

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1 - 9069

А-91

АСТВАЦАТУРОВ
Раффи Георгиевич

СОЗДАНИЕ ВРЕМЯПРОЛЕТНОГО-КООРДИНАТНОГО
ДЕТЕКТОРА НЕЙТРОНОВ И 90-КАНАЛЬНОГО
ЧЕРЕНКОВСКОГО γ -СПЕКТРОМЕТРА
ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ
В ФИЗИКЕ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Специальность 01.04.01 - экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Дубна 1975

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий
Объединённого института ядерных исследований

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук, профессор М.Н. ХАЧАТУРЯН

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук,
профессор

М. И. СОЛОВЬЁВ

кандидат физико-математических наук,
старший научный сотрудник

С. А. БУНЯТОВ

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Лаборатория фотомезонных процессов Физического института
АН СССР им. Лебедева

Автореферат разослан " " _____ 1975 г.

Защита диссертации состоится " " _____ 1975 г.

на заседании Учёного совета Лаборатории высоких энергий
Объединённого института ядерных исследований.

Адрес: г. Дубна, Московской области, конференц-зал ЛВЭ ОИЯИ

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛВЭ.

Учёный секретарь Совета
кандидат физико-математических наук
старший научный сотрудник

М. Ф. Лихачёв

М. Ф. ЛИХАЧЁВ

1 - 9069

АСТВАЦАТУРОВ
Раффи Георгиевич

СОЗДАНИЕ ВРЕМЯПРОЛЕТНОГО-КООРДИНАТНОГО
ДЕТЕКТОРА НЕЙТРОНОВ И 90-КАНАЛЬНОГО
ЧЕРЕНКОВСКОГО γ -СПЕКТРОМЕТРА
ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ
В ФИЗИКЕ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Специальность 01.04.01 - экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Объединённый институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Быстрое развитие физики высоких энергий предъявляет всё возрастающие требования к экспериментальной аппаратуре.

Прогресс в области экспериментальных методов физики высоких энергий связан прежде всего: 1) с разработкой новых приборов и методов исследования; 2) с улучшением характеристик известных приборов; и 3) с совмещением различных методик в одной экспериментальной установке.

Указанные пути в той или иной степени реализуются при проектировании и создании крупных экспериментальных установок, предназначенных для решения широкого круга задач физики элементарных частиц.

В 1964 г. в ЛВЭ ОИЯИ для исследования радиационных распадов резонансов была предложена^{1,2/}, а затем разработана и изготовлена установка, получившая название "Черенковский масс-спектрометр" (ЧМС)^{3/}. С помощью ЧМС были впервые получены результаты, позволившие установить существование $\rho \rightarrow e^+e^-$ и $\varphi \rightarrow e^+e^-$ распадов и измерить их парциальную ширину^{4,5/}.

Позднее был предложен многоканальный вариант масс-спектрометра^{6/}, значительно расширяющий возможности методики в плане исследования редких процессов. Новый вариант включает:

1. Годоскоп из девяноста черенковских гамма-спектрометров, позволяющий одновременно и независимо измерять энергию и координату большого числа гамма-квантов.

2. Сцинтилляционные счётчики длиной 130 см для измерения угла вылета и скорости нейтронов отдачи по времени пролёта.

Настоящая диссертация посвящена разработке и исследованию двух указанных приборов.

Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения.

Первая глава посвящена разработке времяпролётного - координатного детектора длиной 130 см /6,7/.

Времяпролётные-координатные детекторы нейтронов (ВКДН) больших размеров (100 см и больше) начали интенсивно разрабатываться, начиная с 1967 года. Экспериментальные трудности, связанные с изготовлением пластических сцинтилляторов значительных размеров и высокой прозрачности, фотоумножителей, обладающих высоким временным и амплитудным разрешением, наряду с проблемами, возникающими при разработке соответствующих электронных схем, в течение длительного времени задерживали развитие этой перспективной методики /9/.

В первой главе описаны: 1) общая структура, принцип работы и основные характеристики ВКДН, используемых в физике высоких энергий; 2) модуль детектора нейтронов; 3) исследования временных и амплитудных характеристик модуля на пучке заряженных частиц; 4) блок-схема электроники детектора; 5) результаты исследования детектора на пучке заряженных частиц.

Модуль детектора нейтронов состоит из пластмассового сцинтиллятора, двух световодов из органического стекла и двух фотоумножителей, просматривающих сцинтиллятор с торцов. Размер пластического сцинтиллятора: 130x8x8 см³. Световоды выполнены в форме прямого усеченного конуса с диаметрами оснований $D = 8$ см, $d = 5$ см и высотой $h = 15$ см. Сцинтилляционное излучение регистрируется фотоумножителями типа 56 AV P.

Модуль детектора нейтронов исследовался на пучке отрицательных пионов с импульсом 4 Гэв/с синхрофазотрона ОИЯИ

Задача исследования заключалась в подборе световодов, обеспечивающих оптимальные временные и амплитудные характеристики детекторов нейтронов. В измерениях использовались световоды из органического стекла высотой 5, 15, 25 см. Основные результаты исследования приведены в таблице I.

Таблица I

Высота световода (см)	$\bar{v} \cdot 10^{10}$ см/сек	Пространственное разрешение (FWHM)	Линейность %
0	1,12	4,4 см	9,1
5	1,21	5,0 см	5,7
15	1,34	5,6 см	1,0
25	1,26	6,2 см	-

Значения средней скорости \bar{v} распространения светового сигнала в сцинтилляторе длиной 130 см, полученные со световодами различной высоты: $h = 0$ (световод не использовался); 5, 15 и 25 см., приведены во втором столбце таблицы I.

Точность локализации координаты (полная ширина на полувысоте) в сцинтилляционном счётчике, усредненная по семи точкам вдоль сцинтиллятора (5, 25... 125 см от края сцинтиллятора) дана в третьем столбце таблицы.

В четвёртом столбце таблицы приведены оценки линейности координатной характеристики счётчика с разными световодами.

Приведенные в таблице I экспериментальные результаты показывают, что для сцинтиллятора размером 130x8x8 см³ световод в форме прямого усеченного конуса ухудшает пространственное разрешение (3-й столбец), но улучшает линейность координатной характеристики счётчика (4-й столбец).

Таким образом, лучшее пространственное разрешение в счётчике достигается при непосредственном контакте ФЭУ со сцинтиллятором.

Полученные результаты показывают также зависимость средней скорости распространения светового сигнала в сцинтилляторе от формы световода (2-й столбец). Рассматривая ход лучей в сцинтилляционном счётчике, легко видеть, что минимальный путь до фотокатода ФЭУ проходят прямые лучи, а лучи, распространяющиеся под углом полного внутреннего отражения, проходят значительно больший путь. Экспериментальные данные указывают на то, что для ФЭУ существует эффективный угол распространения светового сигнала $\theta_{\text{эфф}} = \arccos \sqrt{\frac{2n}{c}}$ (n - показатель преломления сцинтиллятора, c - скорость света в вакууме), зависящий от оптических параметров системы сцинтиллятор-световод. Показано, что в частном случае ($h > D$) эффективный угол может определяться углом поля зрения световода.

Упрощённая блок-схема времяпролётного координатного детектора нейтронов приведена на рис.1.

Детектор нейтронов исследовался на пучке пионов с импульсом 4 Гэв/с. Интенсивность пучка составляла 6-8 тысяч частиц в цикле ускорения при растяжке пучка 300 мсек.

Время пролёта частицы между базовыми счётчиками S_2 и S_n измерялось для семи точек счётчика S_n (5, 25...125 см от края сцинтиллятора). Точность измерения времени пролёта частицы, усреднённая по семи временным спектрам, равна $(0,76 \pm 0,04)$ нсек. Точность компенсации времени распространения светового сигнала в счётчике S_n не хуже 70 пикосек.

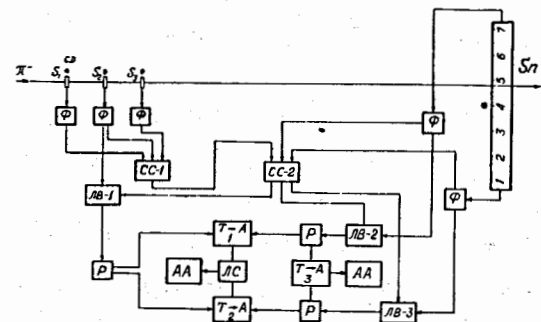


Рис. 1 Упрощенная блок-схема электроники времяпролётно-координатного детектора:
 Ф - формирователь импульсов со следящим порогом;
 СС - схема совпадений; ЛВ - схема линейных ворот;
 Т - А - время-амплитудный конвертор; Р - множитель импульсов; АА - многоканальный амплитудный анализатор;
 СД - световой диод.

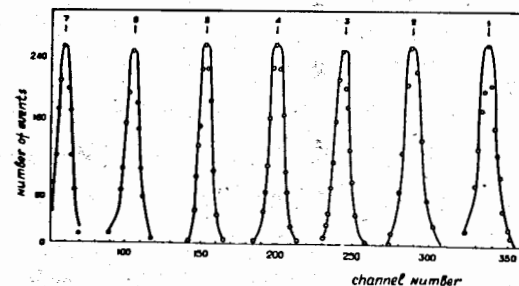


Рис. 2 Спектры пространственного разрешения для семи точек, расположенных на расстоянии (5, 25, ... 125 см) от края сцинтиллятора счётчика S_n .

Спектры пространственного разрешения для семи точек счётчика S_n (5,25...125 см) приведены на рис.2. Точность определения координаты, усреднённая по семи точкам и с учётом конечных размеров S_n , равна $(3,4 \pm 0,01)$ см. Из рис. 2 видно, что пространственное разрешение практически не зависит от точки попадания частицы в сцинтиллятор.

Сравнение результатов, полученных в данной работе, с результатами других авторов даётся в таблице 2.

Таблица 2

Авторы, год публикации	Тип и размеры сцинтиллятора (см)	Тип ФЭУ	Разрешение	
			Δx см	Δt нсек
Болдини и др. [10] 1969	поливинилтолуол 100x18x18	XP-1040	2,8	0,7
Аствацатуров и др. [7] 1970	полистирол 130x8x8	56 AVP	3,4	0,76
Бунятов и др. [13] 1972	полистирол 70x10x10	XP-1020 ФЭУ-30	2,2 3,0	0,8
Рихвицкий и др. [14] 1974	полистирол 120x10x10	XP-1020 ФЭУ-63	3,6 5,3	0,56 0,64

Пространственное разрешение (Δx) и разрешение по времени пролёта (Δt) детекторов, приведённые в таблице 2, измерены на пучках π^- -мезонов.

Вторая, третья и четвёртая главы диссертации посвящены методике черенковских гамма-спектрометров.

Первые черенковские гамма-спектрометры были независимо разработаны в США и СССР для поисков антинуклонов [15,16] и экспериментов по фоторождению пионов [17]. В последующие годы методика черенковских спектрометров получила широкое распростра-

нение и в настоящее время используется в экспериментах в области физики высоких энергий, практически во всех крупных научно-исследовательских центрах мира.

Вторая глава диссертации носит вводный характер. В этой главе излагается принцип работы черенковских спектрометров полного поглощения и дан краткий обзор работ по гамма-спектрометрам из свинцового стекла.

В третьей главе описаны: 1) двухканальный черенковский масс-спектрометр и его основные элементы - черенковские гамма-спектрометры и система оптических искровых камер [18]; 2) система контроля детекторов; 3) возможности многомерного анализа событий в спектрометре больших размеров [19].

Двухканальный черенковский масс-спектрометр состоит из искровых камер и двух черенковских гамма-спектрометров из свинцового стекла. Детекторы ЧМС разделены на два канала, симметричные по отношению к мишени и пучку налетающих частиц.

Черенковский масс-спектрометр был предложен для исследования реакций типа: $\pi^- p - Xn$, где $X - \gamma\gamma; e^+e^-; \pi^0\gamma; \pi^0\pi^0$ и т.д. [1]. ЧМС позволяет измерять прямым образом основные кинематические параметры указанных процессов: углы разлёта Θ_i , энергии E_1, E_2 продуктов распада резонансов и его эффективную массу.

Для измерения направления частиц распада используются искровые камеры, прослоенные металлическими пластинами-конверторами. Энергии частиц распада измеряются двумя черенковскими спектрометрами. Размер радиатора каждого спектрометра - $50 \times 50 \times 30$ см³. Черенковское излучение измеряется с помощью девяти фотоумножителей типа ФЭУ-49. Амплитуды импульсов со всех ФЭУ спектрометра суммируются.

Опыт эксплуатации двухканального ЧМС показал высокую эффективность установки в исследованиях редких распадов резонансов на электроны и фотоны /4,5,20,21/.

Однако двухканальный вариант ЧМС имеет ряд недостатков. Важнейший из них заключается в том, что спектрометр не позволяет измерять энергии отдельных частиц в процессах, в которых генерируются три и больше гамма-квантов.

Действительно, при регистрации нескольких ливневых частиц (например, $\pi^0\pi^0 \rightarrow 4\gamma$) черенковским спектрометром измеряется лишь суммарная энергия частиц ($\pi^0 \rightarrow 2\gamma$), а информация об их числе и пространственном распределении теряется. Единственным источником информации в ЧМС о числе частиц распада и их пространственном распределении являются искровые камеры. Эффективность регистрации гамма-квантов в искровых камерах определяется конверторами и при толщине 1,2 рад.ед. не превышает 40% (для $\gamma\gamma$ -событий). Толщина конверторов была выбрана на основании результатов исследования зависимости энергетического разрешения спектрометров от толщины конверторов и оптимальна в области энергий до 4 Гэв. Увеличение толщины конверторов свыше 1 рад.ед. приводит к ухудшению энергетического разрешения спектрометров /22/.

Отмеченный недостаток двухканального ЧМС особенно сильно проявляется, когда регистрируются события с большим числом гамма-квантов (например, $\pi^0\gamma$, $\pi^0\pi^0$ и т.д.). При конверсии в искровых камерах только части гамма-квантов возрастает вероятность имитации резонансов фоновыми процессами.

Для выяснения возможности пространственного разделения двух и более гамма-квантов с помощью спектрометра, состоящего из одного радиатора и девяти ФЭУ, было произведено исследование, результаты которого представлены на рис.3 /19/. Спектрометр экспонировался на пучке электронов с энергией 4 Гэв по центру фотоумножителей (квадраты I; 4 и 5) и в промежутках между ними (квадраты а, в, с). В эксперименте измерялись амплитудные спектры для каждого из девяти ФЭУ.

Анализ полученных данных показал, что пространственное разрешение спектрометра, если измеряется амплитуда для каждого из девяти ФЭУ в отдельности, равно 9 см (FWHM).

В диссертации рассмотрены ограничения точности измерения координаты гамма-квантов указанным выше способом, возникающие из-за отражений света от боковых граней радиатора и нестабильности фотоумножителей.

Проведенные исследования показали, что для спектрометрирования большого числа частиц электромагнитной природы более перспективны годоскопические системы, состоящие из многих десятков или сотен независимо работающих черенковских гамма-спектрометров.

Четвёртая глава посвящена разработке и исследованию на пучке электронов девятиканального черенковского гамма-спектрометра из свинцового стекла /23,24/.

В этой главе: 1) даётся описание девятиканального черенковского гамма-спектрометра; 2) приводятся результаты исследования основных параметров 90 спектрометров на пучке электронов в интервале энергий от 2 до 4 Гэв; 3) проводится анализ полученных данных; 4) подробно рассматриваются проблемы

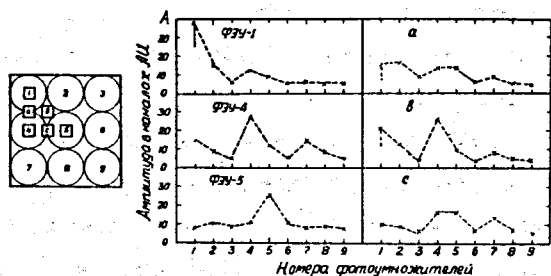


Рис. 3. Распределение черенковского света в радиаторе спектрометра размером $50 \times 50 \times 30$ см³, просматриваемого девятью ФЭУ ϕ 17 см (1,2...9). Квадраты 1,4,5,а,в,с - проекции телескопа сцинтилляционных счётчиков, формирующих пучок электронов, на переднюю плоскость радиатора спектрометра.

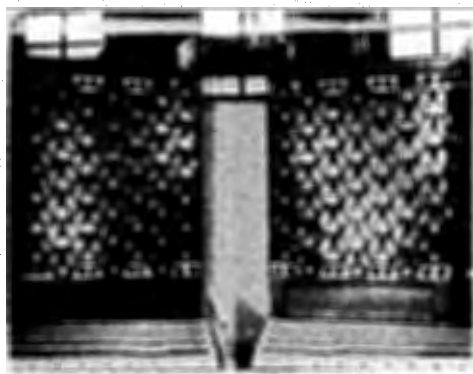


Рис. 4. Внешний вид двух секций 90-канального черенковского годоскопа из свинцового стекла

надёжности работы и методы контроля девяностоканального спектрометра; 5) проведено сравнение двухканального и девяностоканального спектрометров.

Структура и внешний вид девяностоканального черенковского годоскопа из свинцового стекла иллюстрируется рис.4. Годоскоп разделён на 2 секции. Каждая секция состоит из 45 независимых спектрометров - модулей. Секции расположены симметрично по отношению к пучку частиц таким образом, чтобы радиус-вектор с началом в центре мишени и концом в центре секции составлял угол 90° с плоскостью гамма-спектрометров. Величины углов, образованные указанными радиус-векторами с осью пучка зависят от конкретной физической задачи. Разделение годоскопа на две секции позволяет проводить исследования в широком диапазоне энергий и эффективных масс резонансов.

Каждый модуль девяностоканального спектрометра представляет собой самостоятельный прибор, светоизолированный от остальных. Радиатор модуля изготовлен из свинцового стекла марки ТФ-1 высокой прозрачности и имеет форму шестигранной призмы высотой 35 см (14 рад.ед.) и диаметром вписанной окружности 17,5 см (7 рад.ед.).

Черенковский свет регистрируется с помощью одного фотоумножителя типа ФЭУ49 с диаметром фотокатода 17 см. Электрические характеристики модулей исследовались как с помощью генератора световых вспышек (световой диод), так и на пучке электронов.

В исследуемом диапазоне энергий электронов $2-4$ Гэв интегральная нелинейность фотоумножителей модуля не превышает 1% вплоть до напряжения на фотокатоде, равном $U = 2100$ вольт^{1/25/}.

Величина сигналов модуля на нагрузке 50 Ом от электронов равна $A = 0,07$ вольт/Гэв, фронт импульса - 50 нсек, постоянная времени спада - 300 нсек. Для электронов с энергией 4 Гэв и $U = 2100$ вольт максимальная частотная нагрузка модуля составляет примерно 40 000 частиц в сек. Нестабильность усиления фотоумножителя и электроники, измеренная на пучке электронов в течение 40 часов, не превышает 2%.

Девяносто модулей черенковского годоскопа были исследованы на пучке электронов при значениях импульсов 2, 3 и 4 Гэв/с.

Распределение энергетических разрешений R , % (полная ширина на половине высоты) 90 модулей при трёх указанных значениях импульсов электронов приведены на рис.5. Средние значения энергетических разрешений для спектрометров представлены в таблице 3.

Таблица 3

E_0 (Гэв)	2,0	3,0	4,0
(%)	7,2	6,0	5,3

В экспериментальные значения величин энергетических разрешений введены поправки, учитывающие: 1) разброс частиц по импульсу ($\Delta P/P = \pm 1,5\%$); 2) рассеяние электронов пучка; 3) краевые эффекты, возникающие из-за размеров сцинтилляционных счётчиков ($4 \times 4 \text{ см}^2$), формирующих пучок электронов. Эти поправки составляют соответственно 15, 20 и 24% для электронов с энергией 2; 3 и 4 Гэв.

Среднее энергетическое разрешение ($FWHM$) для отобранных образцов (20 спектрометров) равно $(4,7 \pm 0,1)\%$.

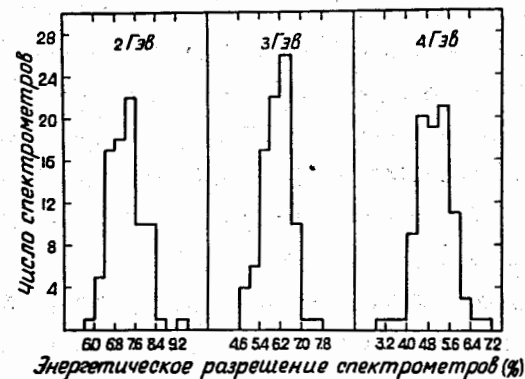


Рис. 5 Распределение энергетических разрешений R , % (полная ширина на половине высоты) 90 модулей спектрометра при трёх значениях энергии электронов 2, 3 и 4 Гэв.

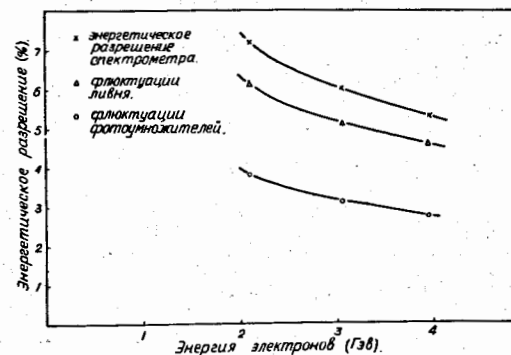


Рис. 6 Зависимость флуктуаций электромагнитного ливня и флуктуаций числа фотоэлектронов в черенковском спектрометре от энергии электронов.

Анализ данных, полученных при исследовании 90 спектрометров, показал, что энергетическое разрешение спектрометров при рассматриваемых энергиях в основном обусловлено флуктуациями электромагнитного ливня (~70% при $E_0 = 4$ Гэв). Для оценки вклада в энергетическое разрешение модуля флуктуаций числа фотоэлектронов использовался световой диод. Эти результаты представлены на рис.6.

При длительной эксплуатации спектрометрической аппаратуры важное значение имеет контроль стабильности коэффициентов усиления фотоумножителей, электронной аппаратуры и условий эксперимента.

Одним из эффективных методов контроля стабильности гамма-спектрометров является контроль с помощью генераторов стабильных световых импульсов. В описываемом девятиканальном черенковском годоскопе, в качестве генератора световых импульсов используются кристаллы $NaJ(Tl)$ диаметром 6 мм и толщиной 2 мм, экспонируемые радиоизотопом Am^{241} ($E = 5,5$ Мэв)^{26/}. Среднее значение амплитуды световой вспышки $NaJ+\alpha$ эквивалентно амплитуде сигнала от электронов с энергией 1,2 Гэв.

Девятиканальный черенковский гамма-спектрометр существенно расширяет возможности ЧМС.

Годоскоп из девяти каналов гамма-спектрометров позволяет:

- 1) измерять энергию большого числа ливневых частиц в отдельности;
- 2) находить координату частиц по характеру распределения энергии в модулях спектрометра ($\Delta X = \Delta Y = \pm 2$ см);
- 3) существенно улучшить спектрометрические (в два раза) и частотные (на порядок) характеристики прибора.

Сравнение величин энергетических разрешений, полученных в данной работе для девятиканального черенковского гамма-спектрометра, с результатами других авторов производится на рис. 7.

Пятая глава диссертации посвящена экспериментальному исследованию метода подавления адронного фона с помощью двух гамма-спектрометров.

При исследовании редких процессов, в которых в конечном состоянии образуются e^+e^- -пары, важное значение имеет степень подавления спектрометром адронов. Для определения вероятности имитации электронов адронами измеряются спектры электронов и адронов при одном и том же импульсе. Степень подавления адронов спектрометром зависит как от энергетического разрешения спектрометра, так и от уровня энергетической дискриминации.

Экспериментальные данные подавления адронов с импульсом 4 Гэв/с, полученные с помощью гамма-спектрометра гексагональной формы, представлены во второй строке таблицы 4.

Таблица 4

E_e (%)	30	40	50	60	70	80	90	95
$W_0 \times 10^4$	0,3	0,4	0,7	0,9	1,2	1,7	2,3	2,8
W_A/W_0	0,04	0,05	0,06	0,07	0,08	0,12	0,19	0,27

Вероятность (W_0) регистрации адронов гамма-спектрометром, при энергетическом пороге соответствующем эффективности регистрации электронов E_e , определяется отношением числа адронов, выделивших в радиаторе спектрометра энергию больше пороговой, к полному числу адронов.

С целью уменьшения вероятности имитации электронов адронами была исследована возможность подавления адронов с помощью

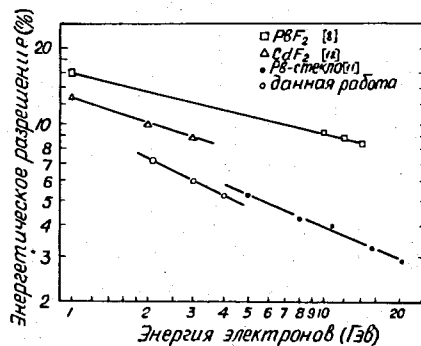


Рис. 7 Зависимость энергетических разрешений черенковских спектрометров различной конструкции от энергии.

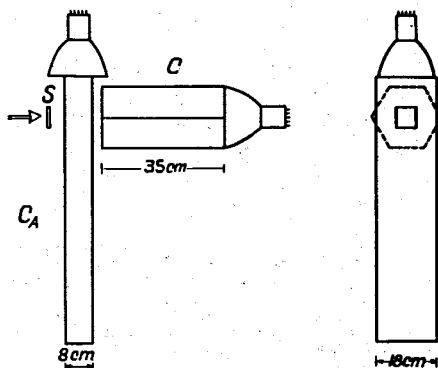


Рис. 8 Схема расположения черенковских гамма-спектрометров ($\check{C}_A + \check{C}$) для измерения вероятности подавления адронов.

двух черенковских гамма-спектрометров (см. рис.8). В эксперименте перед основным спектрометром \check{C} был установлен спектрометр \check{C}_A длиной 80 см и толщиной 8 см (3,2 рад.ед.). Импульсы с \check{C}_A и \check{C} после линейного суммирования подаются на вход амплитудного анализатора. Второй импульс с \check{C}_A после дискриминации используется для управления линейными воротами.

Результаты, полученные в описанном эксперименте, представлены в третьей строке таблицы 4. Здесь W_A -вероятность имитации электронов адронами при уровне дискриминации в \check{C}_A , соответствующем ϵ_e ; W_o -вероятность имитации при той же эффективности ϵ_e , когда дискриминация в \check{C}_A отсутствует.

Полученные данные показывают, что использование двух спектрометров позволяет уменьшить вероятность имитации электронов адронами.

Выводы

Основные итоги диссертации можно сформулировать в виде следующих выводов.

1. Предложен и разработан первый, из описанных в отечественной литературе, времяпролётный-координатный детектор нейтронов длиной 130 см.

2. Разработана методика исследования сцинтилляционных счётчиков больших размеров с целью выбора конфигурации счётчика, обеспечивающей оптимальные временные и амплитудные характеристики.

3. Экспериментально определено, что наилучшее пространственное разрешение в сцинтилляционном счётчике длиной 130 см достигается при использовании непосредственного контакта ФЭУ со сцинтиллятором ($\Delta x \pm 1$ см).

4. Экспериментально доказано существование эффективного угла распространения светового сигнала в исследуемом счётчике:

$\theta_{\text{эф}} = \arccos \sqrt{\frac{v n}{c}}$ (n - коэффициент преломления сцинтиллятора, c - скорость света в вакууме). Указанный эффективный угол зависит от оптических параметров системы сцинтиллятор-световод.

5. Исследован на пучке заряженных частиц времяпролётно-координатный детектор, размером сцинтиллятора $130 \times 8 \times 8$ см³.

Получены следующие значения для параметров детектора:

- а) точность определения времени пролёта 0,76 нсек (FWHM);
- б) точность определения координаты: 3,6 см (FWHM);
- в) компенсация времени распространения светового сигнала в модуле детектора ± 35 пикосек.

6. Экспериментально доказана возможность пространственного разделения нескольких ливневых частиц в черенковском счётчике больших размеров анализом амплитуд импульсов с каждого ФЭУ в отдельности. По характеру распределения черенковского света в радиаторе спектрометра, измеренного с помощью девяти фотоумножителей, найдено, что пространственное разрешение равно радиусу фотоумножителя (FWHM).

7. Разработан и изготовлен черенковский гамма-спектрометр с радиатором, имеющим форму шестигранной призмы (высотой 14 рад.ед. и диаметром вписанной окружности 7,5 рад.ед.), обладающий рекордным энергетическим разрешением $\Delta E/E = 4,7\%$ для электронов с энергией 4 Гэв.

8. Разработан и исследован на пучке электронов девяносто-

канальный черенковский гамма-спектрометр из свинцового стекла. Средние значения энергетического разрешения 90 спектрометров (FWHM) равно: 7,2% ($E_e = 2$ Гэв); 6,0% ($E_e = 3$ Гэв) и 5,3% ($E_e = 4$ Гэв).

9. Разработана методика калибровки и контроля девяносто-канального черенковского гамма-спектрометра.

10. Экспериментально измерена вероятность подавления адронов с помощью одного (коэффициент подавления $1,7 \times 10^{-4}$) и двух (коэффициент подавления $0,2 \times 10^{-4}$) черенковских гамма-спектрометров, при эффективности регистрации электронов, соответствующей 80%.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах /7,18,19,23,24/.

ЛИТЕРАТУРА

1. М.А.Азимов, А.М.Балдин, В.С.Пантуев, М.Н.Хачатурян, И.В.Чувило. Сообщение ОИЯИ, В-7-2070, Дубна, (1964)
2. М.Н.Хачатурян. Автореферат докторской диссертации. ОИЯИ, I-4988, Дубна, 1970.
3. М.А.Azimov, A.S.Belousov et.al. Nucl.Inst. and Meth., 39, 325 (1966)
4. М.А.Azimov, A.M.Baldin et.al. Phys.Lett., 24B, 349 (1968)
5. R.G.Astvatsaturov, M.A.Azimov et.al. Phys.Lett., 27B 45 (1968)
6. Р.Г.Аствацатуров, А.М.Балдин и др. Сообщение ОИЯИ Б2-I-4329, Дубна (1968)
7. R.G.Astvatsaturov, M.N.Khachaturyan et.al. JINR Preprint EI-5098 (1970); ПТЭ № 1, 77 (1971)
8. Труды Международной конференции по аппаратуре в физике высоких энергий, № 1, 389, Дубна (1970)
9. G.Charpark et.al. Nucl.Inst. and Meth., 15, 323 (1962)
10. D.Bollini, et.al. Nuovo Cim., 61A, 125 (1969)
11. В.И.Блуменфельд et.al. Nucl.Inst. and Meth., 97, 427 (1971)
12. M.N.Prentice et.al. Nucl.Inst. and Meth., 98, 135 (1972)
13. С.А.Бунятов и др. Препринт ОИЯИ, П13-6222, Дубна (1972)
14. С.В.Рихвицкий и др. Препринт ОИЯИ, П13-8152
15. J.Varant et.al. Rev.Scient.Inst., 28, 421 (1957)
16. В.С.Пантуев и др. ПТЭ № 1, 19 (1960)
17. В.Ф.Гришин и др. ПТЭ № 2, 27 (1960)
18. Р.Г.Аствацатуров, С.Г.Басиладзе и др. ПТЭ №5, 21 (1972)

19. Р.Г.Аствацатуров, В.И.Иванов и др. Препринт ОИЯИ П13-6712, Дубна (1972)
20. М.И.Адамович, Р.Г.Аствацатуров и др. Краткие сообщения по физике, № 1, 48 (1972)
21. М.И.Адамович, Р.Г.Аствацатуров и др. Краткие сообщения по физике, № 5, 9 (1972)
22. М.А.Азимов и др. Препринт ОИЯИ, 1730, Дубна (1964)
23. R.G.Astvatsaturov, V.I.Ivanov et.al. Nucl.Inst. and Meth., 107, 105 (1973)
24. Р.Г.Аствацатуров, В.И.Иванов и др. Nucleonika, том 19, 575-NR 6/74
25. Р.Г.Аствацатуров, Я.Заберовский и др. Препринт СИЯИ П13-7968, Дубна (1974)
26. Нго Куок Бну, В.А.Крамаренко и др. Препринт СИЯИ I3-7673, Дубна, (1974).

Рукопись поступила в издательский отдел
15 июля 1975 г.