

АППАРАТУРА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ ПРОТОНОВ ОТДАЧИ В РЕАКЦИЯХ ФОТОРОЖДЕНИЯ МЕЗОНОВ

П. С. АНАНЬИН, И. В. ГЛАВНАКОВ, В. И. КРЫШКИН, В. Н. СТИБУНОВ,
А. Г. СТЕРЛИГОВ, Ю. П. УСОВ

(Представлена научно-техническим семинаром лаборатории
высоких энергий НИИ ЯФ)

В экспериментах по исследованию фоторождения мезонов используется аппаратура, состоящая из протонного телескопа и черенковского спектрометра. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1.

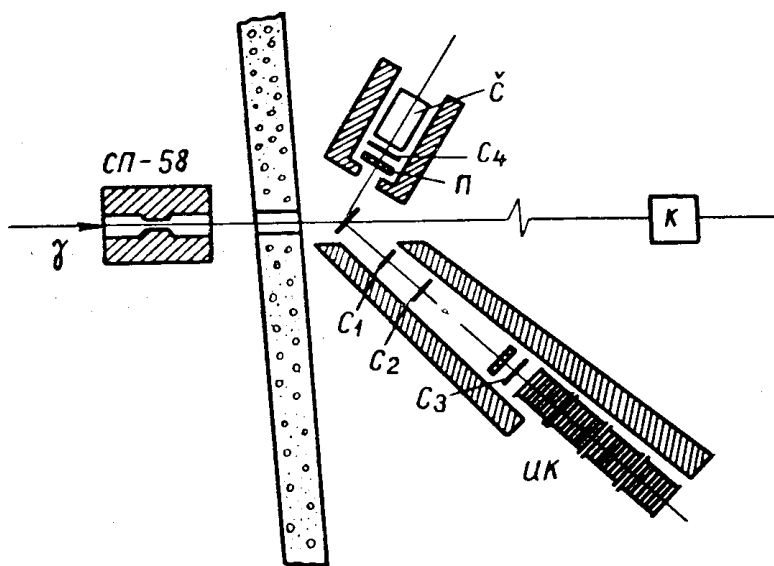


Рис. 1. Расположение аппаратуры в зале. СП-58 — очищающий магнит.

1. Протонный телескоп

Протонный телескоп состоит из трех сцинтилляционных счетчиков (C_1 , C_2 , C_3) и четырех искровых камер. Телесный угол определяется счетчиком C_3 и равен 4,05 миллистерад в лабораторной системе. Размеры, положение и характеристики счетчиков протонного телескопа приведены в табл. 1.

В счетчиках C_1 и C_2 световоды из плексигласа имеют вид, приведенный на рис. 2. Световод счетчика C_3 изображен на рис. 3 (конструкция световода для круглого сцинтилляционного счетчика C_4 фотонного телескопа аналогична конструкции, приведенной на рис. 2, но верхняя

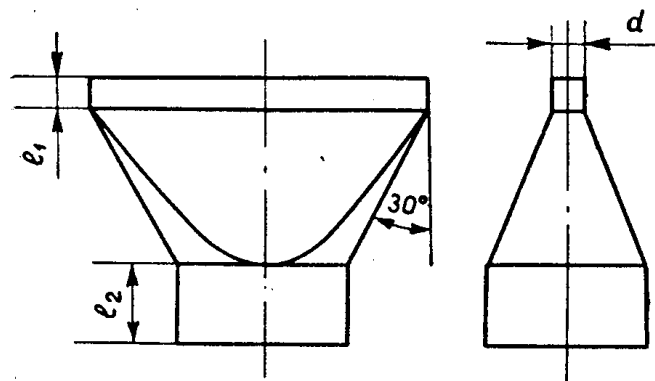


Рис. 2. Конструкция световодов счетчиков C_1 и C_2 :
 $l_1 = d$, $l_2 = 5$ см.

поверхность для сопряжения со сцинтиллятором сделана цилиндрической). Сцинтилляторы склеивались со световодами оптическим клеем ОК-72, обеспечивающим оптический контакт и механическую прочность. Сцинтилляторы и световоды обернуты ватманом; на дальнюю от световода грань детектора наложен отражатель из алюминизированного майлара. Светозащита счетчиков осуществляется с помощью непрозрачной полиэтиленовой пленки.

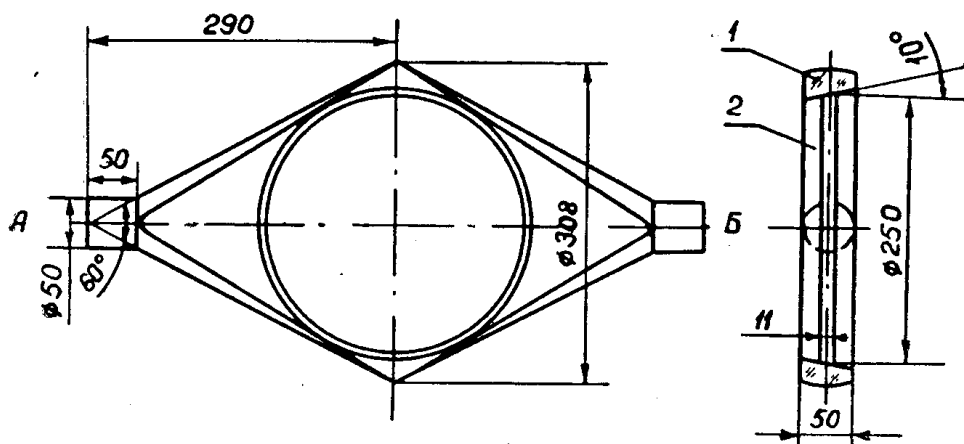


Рис. 3. Конструкция световода и сцинтиллятора счетчика: 1 — световод, 2 — сцинтиллятор.

Равномерность светосбора исследовалась с помощью коллимированного источника Cs^{137} . Счетчики C_4 и C_3 (для каждого из двух ф. э. у. отдельно) имели равномерность светосбора 30—40%. На рис. 4 приведены результаты измерения равномерности светосбора счетчика C_3 в двух взаимно перпендикулярных направлениях при суммировании сигналов с ф. э. у. А и Б. Для контроля за работой ф. э. у. к световодам приклеены GaP импульсные источники света.

Ф. э. у. отбирались с максимальной чувствительностью, для каждого из них подбирался режим питания с помощью светодиода, запитываемого генератором Г5-11. Все сопротивления делителей шунтировались емкостями $1 \div 2 \cdot 10^3$ пФ. В счетчике C_1 последние 9 динодов ф. э. у. шунтировались емкостями ~ 20 мкФ. Дополнительно для устранения перераспределения напряжения из-за высоких нагрузок ($1 \div 2 \cdot 10^5$ имп/цикл) последние диноды питались от отдельного сильноточного выпрямителя типа УИП-1.

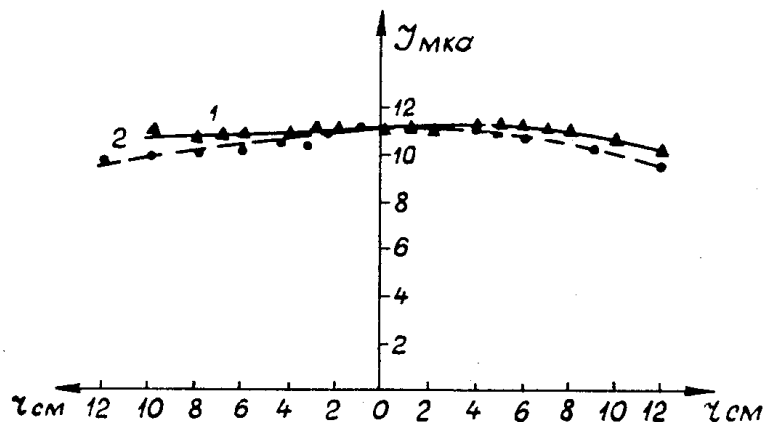


Рис. 4. Зависимость коэффициента собирания света от места прохождения частицы. J — ток ф.э.у., r — расстояние от центра сцинтиллятора. 1, 2 — измерения вдоль оси проходящей через ф.э.у. А и Б и в перпендикулярном направлении соответственно.

Таблица 1

Счетчик	Расстояние от мишени, см	Размеры, см	Число и тип ф.э.у.	Примечание
	Протонный телескоп			
C_1	47	13×8×0,7	1 ФЭУ-30	Дополнительное питание ф.э.у. dE/dx — счетчик
C_2	78	15×10×0,8	1 ФЭУ-30	
C_3	356	∅ 26×1,1	2 ФЭУ-30	
	Фотонный телескоп			
C_4	53	∅ 25×1	1 ФЭУ-30	—
C	63	∅ 34×30	1 ФЭУ-43	—
Π	35	∅ 20×6	—	полиэтилен

Конструкция кожухов счетчиков обеспечивала удовлетворительную экранировку от электромагнитных наводок, генерируемых высоковольтной аппаратурой.

Калибровка счетчиков

Временное разрешение сцинтилляционных счетчиков измерялось на релятивистских электронах парного магнитного спектрометра с помощью время-амплитудного конвертора. В качестве «стартового» счетчика использовался счетчик C_2 , а «стоповый» — C_3 . Временное разрешение — полная ширина пика временного распределения на половине его высоты — представлено для разных комбинаций счетчиков в табл. 2.

Для измерения временного разрешения комбинации $C_3^A + C_3^B$ использовались два время-амплитудных конвертора, сигналы с которых суммировались и подавались на многоканальный анализатор. Улучшение временного разрешения для этой комбинации по сравнению с работой каждого ф. э. у. по отдельности связано с компенсацией временного разброса за счет геометрических размеров сцинтиллятора.

Таблица 2

Стоповый счетчик	C_1	C_3^A	C_3^B	$C_3^A + C_3^B$
Лт, Н.с	1,4	3,1	3,1	$1,8 \div 2$

Калибровка счетчика C_2 , измеряющего ионизационные потери частиц (dE/dx) и используемого для подавления электронного фона, проводилась на парном магнитном спектрометре. Электроны с импульсом 300 МэВ/с проходили через счетчик S_0 ($10 \times 10 \times 1$ см³) и счетчик C_2 , находящихся на расстоянии 1 м друг от друга. Блок-схема калибровки приведена на рис. 5. Спектрометрический сигнал с 9-го диода ф. э. у. счетчика C_2 раздваивался на линейном разветвителе (ЛР). Один из этих сигналов через линейные «ворота», открывавшиеся схемой совпадений СС 1 на 40 Н·с, подавался на интегратор (И) и затем анализировался многоканальным анализатором (АА). Во избежание перегрузок спектрометрического усилителя управление линейных ворот производилось от формирователя «мертвого» времени (МВ) ($t_{\text{раб}} = 10$ кГц). Схемы спектрометрического тракта более детально описаны в [1].

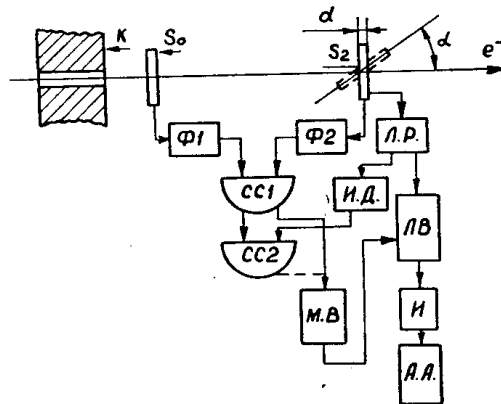


Рис. 5. Блок-схема калибровки dE/dx — счетчика. К — свинцовый коллиматор.

Изменением угла α между плоскостью детектора и пучком электронов от 90° до предельного угла, определяемого шириной сцинтиллятора и диаметром пучка электронов, изменяется путь l , проходимый электроном в сцинтилляторе, $l = d/\sin \alpha$. Измерялась зависимость амплитудного распределения от эффективной толщины сцинтиллятора, то есть от энергии E_e , теряемой электроном в сцинтилляторе

$$Ee = \left(\frac{dE}{dx} \right)_e l,$$

где dE/dx — удельные ионизационные потери электрона.

Используя известные данные по ионизационным потерям протонов в сцинтилляторе и учитывая нелинейность световых выходов сцинтиллятора в зависимости от сорта частиц и их удельной ионизации [2], можно перейти от энергии, теряемой электронами, к энергиям падающих протонов. На рис. 6 приведены зависимости энергетического разрешения и амплитуды импульса счетчика от поглощенной энергии.

Для градуировки интегрального дискриминатора управление линейных ворот производилось от схемы совпадения СС-2 ($2\tau = 25$ нс)

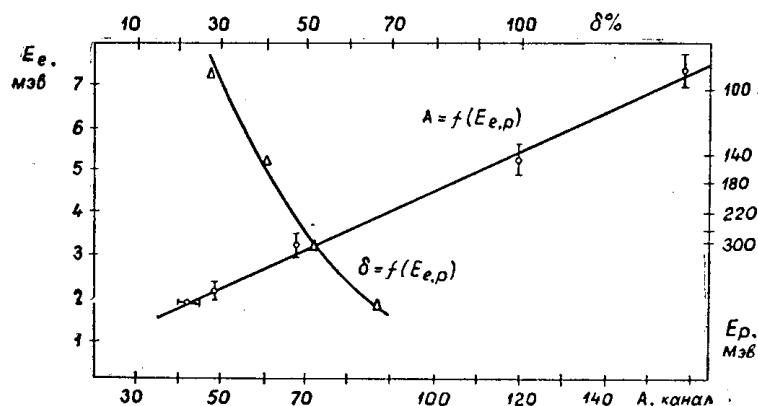


Рис. 6. Зависимость амплитуды импульса и энергетического разрешения dE/dx счетчика от энергии, теряемой частицами в сцинтилляторе.

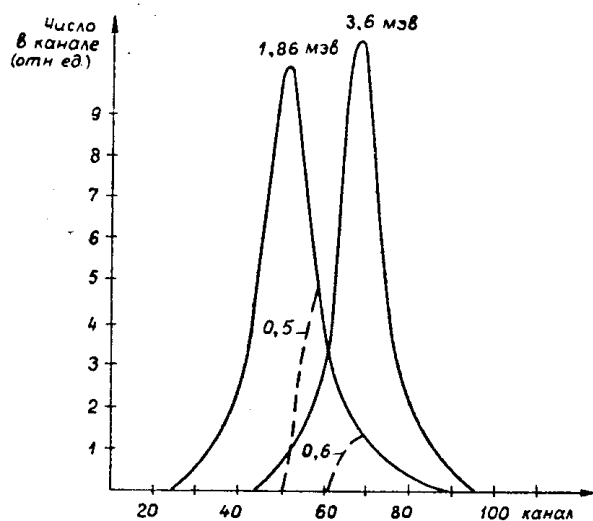


Рис. 7. Амплитудные распределения dE/dx счетчика для энергий, теряемых в сцинтилляторе 1,86 и 3,6 МэВ. Пунктир — амплитудные распределения для разных уровней дискриминации при потерях энергии — 1,86 МэВ.

(рис. 5). Уровень порога выбирался из условия эффективной регистрации ($\sim 100\%$) протонов с энергией до 300 МэВ. Получено подавление электронного фона при этом в 5 раз. На рис. 7 показаны амплитудные распределения импульсов счетчика при разных потерях энергии и амплитудные распределения счетчика в зависимости от уровня дискриминации. Из этих распределений находилась неопределенность уровня дискриминации, составлявшая $\pm 0,24$ МэВ.

2. Черенковский γ -спектрометр

Радиатор спектрометра состоит из двух блоков стекла ТФ-1: цилиндрического диаметром 340 мм и высотой 100 мм и конического с диаметрами оснований 340 и 300 мм и высотой 200 мм, склеенных клеем ОК-72. Боковая поверхность радиатора покрыта алюминиевым рефлектором. Использовался один спектрометрический фотоэлектронный умножитель типа ФЭУ-49. Сигнал для амплитудного анализа брался

с последнего динода ф. э. у., «временной» — с анода умножителя. Калибровка спектрометра проводилась на парном магнитном спектрометре. Аналитические зависимости энергетического разрешения и амплитуды импульса спектрометра от энергии электронов E и отклонения точки попадания электрона в радиатор от центра r имеют вид:

$$\delta = \frac{0.22}{\sqrt{E(\text{ГэВ})}}, \quad A \approx A_0 \cos(6^\circ r).$$

Временное разрешение спектрометра, измеренное с помощью в. а. к., равно 13 нс (полная ширина на половине высоты) и практически не зависит от энергии в диапазоне 100 ÷ 600 МэВ.

3. Искровые камеры и высоковольтное питание

Устройство и основные размеры камеры приведены на рис. 8. Рабочий объем камеры образован двумя электродами 1 и 2 и стеклянными стенками 3. Электрод 2 и латунная рамка 4 приклеены к стенкам 3 смолой ЭД-5. Электрод 1 съемный, он крепится к рамке 4 с помощью

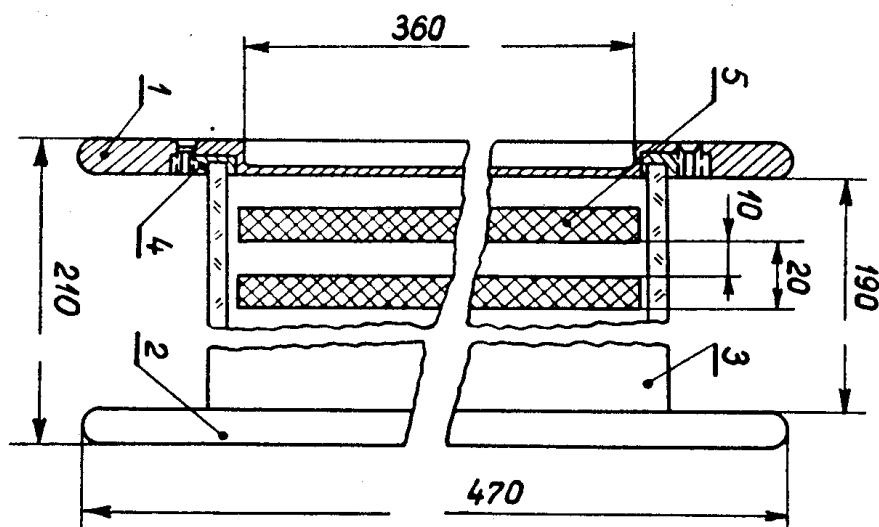


Рис. 8. Устройство и основные размеры искровой камеры.

винтов по периметру рамки, уплотнение осуществляется с помощью вакуумной смазки. Десять полиэтиленовых пластинок 5, каждая размером $350 \times 320 \times 10$ мм³, укрепляются с помощью полиэтиленовых распорок, расположенных по углам камеры. Электроды 1 и 2 дюралюминиевые, их толщина в рабочей области камеры составляет 0,1 мм, камера наполняется неоном.

Емкость одного газового зазора камеры составляет 100 пФ, емкость полиэтиленовой пластинки 220 пФ. Поэтому при напряженности электрического поля в газовых зазорах 20 кВ/см необходимая амплитуда высоковольтного импульса составляет 280 кВ.

Схема расположения искровых камер и подключения к ним ГИНов приведена на рис. 9. В первом варианте ГИНЫ были выполнены по схеме Аркадьева-Маркса с двухсторонней зарядкой [3]. ГИН срабатывает при поджиге тригatronного разрядника в первой ступени ГИНа импульсом с амплитудой 8—10 кВ. Регулировка длительности импульса на выходе ГИНа осуществлялась с помощью срезающего разрядника тригatronного типа. ГИН наполняется газообразным азотом до дав-

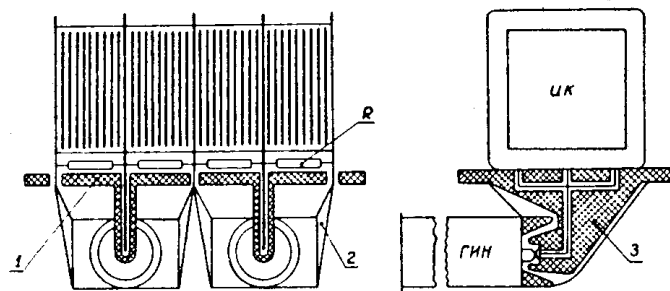


Рис. 9. Схема расположения искровых камер и подключения к ним ГИНов. 1 — плексигласовая плита, 2 — контактная система, 3 — проходной изолятор, R — разрядные сопротивления.

ления 5—6 атм. Максимальная амплитуда импульса на выходе ГИНа составляла 360 кВ, длительность фронта импульса при включении искровых камер — 10 нс, время срабатывания ГИНа составляло 70 нс, по мере износа электродов разрядников (10^4 — 10^5 срабатываний) это время увеличивалось до 150—200 нс.

Эксплуатация искровых камер выявила ряд недостатков выбранного первоначального варианта высоковольтного питания:

1) ненадежность керамических конденсаторов К-15-4 с рабочим напряжением 30 кВ в режиме разряда на короткое замыкание;

2) нестабильность срезающих разрядников ГИНов, проявляющаяся после 10^3 срабатываний и приводящая к изменению длительности высоковольтного импульса.

Поэтому во втором варианте в ГИНах были использованы конденсаторы К-15-4 емкостью 1000 пФ и рабочим напряжением 40 кВ по 5 конденсаторов в каждой ступени ГИНа. Была применена схема односторонней зарядки 10-й ступени ГИНа. Кроме того, во втором варианте высоковольтного питания импульс фиксированной длительности формируется не с помощью срезающего разрядника, а пассивной цепью — разрядным сопротивлением $R=80$ Ом, рис. 9. Каждое сопротивление R образовано пятью включенными параллельно сопротивлениями типа ТВО-20.

4. Система регистрации информации с анализаторов

Одновременно с фотографированием трека в искровой камере фиксировалось: время пролета частицы, энергия распадного γ -кванта и доза излучения на событие.

Цуги импульсов с двух БАПов подавались на пересчетные приборы ПП-9-1 (п. п.). Для более эффективного использования п. п. был добавлен еще один вход и индикация разбита на две группы по три декады. Для этого изготовленный блок усилителя-дискриминатора БУ-3 вставлен на место блока БП-17. Для увеличения частоты повторения входных импульсов по второму входу один из блоков БП-18 переделан по схеме блока БП-20. Блок программного управления (БПУ) запускался импульсом первого БУ-13 и управлял одновременно обоими усилителями-дискриминаторами и всей шкалой индикации [4].

Для устранения влияния электромагнитных наводок ПП-9 помещались в экран из листового железа.

5. Система запуска искровых камер

Блок-схема электроники приведена на рис. 10. Счетчики C_1 и C_3 измеряют время пролета частицы на базе 3 м. Счетчик C_2 находится на расстоянии 50 см от C_1 и его роль — уменьшить число случайных совпадений между счетчиками C_1 и C_3 . Совпадения между импульсами

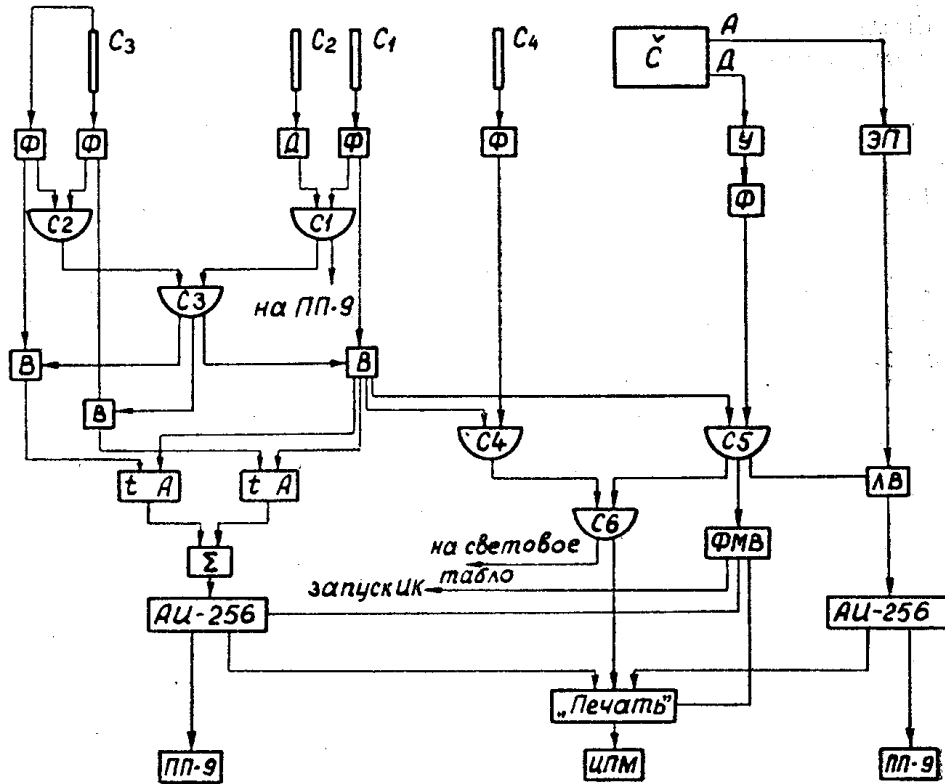


Рис. 10. Блок-схема электроники. Ф — формирователь, Д — интегральный дискриминатор, В — «ворота», ЛВ — линейные «ворота», СС — схема совпадений, ФМВ — формирователь мертвого времени, ЭП — эмитерный повторитель.

фотоумножителей, просматривающих сцинтиллятор C_3 , устраняют срабатывание от шумовых импульсов (уровень шумовых импульсов был довольно высок, так как для улучшения временного разрешения необходимо поднимать напряжение на ф. э. у.) и от импульсов черенковского излучения в световодах. Разрешение схемы $CC2$, равное 4 нс, определялось по методу [5] и соответствовало временному разбросу в сцинтилляторе и ф. э. у. Разрешающее время схемы совпадения $CC3$ выбиралось так, чтобы в него укладывались времена пролета протонов с требуемой кинетической энергией. Так как эта схема совпадения управляла линейными воротами, через которые проходили сигналы от счетчиков C_1 и C_3 , то время-амплитудный конвертор регистрировал сигналы с временным интервалом не больше разрешающего времени схемы совпадения $CC3$. Линейный диапазон конвертора 60 нс [6], схема совпадения вырезает участок порядка 30 нс, а линией задержки ЛЗ этот диапазон сдвигается так, чтобы частицы с $\beta \sim 1$ не регистрировались. Кроме того, использование «ворот» резко снижает загрузку в а. к., обладающего большим «мертвым» временем. Сигнал от счетчика C_1 через линейные ворота идет на схемы совпадения $CC4$ и $CC5$. Сигнал схемы $CC5$ управлял линейными воротами, через которые

проходил сигнал черенковского спектрометра на БАП анализатора. Сигналы схемы совпадения СС5 включали индикаторную лампочку. Цуги импульсов с БАПов АИ-256 подавались на пересчетные приборы ПП-9-1, работающие в режиме импульсной подсветки. Импульс черенковского спектрометра, совпадающий с импульсом от протонного телескопа, запускает высоковольтное питание. «Ширина» ворот, равная 0,6 мкс, была достаточно малой, чтобы поддерживать число случайных совпадений менее 5%, так как загрузки по «управлению» и «входу» ворот были весьма малы. Полиэтиленовый поглотитель толщиной 6 см перед счетчиком С₄ уменьшает фон низкоэнергетических частиц и фон нейтронов.

Сигналы со схемы совпадения СС4 поступали на ПП-9-1, счет с этой схемы калибровался по квантометру, точность воспроизводимости счета была не хуже 2%, и число на пересчетном приборе указывало дозу излучений γ -квантов, соответствующих срабатыванию И. К. Одновременно сигналы с БАПов и со схемы совпадений СС4 поступали на пересчетное устройство «Печать», откуда списывались на цифropечатающее устройство.

7. Оптическая система фотографирования треков в искровых камерах

Система фотографирования ИК представлена на рис. 11. Две проекции ИК фотографировались (рис. 12) через две плексигласовые

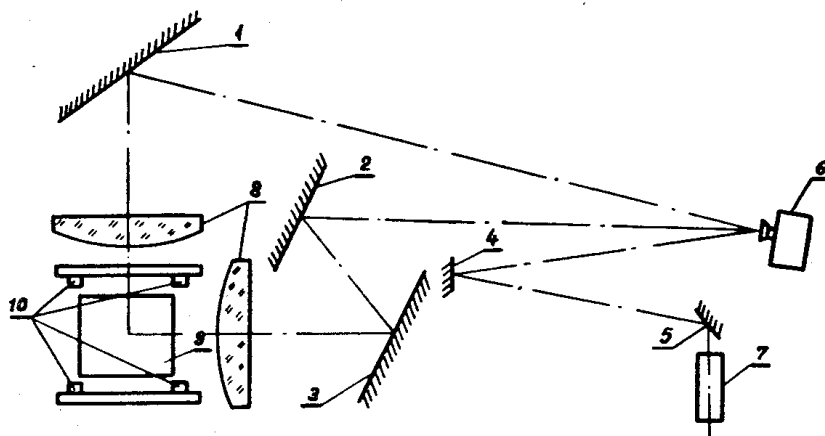
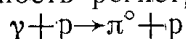


Рис. 11. Оптическая система искровых камер.

линзы $87 \times 50 \times 10$ см³ с фокусным расстоянием $f=4$ м. Зеркала стеклянные. Зеркала 4 и 5 служат для ввода в кадр информации с 2 пересчетных приборов ПП-9-1. Фотографирование производилось фотокамерой РФК-5 с объективом «Гелиос-40», $f=5$ см на пленку типа 15, 1300 ед. ГОСТ. Для вычисления поправок на геометрическое искажение координат трека оптической системой фотографирования в 4 плоскостях, параллельных стенкам ИК, нанесено по 8 крестов. Подсветка крестов — импульсная и синхронизированная с импульсом запуска РФК-5. Кресты нанесены на координатно-расточном станке типа 2А450, точность ± 10 мкм. Точность установки в вертикальной плоскости равна ± 100 мкм. На рис. 12 приведена одна из стереофотографий трека протона, рассеявшегося в пластинах искровой камеры.

8. Расчет эффективности регистрации

Эффективность регистрации процесса



в основном определяется эффективностью регистрации распадных фотонов черенковским спектрометром, апертура которого меньше, чем угол разлета распадных фотонов. Следовательно, экспериментальная установка будет регистрировать указанный процесс не со стопроцентной эффективностью. Для ее расчета использовался метод, описанный в

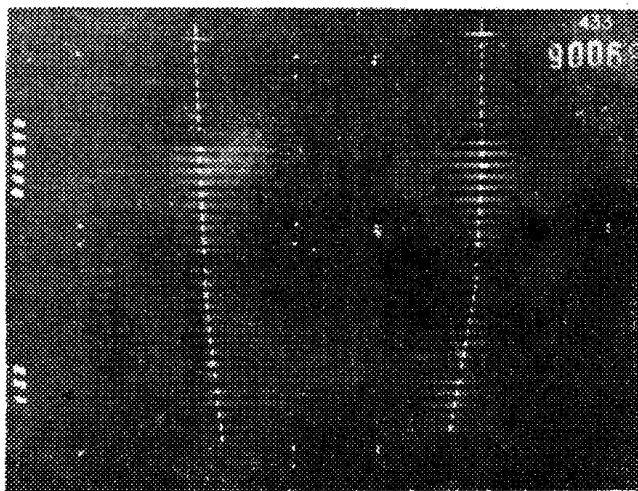


Рис. 12. Стереодиаграмма трека протона, рассеявшегося в пластине камеры.

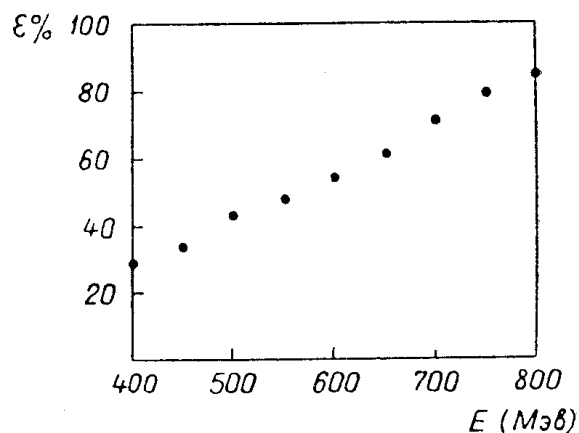


Рис. 13. Эффективность регистрации π^0 -мезонов по распадным фотонам черенковским спектрометром в зависимости от энергии тормозных фотонов, рассчитанная методом Монте-Карло.

работе [7]. Расчет выполнялся методом Монте-Карло на ЭВМ БЭСМ-4. На рис. 13 приведено полученное значение эффективности регистрации π^0 -мезонов по γ -квантам распада в зависимости от энергии тормозных фотонов. Точность расчета равнялась $\sim 3\%$.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Аульченко, Ю. В. Коршунов. Препринт ИЯФ СО АН СССР, 14, Новосибирск, 1970.
 2. F. D. Brooks. *Progr. Nucl. Phys.*, 5, (1956), 252; T. J. Gooding and H. G. Pug. *Nucl. Instrum. and Meth.* 7, (1960), 189.
 3. П. С. Ананьин, В. И. Крышкин, А. Г. Стерлигов. Ю. П. Усов. Труды НИИ ЯФ, выпуск 2, 1972, 92.
 4. П. С. Ананьин. Настоящий сборник.
 5. В. И. Крышкин, В. Н. Стибунов, Н. П. Федоров. ПТЭ, 4, 1971, 99.
 6. В. И. Крышкин, В. Н. Стибунов, Н. П. Федоров. ПТЭ, 6, 1970, 64.
 7. C. Vacci, C. Mencuccini, G. Penso et al. *Accademia Nazionale dei lincei*, 49, (1965), 452.
-