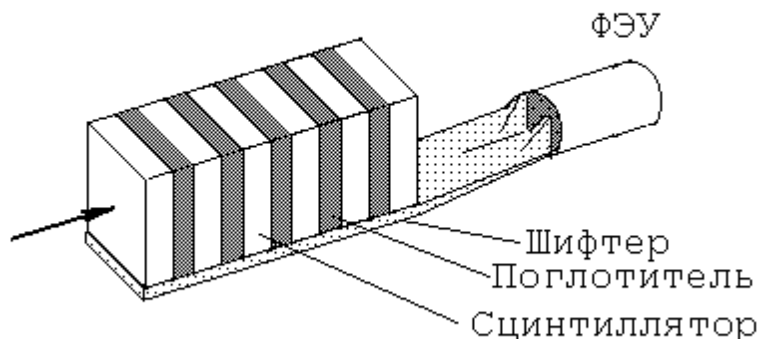


Рис. 5.10

Элемент СПП представляет собой сэндвич из сцинтилляторов, прослоенных пластинами из Fe или Pb. Суммарный световой импульс со всех сцинтилляторов передается на фотоумножитель (ФЭУ) по общему световоду. Для уменьшения потерь света и согласования спектра излучения из сцинтиллятора с областью чувствительности фотокатода ФЭУ в качестве общего световода используют плексигласовую пластинку толщиной 1-2 мм, в которой растворен шифтер - сместитель спектра излучения.

КАЛИБРОВКА И КОНТРОЛЬ СПП

На ускорителях калибровка СПП осуществляется:
по измерениям на адронных и электронных пучках с заданной энергией частицы E_0 ;
по одиночным релятивистским мюонам - только ионизационные потери от одиночной частицы.

Для годоскопического э/м СПП, предназначенного для поиска и изучения нейтральных частиц, распадающихся на γ -кванты и e^+e^- -пары, калибровку шкалы эффективных масс $M_{эф}$ надежно можно провести только по мас-

сам известных частиц, распадающихся на два и более γ -квантов или на e^+e^- пару, например,

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma, \eta \rightarrow 3\gamma, J/\Psi \rightarrow e^+e^-.$$

Контроль работы СПП производится по амплитуде сигнала от одиночного мюона (см. выше). В СПП со съемом информации с ФЭУ контроль работы СПП производится по световому сигналу со светодиода (СД). Для надежности и упрощения процедуры контроля световой сигнал с одного мощного СД разветвляется с помощью пучка кварцевых нитей – светопроводов по всем ФЭУ. Для контроля стабильности световой вспышки самого СД применяют дополнительный (контрольный) сцинтилляционный счетчик, располагаемый вне пучка. К сцинтиллятору на оптическом контакте подводится одна из кварцевых нитей, и, одновременно, на сцинтиллятор крепится α -источник. Стабильность вспышки СД контролируется по соотношению амплитуд сигналов от СД и α -частиц.

В СПП с ионизационными и пропорциональными камерами контроль производится с помощью подачи определенной величины заряда на электроды камер.

Идентификация электронов и адронов с помощью СПП производится по длине развития ливня (см. табл.5.1). Длина ливня определяется радиационной длиной x_0 для электромагнитного ливня и длиной ядерного взаимодействия $\lambda_{\text{яд}}$ для адронного ливня. На рис.5.11 представлены полные энергосыделения Q для электронов и π -мезонов с импульсами $P_s=15$ ГэВ в СПП в зависимости от толщины x г/см² вольфрамового поглотителя.

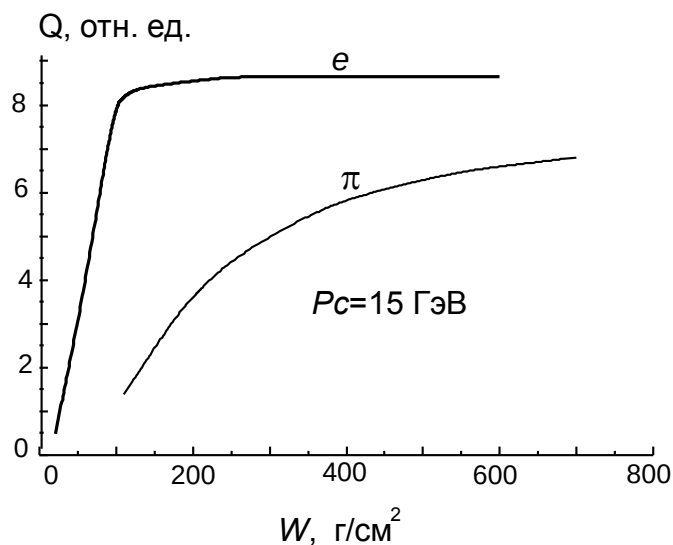


Рис.5.11

Видно, что при толщинах x менее 200 г/см^2 энерговыделение Q для электронов в несколько раз больше, чем для π -мезона. Это может быть практически использовано для идентификации электрона в смешанном пучке частиц с помощью э/м СПП. Как правило, для этой цели используется величина амплитуды A сигнала с СПП.

Для определения вероятностей регистрации э/м калориметром адронов и электронов в смешанном пучке необходимо проведение специальных измерений. В монохроматизированном по импульсу частиц пучке перед СПП устанавливают линейку из сцинтилляционных (S) и газовых пороговых C -счетчиков. С помощью одного C -счетчика достигается подавление (режекция) адронов в $\approx 5 \cdot 10^4$ раз. Два C -счетчика, включенные в совпадение, улучшают режекцию еще в ≈ 100 раз. Потоки частиц J_i измеряют следующим образом:

адроны J_h : S -счетчики включены в совпадения, C в антисовпадения к ним (запись такой логики $S \bar{C}$);

электроны J_e : все счетчики S и C включены между собой в совпадения (SC).

Эффективность разделения электронов и адронов экспериментально измеряется следующим образом. Сигнал с СПП подается на интегральный дискриминатор с изменяемым порогом D , сигналы с которого поступают на две схемы двойных совпадений - CC_1 и CC_2 . На их вторые входы подаются сигналы $S\bar{C}$ (адроны) и SC (электроны) соответственно. С выходов снимаются счета $N_h(D)$ и $N_e(D)$. В результате получаем зависимость эффективности регистрации частицы e или h от D : $\eta_i(D) = N_i(D) / J_i$ (где $i=e$ или h), т.е. от энергосодержания в СПП. Используя измеренные η_i , можно построить зависимость $\eta_h(D_h) = F(\eta_e(D_e))$ при $D_h = D_e$, аналогичную приведенной на рис.5.12 [6].

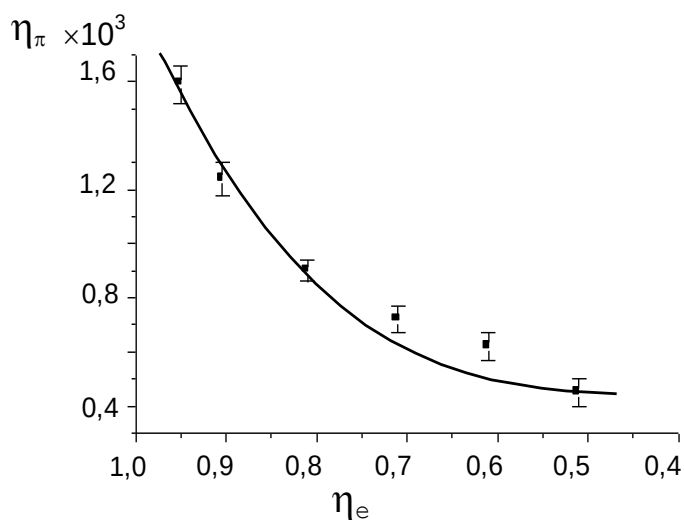


Рис.5.12

Как видно из рисунка, улучшение подавления адронного фона достигается уменьшением эффективности регистрации электронов. Если конструкцией СПП предусмотрено измерение энергосодержания по глубине калориметра, привлечение этой информации при off-line обработке позволяет подавить регистрацию адронов еще в ≈ 3 раза.

6. Идентификация частиц по переходному излучению

При высоких ($E > 10$ ГэВ) и, тем более, сверхвысоких энергиях ($E \geq 100$ ГэВ) использование черенковских счетчиков для идентификации частиц становится нерациональным или даже невозможным из-за большой их длины. Несколько лучше обстоит дело с идентификацией по ионизационным потерям $(dE/dx)_{\text{ион}}$. Однако с увеличением энергии для сохранения эффекта релятивистского роста ионизации необходимо уменьшать давление газа в детекторе, при этом падает точность измерения dE/dx . Поддержание точности на нужном уровне возможно только при увеличении длины детектора, что ограничивает область их применения энергиями в несколько десятков гигаэлектронвольт. Линейные размеры спектрометров полного поглощения слабо (логарифмически) зависят от величины энергии частицы, поэтому могут быть практически использованы при сверхвысоких энергиях, однако они не идентифицируют тип адрона. На верхнем рис.6.1 приведены зависимости длин детекторов, необходимых для подавления (режекции) потока фоновых частиц в 100 раз, от энергии частиц для различных методов. Как видно из рис.6.1 на сегодня единственной методикой, позволяющей при приемлемых размерах детектора идентифицировать тип частицы с энергиями $E \geq 100$ ГэВ, является методика, использующая рентгеновское переходное излучение (РПИ или TR-transition radiation). Переходное излучение (ПИ) возникает при переходе релятивистской частицы через границу двух сред с разными диэлектрическими проницаемостями. ПИ в области видимого света было предсказано теоретически в 1946 г. Практическое применение в экспериментальной физике нашло после работ Г.М.Гарибяна (1973 г.), показавшего, что, во-первых, в спектре ПИ

должны присутствовать рентгеновские фотоны (РПИ) с энергией $E_{\text{РПИ}} \approx \gamma^n$, где $n \geq 1$, $\gamma = E/m$ – гамма-фактор частицы, и, во-вторых, число фотонов РПИ n_ϕ , возникающих при пересечении частицей границы двух сред прямо пропорционально γ -фактору частицы $n_\phi \approx \alpha \cdot \gamma$, α – постоянная тонкой структуры, $\alpha = 1/137$.

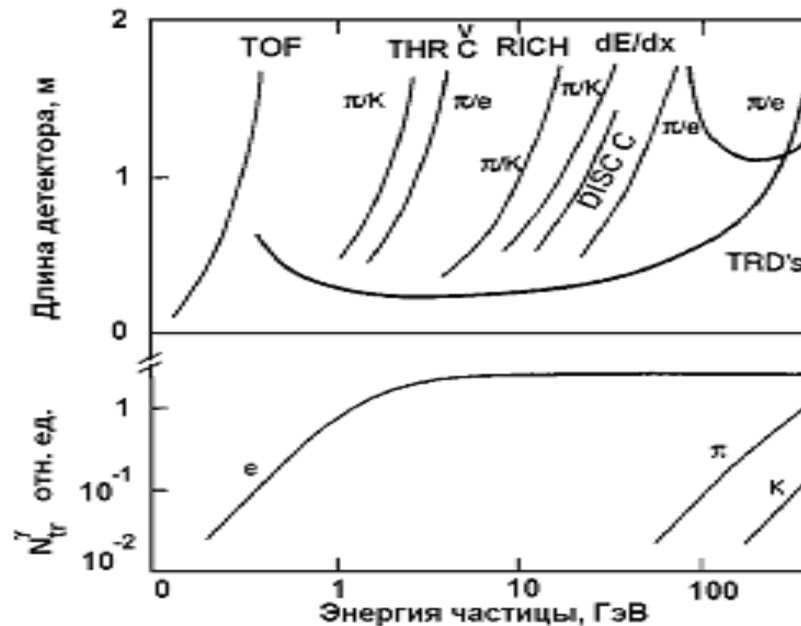


Рис. 6.1

На рис.6.1 представлена зависимость числа фотонов РПИ от энергии частицы. Как видно из рис.6.1, эта зависимость имеет пороговый относительно энергии частицы характер. Поэтому для идентификации частицы по РПИ необходимо знать ее энергию.

Для получения наблюдаемой величины n_ϕ применяют многослойную периодическую структуру "вещество-промежуток", для которой выполнены условия $a, b \geq Z_{a,b}$, где a и b – толщины слоя вещества и промежутка соответственно, $Z_{a,b}$ – длина зоны формирования излучения:

$$Z_{a,b} = 2c / \{ \omega \cdot [\gamma^{-2} + (\omega_p^{a,b} / \omega)^2 + \theta^2] \},$$

где c - скорость света, ω - частота фотона, ω_p - плазменная частота среды, $\theta \approx 1/\gamma$ - угол излучения фотона. Энергетический спектр квантов колоколообразный, положение среднего слабо зависит от γ . В среднем $3 < E_\phi < 20$ КэВ с максимумом при ≈ 10 КэВ.

При прохождении частицы через слои основным фоном является тормозное излучение. Поэтому в качестве рабочих веществ в радиаторах переходного излучения (TRD) используются вещества с малым Z - Li, Be, C, Al, майлар, полипропилен, полиэтилен - в виде пленок, фольг, пены и фибры (последнее для C). Промежутки заполняются воздухом или гелием при нормальном давлении.

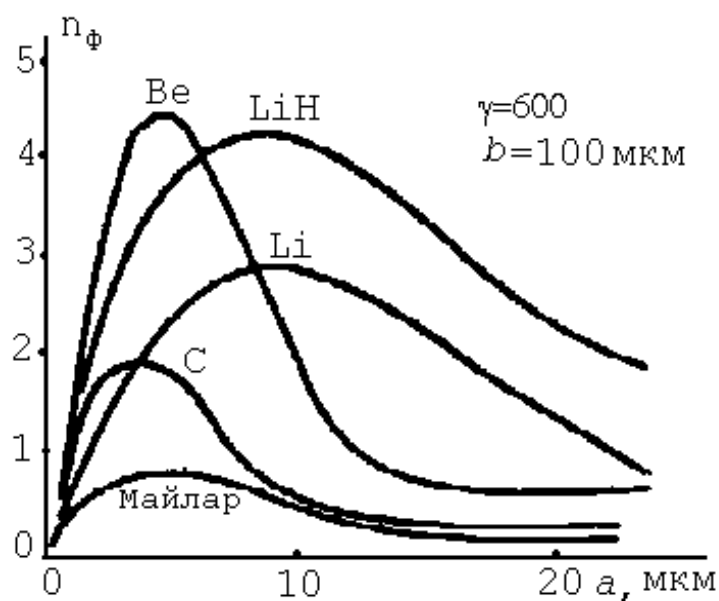


Рис.6.2

В табл.6.1 приведены характеристики радиаторов РПИ. На рис.6.2 [14] представлены результаты расчета выхода фотонов n_ϕ от толщины вещества a для "бесконечного" числа фольг, т.е. с суммарной толщиной фольг, большей длины поглощения l_ϕ рентгеновского фотона. Как видно из рисунка, a имеет оптимум. Спад влево от оптимума связан с интерференцией излучения, возникающего

на двух сторонах фольги, спад вправо – с самопоглощением: при фиксированном числе фольг самопоглощение растет с ростом толщины слоя a . Оптимальные значения толщин лежат в области $5\div 15$ мкм.

Таблица 6.1

Материал	Плотность ρ , г/см ³	Плазменная частота ω_p , эВ	μ -линейный коэффициент поглощения при $E_\phi=10$ КэВ, см ⁻¹	X_0 , см
Литий	0,534	13,8	0,0709	148
Бериллий	1,84	26,1	0,719	34,7
Алюминий	2,7	32,8	71,4	8,91
полиэтилен CH ₂	0,925	20,9	1,79	49
Майлар C ₅ H ₄ O ₂	1,38	24,4	8,07	28,7
Воздух	$2,2 \cdot 10^{-3}$	0,7	0,091	30870

При увеличении промежутка b от нулевого выход ПИ нарастает до некоторого предела и затем выходит на плато, что объясняется интерференционными процессами. Выход на плато происходит при b порядка 10^2 мкм.

С ростом числа фольг N выход РПИ-квантов n_ϕ растет, пока суммарная толщина фольг $a \cdot N < l_\phi$, после чего из-за самопоглощения n_ϕ выходит на плато и перестает зависеть от N . Выходу на плато соответствует $N \approx 10^4$.

Зависимость n_ϕ от энергии E частицы (приведена на нижнем рис.6.1) имеет пороговый характер и по форме аналогична зависимости счета от давления газа для порогового черенковского счетчика. При этом выход фотонов для многослойного радиатора РПИ с ростом E стремится к насыщению:

$$n_\phi = dN_\phi / dL \approx 0,1 \text{ [фотон/см]}.$$

Выход на плато происходит при γ -факторе

$$\gamma_s = \frac{1}{4\pi c} \left[(a + b)\omega_a + \frac{1}{\omega_a} (a\omega_a^2 + b\omega_b^2) \right].$$

Для получения достаточного числа фотонов применяют сборки типа "сэндвич" из набора блоков, каждый из которых состоит из радиатора РПИ и установленного за ним детектора РПИ.

Из представленных данных следует, что длина L детектора РПИ (обозначают TRD) по пучку зависит, в основном, от величины b , которая, в свою очередь, $b \approx \gamma^2 \cdot \lambda$, где λ - длина волны фотона $\lambda \approx 10^{-9}$ см. Малая величина λ определяет сравнительно небольшие размеры TRD по пучку $L \approx b \cdot N \approx 10^{-9} \cdot \gamma^2 \cdot N$ см. Реальные длины TRD порядка 1÷2 м. Простота прибора, его малые размеры и возможность идентификации частиц в области $\gamma > 100$ поставили РПИ вне конкуренции с существующими методами идентификации частиц при сверхвысоких энергиях.

Регистрация РПИ. В качестве детекторов обычно используются пропорциональные камеры (ПК) и счетчики (ПС), дрейфовые камеры (ДК), гибриды ПК+ДК. Наполнение должно обеспечивать высокую эффективность регистрации мягкого рентгена ($E_\gamma \approx$ несколько КэВ), что требует использования газов с большими Z . Практически используются газы Хе, Хе+СО₂, Кр, Кр+СО₂. Основным фоном являются ионизационные потери. Идеально было бы отвести с помощью поворотного магнита (МВ) пучок заряженных частиц от детектора, но при энергиях, при которых разумно использовать TRD, этот путь не реален из-за размеров и стоимости МВ. Толщина детектора по газу выбирается из условия $E_\phi \geq \Delta E_{\text{ион}}$. Экспериментально измеренные значения $dE/dx|_{\text{ион}}$ [КэВ/(см·атм.)] для 1-ГэВ электронов для смесей 80%Хе(Кр)+20%СО₂ равны 6,7(±5%) и 4,1(±5%) соответственно [15]. Эффективность η регистрации ПИ

определяется их длиной поглощения l_d в газе детектора ПИ $\eta=1-\exp(-x/l_d)$. Для ПИ с энергией порядка 10кэВ в Хе $l_{\text{Хе}}\approx 10$ мм, в Kr $l_{\text{Kr}}\approx 50$ мм [16].

Длина ионизационного кластера от фотона с $E_\phi=5\div 10$ КэВ в Хе при 1 атм. $R_e\leq 100$ мкм.

Практически используются два способа регистрации ПИ:

- 1) измерение полного заряда (Q -метод);
- 2) счет ионизационных кластеров (N -метод).

В первом случае сигнал с детектора подается на зарядово-чувствительный усилитель и с него на АЦП. Величина сигнала соответствует суммарному заряду $Q\approx\Delta E_{\text{ион}}+\text{ПИ}$. В отсутствии ПИ (малые γ) "хвост" Ландау распределения ионизационных потерь может инициировать большие Q , и это ограничивает степень подавления (режекцию) регистрации частиц, не излучающих ПИ.

Во втором случае с помощью интегрального дискриминатора регистрируются сигналы с амплитудами A , большими пороговой $A_{\text{пор}}$, соответствующей $E_\phi=4\div 5$ КэВ. Фоном служат кластеры от δ -электронов, которых в Хе при 1атм. $\approx 0,1/\text{см}$. Кластеры от РПИ и δ -электронов распределены по Пуассону, оно уже распределения по Q . К достоинствам N -метода можно отнести также и то, что используется простая и быстрая электроника (дискриминатор). Это позволяет использовать информацию с TRD в on-line триггере. Время выработки триггера в этом случае определяется, в основном, длиной дрейфового промежутка и скоростью дрейфа электронов. В упомянутых выше смесях она составляет $v^{-1}\approx 200$ нс/мм.

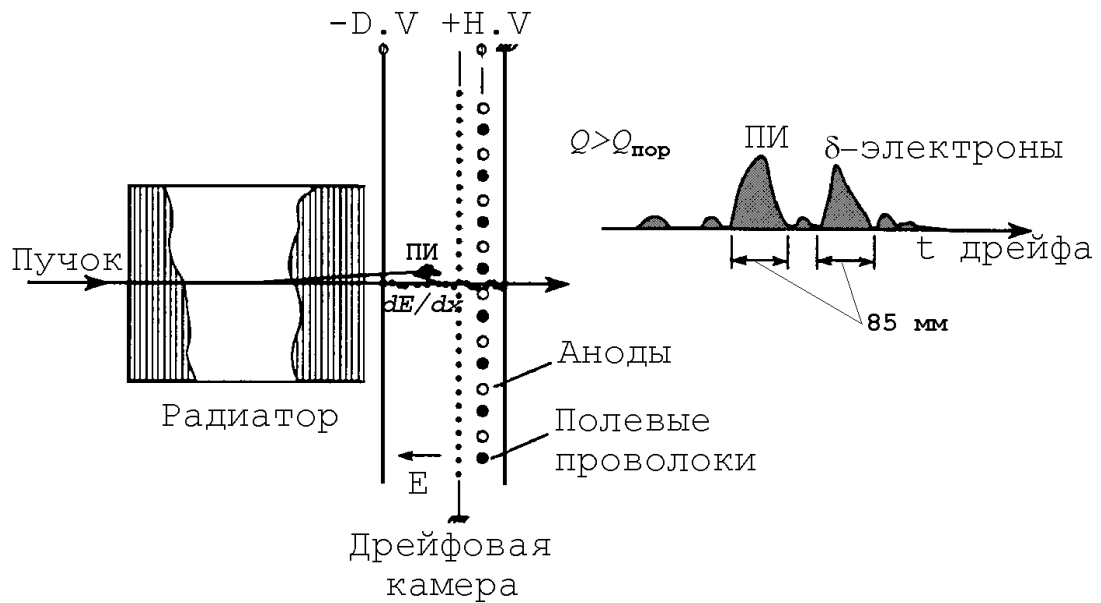


Рис. 6.3

Рис. 6.3 иллюстрирует прохождение частицы через детектор, состоящий из ДК (слева) и ПК, собранных в одном объеме и разделенных прозрачным для дрейфа электронов ионизационным электродом. Показано распределение плотности ионизационных потерь в треке частицы и от РПИ-кластера. Справа на рис. 6.3 приведено пояснение по отбору событий по амплитуде сигналов (N -метод).

Калибровка TRD проводится с помощью идентификаторов – пороговых черенковских S -счетчиков в области высоких энергий, где они еще могут служить идентификаторами, и спектрометров полного поглощения (СПП). При калибровке на пучке S -счетчики устанавливаются перед TRD, СПП – после него. В качестве калибровочных частиц обычно используются электроны и π -мезоны. Для калибровок электроны удобны, потому что при сравнительно

низких энергиях – десятки гигаэлектронвольт, они имеют γ -фактор порядка 10^5 , при которых выход РПИ достигает максимума (см. рис.6.1, нижний).

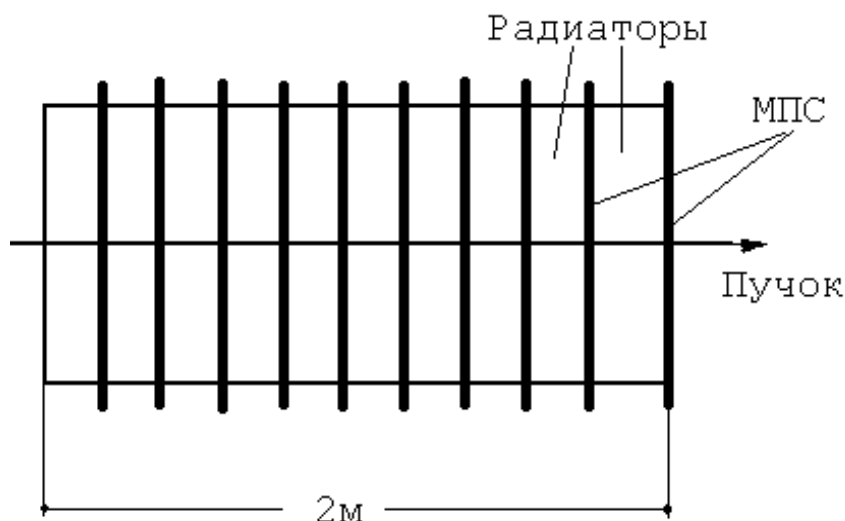


Рис.6.4

На рис.6.4 приведена сборка из 10 модулей TRD, каждый из которых состоит из РПИ-радиатора и многослойного пропорционального счетчика МПС. РПИ-радиатор состоит из $2 \cdot 10^4$ Li фольг толщиной $a=10$ мкм, промежуток между фольгами $b=100$ мкм. МПС наполнен Хе, толщина газа по пучку 5 мм. Длина TRD по пучку 2 м.

На рис.6.5 приведены результаты измерений в монохроматическом по P_c пучке π - и К-мезонов распределений кластеров $F(N)$, соответствующих фотонам с $E_\phi \geq E_{\text{пор}} = 3$ КэВ. Гамма-фактор пучковых пионов 1400.

Обозначим через η_i отношение числа зарегистрированных кластеров с $N \geq N_{\text{пор}}$ к их полному числу в спектре данной частицы. Величина η равна эффективности регистрации частиц данного типа при фиксированном пороге. Изменяя $N_{\text{пор}}$ от минимального до максимального, получим зависимости $\eta_\pi(N_{\text{пор}})$ и $\eta_K(N_{\text{пор}})$. Имея эти данные, можем построить зависимость эффективности регистрации,

например, K -мезонов η_K от η_π при одинаковых $N_{\text{пор}}$. Получим кривую, аналогичную представленной на рис.5.11 для спектрометра полного поглощения. Выбором порогов можно уменьшить вероятность регистрации одного типа частиц. Количественно фактор подавления (режекции) частиц типа 1 относительно вероятности регистрации частиц типа 2 определяется из соотношения $R_{1/2}=\eta_1/\eta_2$. Обычно приводится величина $R_{1/2}$ при $\eta_2=90\%$. В табл.6.2, взятой из работы [17], представлены характеристики действующих детекторов переходного излучения для идентификации электронов при высоких и сверхвысоких энергиях.

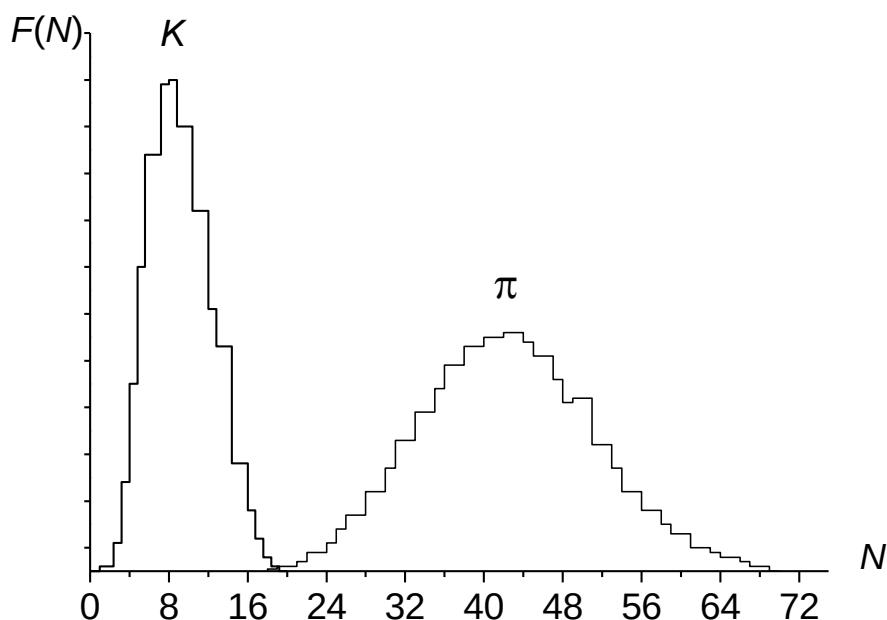


Рис.6.5

Из приведенных данных таблицы можно сделать следующие выводы.

1. Наилучшие результаты по R получены с помощью N -метода регистрации РПИ. Тем не менее, на практике N -метод по частоте использования не имеет преимуществ по сравнению с Q -методом.

2. Рекордный коэффициент режекции, достигнутый с использованием РПИ, получен в эксперименте NA34 $R=5 \cdot 10^{-4}$. Все остальные порядка $10^{-1} \div 10^{-2}$, т.е. подавление, формально говоря, весьма незначительно. Практически же, возможность использования TRD определяется величинами ожидаемого и допустимого отношения фона к эффекту.

Таблица 6.2

Эксперимент	Длина, см	N модулей	Радиатор	Метод	R, %	η для e^-
R806	55	2	Li	Q	5	90
E715	360	12	CH ₂	N	0,06	99
NA34	70	8	CH ₂	N	0,05	90
UA6	55	3	Li	Q	10	90
UA2	22	2	CH ₂	FADC	8	80
E769	130	24	CH ₂	N	2	87
NA31	110	4	CH ₂	Q	10	98,7
NA24	60	4	CH ₂	N	0,5	80
VENUS	30	4	CH ₂	Q	3,5	90
ZEUS	56	4	CH ₂	FADC	2	90
H1	50	3	CH ₂	FADC	4	90
D0	32	3	CH ₂	FADC	2	90

Помимо режекции частиц с помощью TRD можно определять траектории частиц и не только одиночных. Для этих целей используются сборки из специально разработанных пропорциональных счетчиков. В таких сборках радиатором РПИ служат сами стенки счетчиков.

Счетчик представляет собой трубку с внутренним диаметром 4 мм (называют straw tubes – соломенные трубки). Стенки трубки изготовлены из основы киноплем-

ки с нанесенными на нее с одной стороны $10\div 30$ мкм Al + 4 мкм углеродным токопроводящими покрытиями. С другой стороны киноплёнки нанесен слой ≈ 3 мкм термопластического полиэтилена. Полная толщина стенки 60 мкм. По оси трубки натягивается анодный электрод – позолоченная Cu-Be проволока. Наполнение (вариант) – $70\% \text{Xe} + 20\% \text{CF}_4 + 10\% \text{CO}_2$. Длины счетчиков определяются апертурой, которую должен охватить TRD и могут достигать нескольких метров.

Более детально расчеты РПИ и РПИ-детекторов приведены в работах [14÷17].

7. Идентификация частиц по синхротронному излучению

Синхротронное излучение (СИ) испускается заряженной частицей при движении ее по кругу. Впервые наблюдалось на циклических электронных ускорителях. Энергия, излучаемая частицей массой m и энергией E при движении ее в магнитном поле по кругу с радиусом R равна

$$\Delta E = 9,6 \cdot 10^{-16} \frac{1}{R^2} \left(\frac{E}{mc^2} \right)^4 = 9,6 \cdot 10^{-16} \frac{\gamma^4}{R^2} \text{ МэВ/м.} \quad (7.1)$$

Напомним, что при движении частицы с импульсом P_c в поперечном магнитном поле напряженностью H справедливо соотношение:

$$P_c = 300 \cdot HR, \quad (7.2)$$

где импульс измеряется в мегаэлектронвольтах, H в теслах ($1 \text{ Тл} = 10 \text{ кГс}$), R в метрах. Используя (7.2), для (7.1) получим

$$\Delta E = 8,64 \cdot 10^{-11} \frac{\gamma^4 H^2}{(P_c)^2}. \quad (7.3)$$

Отсюда видно, что излучаемая энергия сильно зависит от γ -фактора частицы (в ультрарелятивистском случае как γ^2). Как и в переходном излучении, это излучение впервые наблюдалось на легчайшей частице - электроне: большие γ -факторы при сравнительно малых энергиях.

Пусть имеем электрон с $E=pc=10$ ГэВ и $\gamma \approx 2 \cdot 10^4$. Из (7.3) имеем $\Delta E = 0,14 H^2 L$ МэВ (L - длина магнита). При $H=1$ Тл и $L=1$ м $\Delta E \approx 140$ КэВ. Много это или мало? Сколько при этом испускается фотонов? Какова вероятность испускания фотона с данной частотой? Полная величина мощности СИ в одну секунду равна

$$W = \frac{2}{3} \cdot \frac{e^2 c \beta^4}{R^2} \cdot \gamma^4.$$

Число фотонов, испущенных электроном на единице пути, можно оценить, как $N \approx W / \hbar c \omega$. Обратная величина дает величину пролета электрона с испусканием одного фотона. Энергия синхротронного фотона равна $\hbar \omega = \hbar n \omega_0$, где $\omega_0 = c/R$, n - номер гармоники.

Энергетический спектр СИ-излучения имеет резкий максимум вблизи критической энергии ε_c равной

$$\varepsilon_c = \hbar n_c \omega_0 = \hbar n_c c/R = \hbar c \frac{300 H}{R c} \gamma^3,$$

где $n_c = \gamma^3$ - номер гармоники, соответствующей ε_c . Для рассматриваемого нами примера $\varepsilon_c = 48$ КэВ.

Обозначим через $\Lambda(n)$ длину пролета с испусканием одного фотона. Тогда

$$\Lambda(n) = N^{-1} = \frac{3}{2} \cdot \frac{H_0}{H} \cdot \frac{\hbar^2}{m e^2} \cdot \frac{n}{\gamma^3},$$

где $H_0 = m^2 c^3 / e \hbar = 4 \cdot 10^{13}$ Гс, $\hbar / m e^2$ - боровский радиус орбиты $0,5 \cdot 10^{-8}$ см. Для магнитных полей порядка 1 Тл

$$\Lambda(n) = 30 \cdot (n/n_c) \text{ см.} \quad (7.4)$$

Вернемся к нашей задаче. Из соотношения (7.4) следует, что на базе $L=1$ м жестких фотонов с $\varepsilon_c=48$ КэВ ожидается порядка трех фотонов. Число фотонов с меньшей энергией будет еще больше. Таким образом, регистрируя рентгеновские фотоны синхротронного излучения, можно идентифицировать частицы. Регистрировать фотоны и идентифицировать частицы можно теми же детекторами и теми же методиками, что и РПИ. Однако следует признать малую перспективность СИ-метода для идентификации частиц. Это связано с необходимостью использовать мощные и габаритные магниты. Магнит, как правило, обладает малой апертурой. Использовать эту методику на встречных пучках практически невозможно. Так что, несмотря на принципиальную возможность идентификации частиц сверхвысоких энергий с помощью синхротронного излучения, практически он широкого распространения не получил.

8. Кинематические методы идентификации частиц

Кинематические методы идентификации используются, как правило, для идентификации нестабильных частиц, заряженных и нейтральных. Частицы с временами жизни менее 10^{-15} с идентифицируются только кинематическими методами. В основе методов лежит анализ кинематики продуктов распада частицы и (или) продуктов реакции, в которой частица образовалась. Используемый в каждом конкретном случае метод зависит от свойств идентифицируемой частицы. Принципиальное значение имеет выбор реакции, в которой ожидается рождение данных частиц, особенно при поиске новых, ранее неизвестных. Главные критерии здесь – минимальный фон и высокий уровень до-

стоверности идентификации при минимуме привлекаемой для этого экспериментальной информации.

Для идентификации нестабильных частиц с $m \neq 0$ универсальным является метод "эффективной массы" $m_{\text{эф}}$. Пусть в результате некоторой реакции рождаются n частиц, измерены импульсы и идентифицированы каким-либо способом их массы m_i . Квадрат 4-мерного импульса для этих n частиц

$$S = \left(\sum_i E_i \right)^2 - \left(\sum_i \vec{P}_i \right)^2 \quad (8.1)$$

является релятивистским инвариантом и равен квадрату эффективной массы системы n частиц $m_{\text{эф}}^2$. Если частицы появились в результате распада некоторой частицы 0, то ее масса m_0 также определяется из соотношения (8.1). В отсутствии фона распределение по $m_{\text{эф}}$ имеет форму распределения Брейта-Вигнера

$$\frac{dN}{dm_{\text{эф}}} = \frac{1}{(m_{\text{эф}} - m_0)^2 + \Gamma^2/4},$$

где Γ - ширина распределения на полувысоте, $\Gamma\tau = \hbar$, τ - время жизни частицы. Положение максимума определяет величину m_0 . Экспериментальное распределение имеет более сложный вид - в нем присутствует фон, обусловленный прямым рождением тех же n частиц, не связанных с распадом m_0 . Наличие фона может приводить к смещению m_0 . Обработка экспериментальных данных показала, что распределение фоновых событий, как правило, хорошо описывается статистической гипотезой рождения вторичных частиц, а именно: вероятность реализации состояния системы с заданными характеристиками (в нашем случае с заданной $m_{\text{эф}}$) пропорциональна объему области фазового пространства, в которой реализуется данная характеристика. Элемент релятивистски инвариантного фазового объема вторичных частиц равен

$$dF \approx \left(\prod_j \frac{d^3 p_j}{2E_j} \right) \delta^{(4)} \left(\sum_i p_i - \sum_j p_j \right), \quad (8.2)$$

где индексы i и j относятся к частицам в начальном и конечном состояниях соответственно, p - 4-импульсы частиц, E - их энергии. Если в конечном состоянии наблюдается n частиц и k из них могут быть продуктами распада X -частицы, то элемент фазового объема можем записать в виде произведения фазовых объемов из k и $n-k$ частиц:

$$dF_n \approx \left[\prod_{i=r}^n \left(\frac{d^3 p_i}{E_i} \right) \right] \int d^4 g \delta^{(4)} \left(p - g - \sum_{i=r}^n p_i \right) \times \\ \times \left[\prod_{f=1}^k \left(\frac{d^3 p_f}{E_f} \right) \right] \cdot \delta^{(4)} \left(g - \sum_{f=1}^k p_f \right), \quad (8.3)$$

где $r=k+1$, $g^2 = \left(\sum_{f=1}^k p_f \right)^2 = S_k = M_k^2$ равно квадрату эффективной массы системы из k частиц, ее энергия равна $g_0 = \sqrt{g^2 + \vec{P}^2}$, $\vec{P}$ - суммарный 3-импульс k частиц, $d^4 g = dg_0 \cdot d^3 g = dg_0 \cdot d^3 g / 2g_0$. Используя эти соотношения, из (8.3) можно получить распределение фоновых событий по S_k :

$$\frac{dF_n}{dS_k} \approx \frac{1}{2} \int dF_{n-r} \int dF_k = \\ = \frac{1}{2} F_{n-r}(\sqrt{S}; \sqrt{S_k}, m_r, \dots, m_n) F_k(\sqrt{S_k}; m_1, \dots, m_k). \quad (8.4)$$

Заменив S_k на M_k , получим распределение фоновых частиц по M_k в общем виде

$$\frac{dF_n}{dM_k} \approx M_k F_{n-r}(M_n; M_k, m_r, \dots, m_n) F_k(M_k; m_1, \dots, m_k). \quad (8.5)$$

Расчеты трудоемкие и проводятся, как правило, численными методами [18, 19]. В результате расчетов получа-

ют зависимость $W(m_{\text{эф}}) = dF(m_{\text{эф}}) / dm_{\text{эф}}$ – распределение фоновых событий. Для получения несмещенной оценки m_0 необходимо вычесть вклад фоновых событий в области резонанса. Для этого расчетное распределение $W(m_{\text{эф}})$ нормируется на фоновое экспериментальное число событий вне резонанса (например, методом наименьших квадратов), после чего вычисляется вклад фона в области резонанса.

Описанный метод $m_{\text{эф}}$ хотя и является универсальным, технически сложен в реализации, так как требует измерения импульсов $\vec{p}_i$ и идентификации всех продуктов реакции. В некоторых случаях задача идентификации может быть выполнена с меньшим объемом измерений. Рассмотрим распределение продуктов распада частицы по их поперечному (относительно импульса родительской частицы) импульсу $P_{\perp}$ [19]. Как известно, основная масса вторичных частиц рождается под малыми углами к первичным, а большие $P_{\perp}$ характерны для глубоконеупругих взаимодействий и распадов частиц и резонансов. Поэтому с ростом $P_{\perp}$ фон сильно (экспоненциально) падает, что существенно облегчает обнаружение нестабильной частицы, а в некоторых случаях и ее идентификацию по измерению распределения по $P_{\perp}$ только для одного из продуктов ее распада. Например, пусть 0-частица распадается на две частицы: $0 \rightarrow 1+2$. В системе координат покоя 0-частицы (СКП) имеем

$$E_1^* + E_2^* = m_0; \quad \vec{P}_1^* = -\vec{P}_2^*. \quad (8.6)$$

Последнее можно переписать

$$E_1^{*2} - m_1^2 = E_2^{*2} - m_2^2, \text{ или} \\ E_1^{*2} - E_2^{*2} = m_1^2 - m_2^2. \quad (8.7)$$

Разделив (8.7) на (8.6), получаем

$$E_1^* - E_2^* = \frac{m_1^2 - m_2^2}{m_0}. \quad (8.8)$$

Из (8.6) и (8.8)

$$E_1^* = \frac{m_1^2 - m_2^2 + m_0^2}{2m_0} = \frac{S + m_1^2 - m_2^2}{2\sqrt{S}},$$

$$P_1^* = P_2^* = P^* = \frac{\sqrt{(m_0^2 - m_1^2 + m_2^2)^2 - 4m_0^2 m_1^2}}{2m_0}.$$

Если $m_1 - m_2 \ll m_0$, то

$$P^* = \frac{m_0^2}{2m_0} \sqrt{1 - \frac{4m_1^2}{m_0^2}} \cong \frac{m_0}{2} \left(1 - 2 \frac{m_1^2}{m_0^2}\right).$$

При $m_0 \gg (m_1, m_2)$ $P^* \rightarrow m_0/2$. Для $P_\perp$ вторичной частицы имеем $P_\perp = P^* \sin \Theta^*$, где Θ^* -угол вылета вторичной частицы в СКП. Отсюда $\cos \Theta^* = [1 - (P_\perp / P^*)^2]^{1/2}$. Если родительская частица неполяризована или ее спин равен нулю, угловое распределение продуктов ее распада в СКП изотропно:

$$dN(\Theta) \approx d\cos \Theta^* \approx \frac{P_\perp dP_\perp}{\sqrt{1 - (P_\perp / P^*)^2}} \approx dN(P_\perp). \quad (8.9)$$

Как видно из (8.9), распределение имеет особенность при $P_\perp \approx m_0/2$. Однако из-за конечного числа событий кривая не уходит в ∞ при $P_\perp \approx m_0/2$. Итак, положение максимума распределения $dN(P_\perp)/dP_\perp$ позволяет оценить m_0 . Эта методика была успешно использована в ЦЕРНе при определении массы $W^\pm$ -бозонов из распадов $W^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e (\bar{\nu}_e)$, $W^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu)$. Можно показать [19], что и при распаде на три частицы $0 \rightarrow 1+2+3$ распределение $dN(P_\perp)/dP_\perp$ имеет максимум при $P_\perp \approx m_0/4$.

Пример по определению массы нейтрального пиона π^0 из реакция $\pi^- + d \rightarrow 2n + \gamma$ (известный опыт Пановски) показывает, как можно использовать особенности рождения и распада частицы для измерения m_0 . В эксперименте измерялись энергии одиночных γ -квантов. В энергетическом спектре γ -квантов наблюдались линия с $E_\gamma \approx 130$ МэВ, что указывает на рождение в реакции одиночного γ -кванта и равномерное распределение типа "столика" с $E_{\min}$ и $E_{\max}$, которое Пановски интерпретировал как распад неизвестной частицы X на два γ -кванта. Действительно, если это так, то при скорости X -частицы $\beta = \text{const}$ γ -кванты будут иметь максимальную и минимальную энергии

$$\frac{E_{\max}}{E_{\min}} = \frac{E_\gamma^* \pm \beta P_\gamma^* c}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{E_\gamma^* (1 \pm \beta)}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{m_x}{2} \frac{(1 \pm \beta)}{\sqrt{1 - \beta^2}},$$

где m_x - масса X -частицы. Перемножая граничные энергии "столика", определяем массу частицы:

$$E_{\min} \cdot E_{\max} = m_x^2 / 4.$$

В отличие от заряженных частиц идентификация нейтральных частиц кинематическими методами проводится в общем случае следующими методами.

1. Если частица нестабильна и если продукты ее распада регистрируются и идентифицируются в эксперименте, идентификация частицы производится по эффективной массе продуктов ее распада.

2. Если частица покинула установку без взаимодействия, то факт ее присутствия, и в некоторых случаях однозначная идентификация, может быть получен из анализа:

а) баланса энергии-импульса в реакции, а именно, по наличию недостающих энергии ΔE и (или) импульса $\Delta \vec{P}$: $\Delta E = \sum E_i - \sum E_k \neq 0$, $\Delta \vec{P} = \sum \vec{P}_i - \sum \vec{P}_k \neq 0$, где сумма по i -

для начальных частиц, по k - для наблюдаемых продуктов реакции;

б) по не равному нулю суммарному $P_{\perp}$ продуктов реакции;

в) при ΔE и $\Delta \vec{P} \neq 0$ расчет недостающей массы $m_k = m_i - m_r$, где m_i - эффективная масса начальных частиц, m_k - эффективная масса наблюдаемых продуктов, позволяет при $m_k \neq 0$ идентифицировать частицу X по величине m_k .

При нескомпенсированном $P_{\perp}$ или $m_k = 0$ X -частица может быть γ -квантом или нейтрино. Для однозначной идентификации необходимо привлечение дополнительной информации. При высоких энергиях для этого достаточно иметь в экспериментальной установке в направлении полета X -частицы спектрометр полного поглощения.

Детальное описание кинематических методов идентификации частиц и примеров их использования можно найти в [18, 19].

9. Идентификация частиц по времени жизни частицы

Идентификация производится по времени жизни частицы τ в системе координат ее покоя (СКП). Так как величина τ характеризует среднее время жизни большого числа частиц данного типа, а не одной, отдельно взятой, то и применяться этот метод может только при наличии достаточной для идентификации статистики событий распада частиц, например для определения состава пучка. Экспериментально для определения τ в СКП частицы должны быть, во-первых, остановлены в блоке вещества, который назовем мишенью, и, во-вторых, измерено распределение числа распадов $n(t)$ в зависимости от времени жизни t каждой частицы, т.е. от величины ин-

тервала времени от момента регистрации ее остановки в мишени до момента регистрации продуктов ее распада. Измерение интервалов времени производится с помощью время-код конвертора (ТК). Отсчет времени начинается с приходом на вход ТК "СТАРТ" сигнала с детекторов и электронных блоков, выделяющих остановку частицы в мишени, и прекращается с приходом на его вход "СТОП" сигнала с детекторов, регистрирующих продукт (или продукты) ее распада. Величина τ вычисляется из экспериментального распределения $n(t)$ методом наименьших квадратов с фидирующей функцией

$$n(t) = |dN(t)/dt| = n_0 \cdot \exp(-t/\tau) + F(t), \quad (9.1)$$

где dt - ширина канала экспериментального распределения, n_0 - число отсчетов при $t=0$ (в "нулевом" канале), $F(t)$ - фон/канал. Остановимся на некоторых тонкостях таких измерений, от которых зависит погрешность и несмещенность τ . Погрешность $\Delta\tau$ зависит от набранной статистики, которую можно уменьшать, увеличивая статистику. Смещение τ от истинной и его величина связаны со следующими причинами. Во-первых, это нелинейности - дифференциальная и интегральная - временной шкалы ТК-конвертора. Они могут быть уменьшены аппаратными способами и (или) учтены с помощью калибровок временной шкалы. Во-вторых, существует проблема определения вида функции фона $F(t)$ и его величины. Как правило, сигналы от фоновых (случайных) событий во времени не связаны ни между собой, ни с остановкой частицы, т.е. распределение величин интервалов времени t для них равновероятно. Поэтому можно было бы ожидать, что $F(t)=\text{const}$ и не зависит от t . Однако при использовании ТК-конверторов это не так. Пусть T_0 - максимальный интервал времени ожидания сигнала СТОП. Если за это время пришло два стопа, ТК-конвертор второй стоп не регистрирует. Если оба стопа были фоновыми, а

такие события будут, так как телесный угол регистрации продуктов распада, как правило, меньше 4π , большие интервалы будут частично подавлены. Можно показать, что в этом случае распределение $F(t)$ будет иметь экспоненциальный вид

$$F(t) = n_{\phi 0} \cdot \exp(-tn_{\phi}) = n_{\phi 0} \cdot \exp(-t/\tau_{\phi}),$$

где n_{ϕ} - число фоновых событий за секунду, $n_{\phi 0} = n_{\phi} \cdot dt$. Такого вида фон сложно однозначно учесть при обработке, тем более, что нет уверенности в том, что число n_{ϕ} было постоянно в процессе набора статистики. В результате полученное значение τ будет смещено относительно истинного. Ситуация может быть существенно улучшена, если при наборе браковать события с двумя стопами. В этом случае фон становится равномерным, т.е. $F = \text{const}$ и не зависит от t , но, как плата за это, полная набранная статистика уменьшится в $\exp(-T_0/\tau_{\phi})$ раз за счет браковки и полезных событий, сопровождавшихся двумя стопами, один из которых (какой именно неизвестно) фоновый. Однако $F = \text{const}$ будет реализоваться только в случае, если средний временной интервал между остановками частиц в мишени $T_{\text{ост}} \gg (T_0, \tau)$. В противном случае на основной спектр будет накладываться спектр от распада других частиц, остановившихся в мишени как до, так и позже (но не позже T_0) частицы, инициировавшей старт конвертора. Отсюда видно, что охрану от двойных событий следует вводить и в канале стартовых сигналов.

При высокой фоновой загрузке для уменьшения браковки событий по двойным стопам приходится уменьшать величину T_0 до такой степени, что даже в последних каналах присутствуют не только фон, но и статистически значимый эффект. В этом случае присутствие фона F неизвестной величины, даже если он не зависит от времени, приводит к неверному определению τ . Для независи-

мого определения величины F в канал сигнала стопа вводят задержку t_3 - коаксиальный кабель соответствующей длины. Временной спектр распада сдвигается вправо на число каналов n_3 , соответствующее t_3 . События, попавшие в каналы с 1 по n_3 - фоновые, по ним и определяется величина F .

В заключение отметим, что в рекордных по точности определения величин τ экспериментах, результаты которых приводятся в "Таблицах элементарных частиц", таких, в частности, как мюоны и заряженные π - и K -мезоны, проблемы учета фона, а не статистики, не позволили достигнуть большей точности.

10. Сепараторы частиц по массам

ВЧ-сепараторы частиц по массам

Идея ВЧ-сепарации состоит в следующем. Имеем смешанный по m_i хорошо сформированный пучок с $P_{\parallel} = \text{const.}$ Установим на его пути ВЧ-резонатор длиной L с бегущей электромагнитной волной (э/м) с вектором напряженности $\vec{E}$ перпендикулярным импульсу частицы $\vec{P}$. Электрическим полем $\vec{E}$ частицы будут смещаться в поперечном импульсу направлении. Если скорость частицы v_m равна фазовой скорости v_{ϕ} волны, то частица будет непрерывно смещаться в перпендикулярном импульсу направлении в течение всего времени пролета через резонатор, называемый в данном случае дефлектором (RF). Если $v_m \neq v_{\phi}$, то на пути L набегает сдвиг по фазе

$$\Delta\Phi = \frac{2\pi \cdot L}{\lambda} \cdot \left(\frac{v_{\phi}}{v_m} - 1 \right).$$

Можно подобрать $\Delta\Phi$ таким, чтобы на выходе дефлектора поперечное смещение, например, для выделяемой частицы m_0 было максимальным, а для фоновой m_1 равно нулю. Установим на выходе RF поглотитель таких продольных и поперечных размеров, чтобы неотклоненные дефлектором фоновые частицы поглощались в нем, а отклоненные пролетали мимо. Расходящийся пучок выделяемых частиц сфокусируем магнитной линзой на второй дефлектор. Этот дефлектор настраивается таким образом, чтобы выделяемые частицы выходили из него с $P_{\perp} = 0$ и проходили в коллиматор, а фоновые, не отсеченные ранее, наоборот, получали $P_{\perp} \neq 0$ и не попадали в него.

Так как моменты входа частиц в резонатор не связаны с фазой колебаний э/м волны, отклонение частиц на выходе непрерывное – от нулевого до максимального. По-

этому часть полезных частиц попадает в поглотитель и поглощается в нем. Число полезных частиц на выходе сепаратора, отнесенное к их числу на его входе, называют коэффициентом прозрачности сепаратора.

На рис.10.1 представлен модуль для сепарации частиц. Обычно пучок содержит более двух типов частиц с разными массами, поэтому реальная система состоит из набора такого типа модулей. Кроме того, вокруг пучка имеется гало с угловым и импульсным разбросом существенно большим, чем у сепарируемого пучка. Присутствие гало требует установки дополнительных модулей.

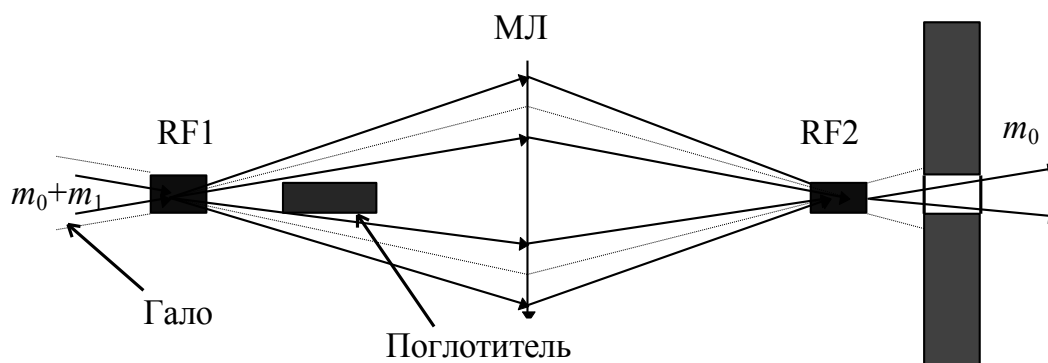


Рис.10.1

Для эффективного отклонения частиц необходимо посылать в резонатор э/м волну с максимально большой $\vec{\mathcal{E}}$. Практически подводимая к дефлектору мощность составляет десятки мегаватт, что можно реализовать только при работе ВЧ-генераторов в импульсном режиме. По этой причине ВЧ-сепаратор по массам используется только с банчируемым пучком.

Ниже приведены основные характеристики ВЧ-сепаратора, установленного на синхротроне У70 ИФВЭ перед жидководородной пузырьковой камерой "Людмила" ЛВЭ ОИЯИ [20].

Импульс частиц, ГэВ/с.....	12,2
Импульсное разрешение, % $\Delta P/P$	$\pm 0,26$

Рабочая частота при 32°C, МГц	2790
Коэффициент затухания волны, м ⁻¹	0,084
Мощность в дефлекторе в режиме рекуперации, МВт.....	30
Максимальный $P_{\perp}$, МэВ/с	30,7
Длительность вч-импульса, мкс (равно времени вывода всех 30 банчей)	5
Апертура дефлектора, мм	46
Длина дефлектора, м	4
Междефлекторные расстояния, м	30,28
Коэффициент прозрачности сепаратора	≈0,4
Полная длина канала, м	194

Результаты сепарации пучков дейтонов и антидейтонов приведены в табл.10.1. При анализе событий в пузырьковой камере мюоны легко идентифицируются: они проходят камеру насквозь. Таким образом, фоном в пучке являются адроны: для дейтонов $d/h \approx 3/0,06 = 50$, для антидейтонов $\bar{d}/h = 0,7/0,2 = 3,5$.

Таблица 10.1

Тип частицы	d	$\bar{d}$
Энергия протонного пучка, ГэВ	63	63
Поток протонов на 80мм Cu-мишень за цикл	$6 \cdot 10^{10}$	$1 \cdot 10^{12}$
Импульсный интервал, $\Delta P/P$ %	$\pm 0,25$	± 1
Число частиц за цикл	$3,2 \pm 0,2$	$0,7 \pm 0,1$
Адронный фон, част./цикл	0,08	0,2
Мюонный фон, част./цикл	0,8	3

ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЙ СЕПАРАТОР.

Если пропустить смешанный пучок монохроматических по импульсу P_c частиц через электрическое поле с

напряженностью $\vec{\mathcal{E}} \perp \vec{P}_c$, на выходе его частицы разных масс будут отклонены электрическим полем на разные расстояния. На рис.10.2 приведена схема электростатического сепаратора. Электрическое поле $\vec{\mathcal{E}}$ создается с помощью двух электродов, помещенных в вакуумизированном объеме. Монохроматизация частиц по импульсу осуществляется с помощью поворотного магнита MB , K - защита с коллиматором.

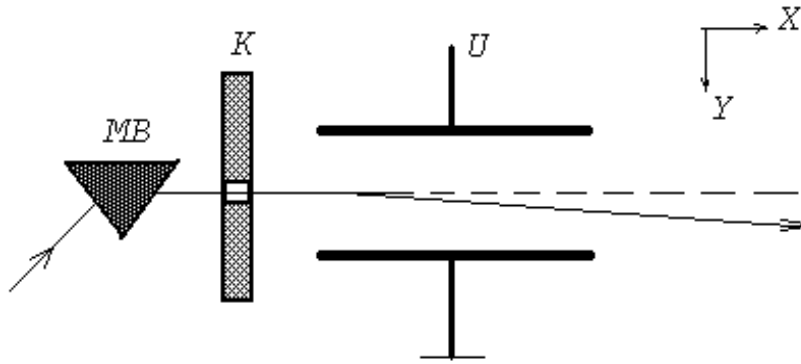


Рис.10.2

Направим ось X по импульсу частиц, а Y по $\vec{\mathcal{E}}$. Пусть v_0 - скорость частицы по X , L - длина электродов. Тогда время пролета через сепаратор равно $t = v_0 / L$, а величина отклонения Y

$$Y = \frac{a \cdot t^2}{2} = \frac{1}{2} \cdot \frac{e\mathcal{E}}{m} \cdot \frac{L^2}{v_0^2} \cdot \frac{m}{m} = \frac{e\mathcal{E}}{2} \cdot \frac{L^2}{P^2 c^2} \cdot mc^2 \approx m.$$

Максимальная напряженность $\mathcal{E}_{\max}$ сильно зависит от чистоты обработки поверхностей электродов, $\mathcal{E}_{\max} \sim 100$ кВ/см, $L \sim 2 \div 3$ м. Данный метод сепарации может быть эффективно использован только в нерелятивистской области энергий, так как с ростом энергии $mc^2 = E_{\text{полн}} \rightarrow Pc$ $v \rightarrow c$ время пролета $t \rightarrow \text{const}$. Рассмотрим пучок, состоящий из π - и K -мезонов. Пусть $L = 200$ см, $\mathcal{E} = \mathcal{E}_{\max}$. Для $Pc = 200$

МЭВ: $Y_{\pi}=12,2$ см, $Y_k=27$ см, $\Delta Y=15$ см, для $PC=500$ МЭВ:
 $Y_{\pi}=4,15$ см, $Y_k=5,66$ см, $\Delta Y=1,5$ см.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гуров Ю.Б., Лукин А.С. и др. Сб. статей /Под ред. Ф.М.Сергеева. М.: Энергоатомиздат. 1983. 25 с.
2. Заневский Ю.В. Проволочные детекторы элементарных частиц. М.: Атомиздат, 1978. 68 с.
3. Бунятов С.А., Залиханов Б.Ж. и др. Препринт ОИЯИ. 13-10203, Дубна. 1976.
4. Донсков С.В., Качанов В.А. и др. Газовые пороговые черенковские счетчики ППС для разделения частиц в пучках синхротрона ИФВЭ. Препринт ИФВЭ СЭФ. 68-16-К, Серпухов. 1968.
5. Клайнкнехт К. Детекторы корпускулярного излучения. М.: Мир, 1990.
6. Hitlin D. et al. //Nucl. Instr. Meth., 1976, **137**, 225.
7. Baroncelli A. //Nucl. Instr. Meth., 1974, **118**, 445.
8. Crannall C.J. //Phys. Rev. 1967, **161**, Nr 2, 310.
9. Fisher H.G. //Nucl. Instr. Meth., 1978, **156**, 81.
10. Fabjan C.W. et al. //Nucl. Instr. Meth., 1977, **141**, 61.
11. Radeka V. //IEEE Trans. on Nucl. Science, 1977. **NS-24**, Nr 1, 293.
12. Fabjan C.W. CERN-EP/82-37, 1982, 23.
13. Binon F. et al. //Nucl. Instr. Meth., 1986, **A248**, 86-102.
14. Долгошеин Б.А. Идентификация частиц высоких энергий с помощью переходного излучения. Тексты лекций. М.: МИФИ, 1981.
15. Michael L. Cherry, Gernot Hartman et.al. //Phys. Rev. 1974, D12, 3594.
16. Dolgoshein B. Transition radiation detectors and particle identification //Nucl. Instr. Meth., 1986, **A252**, 137-144.
17. Dolgoshein B. Transition radiation detectors //Nucl. Instr. Meth., 1993, **A326**, 434-469.
18. Копылов Г.И. Основы кинематики резонансов. М.: Наука, 1970.
19. Гольданский В.И., Никитин Ю.П., Розенталь И.Л. Кинематические методы в физике высоких энергий. М.: Наука, 1987.
20. Васильев В.В., Галяев Н.А. и др. Препринт ИФВЭ. 80-66-ОП, Серпухов. 1980.

Юрий Павлович Добрецов

Методы идентификации частиц
в экспериментальной физике
высоких энергий

Редактор и техн. редактор М.В.Макарова

ЛР N⁰ 020676 от 09.12.97

Подписано в печать 20.06.2000. Формат 60×84 1/16

Печ. л. 4,25. Уч. изд.л. 4,25 Тираж 100 экз.

Изд. N⁰ 056-1 Заказ N⁰ 65

Московский государственный инженерно-физический
институт (технический университет)

Типография МИФИ.

115409, Москва, Каширское ш., 31