

УДК 539.1.074.3 : 539.1.074.83

ДЕТЕКТОРЫ НЕЙТРОНОВ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ В ФИЗИКЕ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

М. Д. Шафранов

Объединенный институт ядерных
исследований, Дубна

Описаны координатные детекторы нейтронов (КДН), детекторы нейтронов полного поглощения (ДНПП); детекторы нейтронов, работающие на принципе определения энергии по времени пролета (ДНВП). Описываются способы калибровки абсолютной эффективности детекторов, исследования их пространственного энергетического разрешения. Приводится краткое описание программ, применяемых для определения рабочих характеристик детекторов.

Neutron detectors are described in this paper: position neutron detectors (PND), sampling total absorption counters (STAC), neutron detectors which allow neutron time-of-flight (TOF) measurements. Methods of measuring the value and energy dependence of the detection efficiency, spatial and energy resolution of neutron detectors are reported. Some programme for determining different parameters of neutron detectors are described as well.

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы в электронных экспериментах сделан существенный скачок в исследовании процессов физики высоких энергий и элементарных частиц, приводящих к появлению в конечном состоянии нейтрона. Сюда относятся процессы взаимодействия нейтронов, реакции перезарядки, реакции, сопровождающиеся рождением нейтральных резонансов в π^-p -взаимодействиях, и т. п.

Этот прогресс связан с общими успехами развития методов физического эксперимента за последнее десятилетие — с развитием быстрой электроники, применением ЭВМ в практике эксперимента, появлением новых временных и спектральных ФЭУ и сцинтилляторов. Вместе с тем прогресс связан и с ростом интереса к процессам, сопровождающимся рождением нейтральных частиц. Детекторы нейтронов по их функциям можно условно разделить на следующие три типа:

- 1) детекторы нейтронов (ДН) для регистрации и определения координат прохождения;
- 2) ДН для регистрации и определения энергии нейтронов;
- 3) ДН для регистрации, определения координат прохождения и энергии нейтронов.

Под регистрацией в данном случае понимается детектирование именно только нейтрона. При регистрации и, следовательно, измерении числа нейтронов, падающих на детектор, требования, предъявляемые к функции детектора, весьма просты. Эта функция определяет только вероятность образования и регистрации сигнала измерительным устройством при попадании нейтрона в детектор. Не каждая частица при попадании в детектор взаимодействует с ним. Более того, даже если взаимодействие произошло, то сигнал будет зарегистрирован только тогда, когда его величина будет превышать уровень чувствительности регистрирующего устройства. Вероятность регистрации может зависеть от энергии нейтрона, размеров, формы и устройства детектора, уровня дискриминации (порога) регистрирующего устройства. Эффективность детектора — это отношение числа зарегистрированных сигналов к числу частиц, попавших в детектор. При облучении детектора моноэнергетическим пучком нейтронов регистрируемые сигналы будут иметь разброс вокруг среднего значения. Величина этого разброса определяет энергетическое разрешение детектора.

Не менее важным фактором при измерении энергии является линейность детектора — его способность создавать сигналы, амплитуда которых линейно зависит от энергии зарегистрированного нейтрона. Это требование относится к детекторам, работающим по принципу полного поглощения ядерного и электромагнитного каскадов, вызываемых энергичным нейтроном.

Таким образом, ДН можно охарактеризовать эффективностью регистрации, энергетическим и пространственным разрешением (в дальнейшем, если особо не оговорено, под разрешением понимается полная ширина на полувысоте соответствующей кривой).

Предметом рассмотрения в данном обзоре являются детекторы нейтронов всех трех типов, устройства ДН, назначение, способы и методы калибровки и определение важнейших характеристик ДН.

Детекторы первого типа — координатные детекторы нейтронов (КДН) — в настоящее время строятся на основе сцинтилляционных счетчиков и различных типов искровых и пропорциональных камер. Детекторы второго типа — это в основном детекторы нейтронов, работающие на принципе полного поглощения ядерного и электромагнитного каскада (ДНПП).

Детекторы третьего типа — времяпролетные детекторы нейтронов для определения энергии в диапазоне от нескольких мега-

электронвольт до сотен (ДНВП), объединенные в годоскопические системы для определения координат. Для высокоэнергичных нейтронов детекторы третьего типа строятся на сочетании КДН и ДНПП.

1. КООРДИНАТНЫЕ ДЕТЕКТОРЫ НЕЙТРОНОВ

Простейшим координатным детектором нейтронов является сцинтилляционный счетчик. В нем пространственное разрешение определяется геометрическими размерами сцинтиллятора. Сцинтиллятор имеет низкую эффективность регистрации (1% на 1 см толщины), поэтому уже в первых конструкциях принимались меры для увеличения его эффективности. В работе [1] описан детектор быстрых нейтронов ($E_n \leq 300$ Мэв), эффективность которого увеличена до 30% за счет применения в качестве конвертора медных пластин, помещенных в контейнер с жидким сцинтиллятором. Этот детектор применялся для исследования процессов рассеяния [2]. Возможен и второй путь увеличения эффективности — увеличение толщины сцинтиллятора.

При необходимости перекрытия большой площади при заданном разрешении применяются годоскопические системы, состоящие из набора сцинтилляционных счетчиков. Такая система очень часто реализуется в ДНВП. Для улучшения пространственного разрешения КДН строится на сочетании сцинтилляционных счетчиков, конверторов и систем искровых или пропорциональных камер.

КДН с оптическими искровыми камерами. В работе [3] при исследовании упругих $n - p$ -процессов рассеянные нейтроны регистрировались КДН, состоящим из семи блоков оптических искровых камер с четырьмя разрядными промежутками в каждом блоке. Электроды — конверторы — были изготовлены из листовой нержавеющей стали толщиной 4,8 мм, отполированной до зеркального блеска. За каждым блоком камер располагался сцинтилляционный счетчик. Все счетчики, в том числе антисовпадаемый, располагавшийся перед детектором, включались в систему триггера. Общая длина детектора была равна 1,4 длины среднего свободного пробега, это соответствовало 76% эффективности. По измерению треков вторичных заряженных частиц на снимках определялась вершина взаимодействия нейтрона. Пересечение линии полета первичного нейтрона с траекторией протона отдачи в другом плече системы регистрации давало точку взаимодействия в водородной мишени. По координатам этой точки и вершине взаимодействия нейтрона в детекторе определялся угол рассеяния нейтрона. Типичное нейтронное взаимодействие в детекторе приведено на рис. 1.

Поскольку в условиях больших фоновых загрузок ухудшалась эффективность работы антисовпадаемого счетчика, располо-

женного перед ДН, в работах [4, 5] рассматривался тот же КДН, но перед антисовпадательным счетчиком располагался блок тонкостенных искровых камер, получивший название «антикамеры». Антикамера служила для контроля работы антисовпадательного счетчика. При просмотре снимков это позволяло отбрасывать часть фоновых событий. Суммарная погрешность в определении угла рассеяния нейтрона составляла ± 2 мрад.

В работе [6] также для исследования упругого $n - p$ -рассеяния применялся КДН, состоявший из 22 искровых камер, с четырьмя разрядными промежутками, образованными пятью стальными электродами толщиной 3 мм. Погрешность в определении координаты вершины взаимодействия нейтрона в конверторе не превышала ± 3 мм. Прямое измерение эффективности дало значение $(85,3 \pm 2) \%$. Включение анти-

совпадательного счетчика снизило эффективность до $(77,5 \pm 2) \%$. Это обстоятельство связано с тем фактом, что часть событий не регистрировалась, если в нейтронном взаимодействии появились вторичные заряженные частицы, летевшие назад, т. е. в сторону антисовпадательного счетчика.

КДН с проволочными искровыми камерами описан в работе [7]. Упруго рассеянный нейтрон после прохождения первого антисовпадательного счетчика, очищающего магнита и второго антисовпадательного счетчика попадал в КДН. Детектор состоял из двухсантиметрового стального конвертора, за которым располагалась двухкоординатная проволочная камера, и двух счетчиков, включавшихся в систему триггера. Эффективность регистрации составила 11%. Точность восстановления вершины нейтронного взаимодействия в этом сравнительно простом детекторе составляла ± 1 см.

Исследование характеристик КДН. На примере работ [8, 9] рассмотрим процесс исследования КДН. Детектор, названный годоскопом, предназначался для исследования рождения изобар на встречных пучках ускорителя ЦЕРНа. Из требований эксперимента (угловое разрешение ± 1 мрад) при размещении годоскопа от места взаимодействия на расстоянии 10 м необходимо было иметь пространственное разрешение не хуже ± 1 см.

Предполагались два возможных пути в определении координат вершины нейтронного взаимодействия:

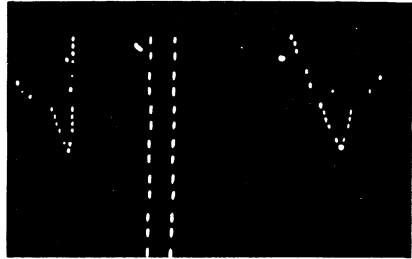


Рис. 1. Типичное нейтронное взаимодействие, зарегистрированное в оптической искровой камере детектора нейтронов из работы [3]

1) методом центра тяжести при использовании только одной пропорциональной камеры, в которой измеряются координаты вторичных заряженных частиц, вызванных нейтроном в конверторе;

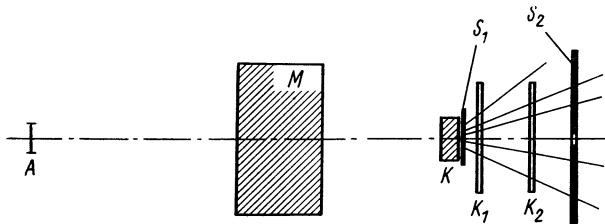


Рис. 2. Схема КДН:

А — антисовпадательный счетчик; М — очищающий магнит; К — конвертор; S_1, S_2 — сцинтилляционные триггерные счетчики; K_1, K_2 — однокоординатные пропорциональные камеры

2) по реконструкции события на основании измерений координат в двух или трех пропорциональных камерах.

Размещение годоскопа при проведении контрольных исследований на пучках частиц дано на рис. 2. В работе применялись

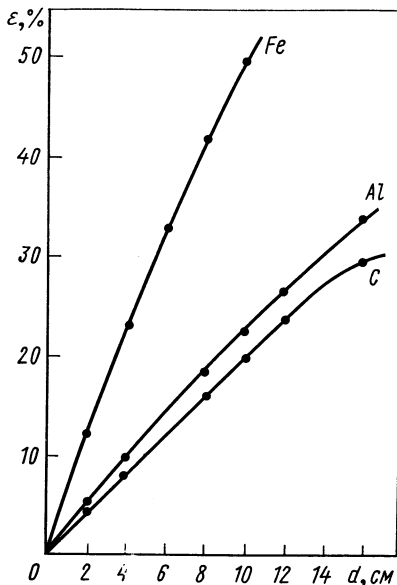


Рис. 3. Зависимость эффективности КДН от толщины материала конверторов из стали, алюминия и углерода

камеры двух размеров: 50×50 и 50×100 см. На центр камеры выводился нейтронный пучок со значением импульса в максимуме 19 Гэв/с при потоке нейтронов $2 \cdot 10^5$ частиц на площадку размером $4,2 \times 12 \text{ мм}^2$. На этом пучке была определена эффективность при различных конверторах. Случай появления заряженных частиц (хотя бы одной) регистрировался счетчиками S_1 и S_2 (см. рис. 2). В триггер включался также счетчик антисовпадений. ДНПП [10] использовался как монитор для определения полного потока нейтронов. Расстояние между конвертором и первой камерой $d = 10$ см, между первой и второй — $\Delta = 10$ см, в случае работы с третьей камерой она размещалась на расстоянии $\Delta' = 20$ см от второй.

При некоторых исследованиях работа проводилась на пучке протонов с импульсом $p = 10 \text{ Гэв/с}$. Экспериментально определенная эффективность годоскопа для трех материалов конвертора:

стали, алюминия и углерода в зависимости от толщины конвертора дана на рис. 3.

Первоначально, как наиболее простой, был исследован метод центра тяжести. Центр тяжести определялся как среднее значение координат кластеров (групп близких треков в одной камере). В качестве координаты бралась координата кластера, ближайшего к центру тяжести [11].

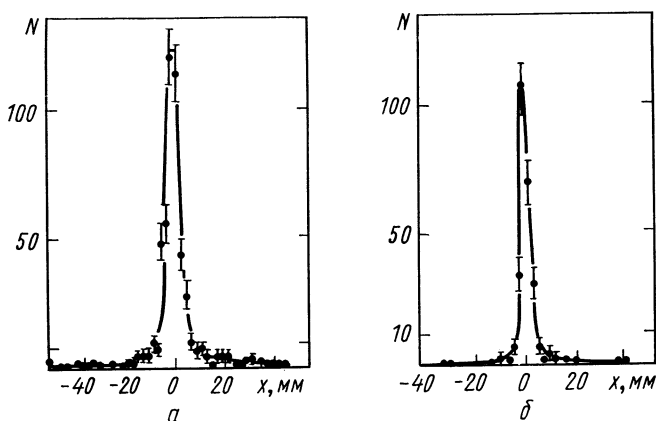


Рис. 4. Распределение x -координаты вершины взаимодействия, определенной по двум камерам, относительно положения протонного пучка для конвертера из углерода: a — все события без отбора; b — события с отбором по дополнительным программным критериям

Метод центра тяжести дал пространственное разрешение 2 см, причем около 45% всех случаев имели значения координат большие, чем 1 см от места прохождения первичного протона. Исследования на нейтронном пучке дали худшее пространственное разрешение. Поскольку полученные результаты не удовлетворяли требованиям эксперимента, был исследован второй метод — метод реконструкции вершины взаимодействия. Он основан на предположении, что прямые траектории заряженных частиц, зарегистрированных в камерах при продолжении, образуют пересечение, соответствующее положению вершины нейтронного взаимодействия. Первоначальные исследования проводились только по одной проекции. Результаты реконструкции при работе с протонным пучком и конвертером из углерода толщиной 8 см приведены на рис. 4, a . Получено разрешение, удовлетворяющее требованиям эксперимента (погрешность ± 5 мм), но кроме отчетливого пика видно довольно большое количество фоновых событий. Случай введения дополнительных критериев в программу реконструкции: число восстановленных треков должно равняться

числу координат, зарегистрированных в первой камере, и числу координат второй камеры минус единица — дан на рис. 4, б. При потере 50% случаев фон снизился в три раза. Следующим шагом была оптимизация конвертора. Результаты исследований при этом оценивались по следующим параметрам:

ε_C — эффективность, соответствующая появлению хотя бы одной заряженной частицы;

ε_R — эффективность реконструкции вершины с помощью программы;

R_T — доля реконструированных случаев, вершины которых находятся на расстоянии более 1 см от среднего положения пучка; этот параметр характеризует вклад фоновых событий;

$\varepsilon_{Tn} = \varepsilon_C \varepsilon_R$ — полная эффективность.

Т а б л и ц а

Материал	Толщина, см	ε_C , %	σ , мм	R_T , %	ε_R , %	ε_T , %
Нейтроны (2 камеры)						
C	4	8,0	1,70	10,5±1,0	36,5±1,5	2,9±1,5
	8	15,4	1,90	13,0±1,0	36,0±1,5	5,6±0,2
	12	24,0	2,40	14,5±1,5	38,0±1,5	9,1±0,4
	16	30,0	3,00	18,5±1,7	40,5±1,7	12,2±0,5
Al	4	10,0	1,70	12,0±1,5	31,5±1,3	3,15±0,2
	8	18,5	1,90	16,5±1,5	36,5±1,5	6,75±0,3
	10	22,5	2,40	17,0±1,5	36,0±1,5	8,10±0,4
	12	26,5	2,50	21,0±1,5	36,0±1,5	9,50±0,4
Fe	2	12,5	2,40	13,0±1,5	24,2±1,2	3,0±0,2
	4	23,0	2,50	19,5±1,9	26,0±1,2	6,0±0,3
	6	33,0	2,50	21,0±2,0	25,5±1,2	8,4±0,4
Протоны (2 камеры)						
C	4		1,30	3,7±2,0	34,5±2,5	2,75±0,20
	8		1,50	3,7±1,5	34,0±2,0	5,25±0,30
	16		1,70	9,5±1,5	30,0±2,5	9,00±0,55
Протоны (3 камеры)						
C	4	8,0	1,30	4,8±1,5	34,0±3,5	2,70±0,3
	8	16,0	1,50	3,5±1,5	37,0±3,0	5,95±0,5
	16	29,0	1,70	6,0±1,5	33,0±3,0	9,60±0,8

По результатам, сведенным в таблицу, можно сделать вывод, что оптимальным материалом конвертора являются углерод и алюминий при толщинах 8—12 см. В таблице приведены и результаты исследований с тремя камерами.

Очень важной характеристикой КДН является его способность исключать случаи регистрации γ -квантов, которую можно охарактеризовать фактором $R_\gamma = \varepsilon_{Tn}/\varepsilon_{T\gamma}$. Исследования, проведенные в пучке с примесью до 20% γ -квантов, а также расчеты для конвертора из алюминия толщиной 8 см дали величину $R_\gamma = 1,30 \pm 0,15$, а для углерода — $R_\gamma \approx 6$.

Было проведено исследование краевых эффектов, связанных с взаимным расположением конвертора, камер и пучка. Как следует из рис. 5, размеры камеры по крайней мере должны на 10 см

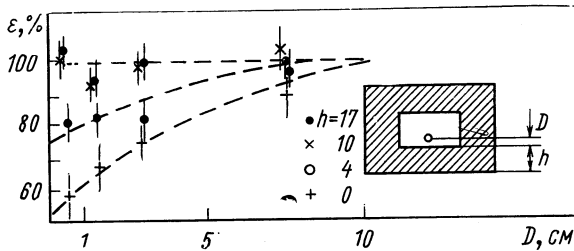


Рис. 5. Зависимость относительной эффективности регистрации для различных расположений конвертора по отношению к пропорциональным камерам (h) и от места прохождения пучка через конвертор (D)

быть больше размеров конвертора для обеспечения постоянства эффективности регистрации по всей площади конвертора. Таким образом, конвертор — 10 см углерода — оказался наиболее подходящим: при эффективности регистрации 6,5% он обладает наибольшим фактором подавления γ -фона.

Исследования тех же авторов с нейтронным годоскопом, состоящим из двух пропорциональных камер, позволяющих определять две координаты [9], дали аналогичные результаты. Камеры имели размеры 120×124 см, конвертором служил углерод ($110 \times 110 \times 10,8$ см при плотности $\rho = 1,85$ г/см³). Исследования проводились на пучках нейтронов с различными энергиями. Размеры пучка нейтронов на конверторе — 5×9 мм. На рис. 6 показана x -проекция восстановленного профиля пучка при импульсе нейтронов 24 Гэв/с. Распределение характеризуется пиком со стандартным отклонением $\pm 2,6$ мм от среднего и фоном со стандартным отклонением 17 мм. Были исследованы краевые эффекты, их влияние на эффективность, которая практически не зависела от импульса нейтронов и была равна ($5,5 \pm 0,4$)%.

Алгоритм поиска вершины. Алгоритм поиска вершины методом реконструкции по трекам вторичных частиц является в какой-то мере стандартным для работ с проволочными камерами. Несколько сложнее обстоит дело при восстановлении вершины по методу

центра тяжести, поскольку в камерах регистрируются частицы и малых энергий с широким угловым раствором. В работе [12] описан алгоритм поиска вершины по конусу высокоэнергичных вторичных частиц для детектора, применявшегося для исследования процесса $\Sigma^- \rightarrow nev$. По условиям работы направление полета нейтрона необходимо было определять с погрешностью ± 2 мрад, что соответствовало (из расстояния между распадной зоной и детектором) погрешности в определении поперечных координат ± 3 см. При этом требовалась высокая эффективность регистрации. Общая схема детектора показана на рис. 7; он состоял из двух частей — годоскопической координатной и ДНПП [13]. В годоскопической части применялись пропорциональные камеры с шагом намотки, равным 1 см. За конвертором (пластина стали толщиной 3,2 см) располагались сцинтилляционный счетчик и две камеры для определения двух поперечных координат. Далее следовал ДНПП, состоявший из таких же пластин конвертора и сцинтилляционных счетчиков (толщина сцинтиллятора 6 мм). Весь детектор состоял из двадцати блоков, в числе которых было пять координатных.

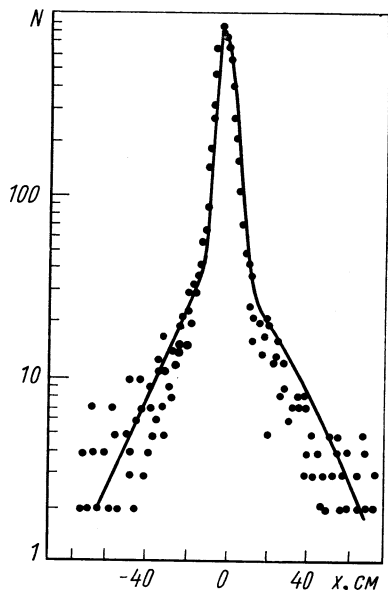


Рис. 6. Распределение по координате x вершины нейтронного взаимодействия в углеродном конверторе при регистрации двумя блоками пропорциональных камер

движении к первой исключаются из дальнейшего рассмотрения все попадания в n плоскости, не имеющие соответствующего попадания в $n + 1$ плоскости внутри заданного телесного угла. Это делалось для исключения случаев попадания, соответствующих большим углам разлета или медленным частицам, которые могли испытать многократное рассеяние. Из ограничения по углу (75 мрад) следовало, что приемлемыми были попадания в k проволочку n плоскости, для которых находилось попадание в $k - 1$, k или $k + 1$ проволочку $n + 1$ плоскости. Все случаи, не имевшие попаданий в четыре плоскости, отбрасывались;

Алгоритм был рассчитан на обработку x и y координат независимо и состоял из пяти последовательных ступеней:

1) случай «попадания» определялся как случай срабатывания одной из проволочек камеры. Начиная с четвертой плоскости при

2) процедура аналогичная, как в первом шаге. Движение идет от $n + 1$ плоскости к пятой при условии, что большинство попаданий находится в n плоскости. Этот шаг улучшает разрешение на 10%;

3) поиск кластеров. Если в n плоскости находится наибольшее число оставшихся попаданий, то последовательная группа из

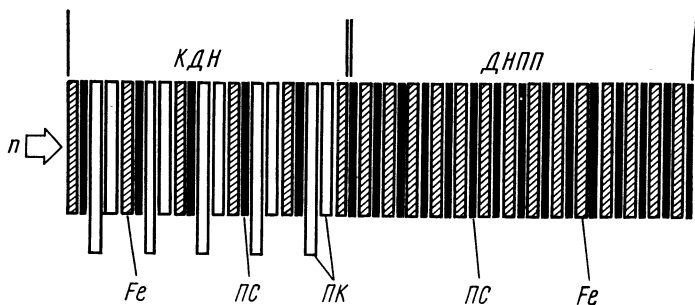


Рис. 7. Схема детектора, применявшегося для исследования процесса $\Sigma^- \rightarrow nev$:

КДН — координатная часть детектора, состоящая из пяти блоков. Каждый блок содержит стальной конвертер (Fe); сцинтилляционный счетчик (ПС); две пропорциональные камеры для измерения двух поперечных координат (ПК); ДНПП — детектор нейтронов полного поглощения

одной или нескольких сработавших проволочек, ограниченная двумя несработавшими проволочками, образует кластер в n плоскости. Их может быть несколько;

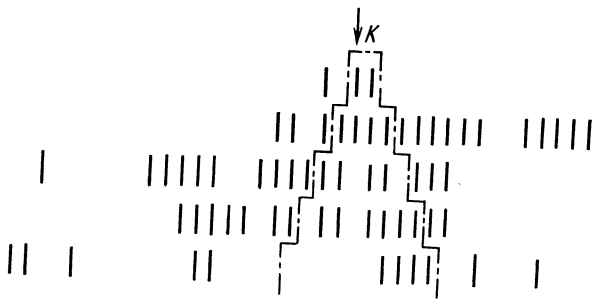


Рис. 8. Схема, иллюстрирующая поиск конуса кластера (K) в детекторе, изображенном на рис. 7

4) поиск кластера нейтронного взаимодействия в n плоскости. Определим конус кластера как группу проволочек в пределах угла 75 мрад , включая и сам кластер (рис. 8). Рассчитаем долю проволочек с оставшимися попаданиями в конусе для каж-

дого кластера. Кластер, имеющий наибольшую долю попаданий, определим как кластер взаимодействия;

5) определение в кластере взаимодействия точки взаимодействия. В конусе кластера для каждой плоскости рассчитывается центр тяжести попаданий. Через эти центры проводится прямая, пересечение которой с n плоскостью дает координату точки взаимодействия. По описанному алгоритму в π -мезонном облучении было получено разрешение, равное 14 мм. Для конвертора из стали толщиной 12,8 см конверсионная эффективность $\varepsilon_C = 0,72$. Эффективность реконструкции, измеренная с нейтронным пучком, оказалась равной $\varepsilon_R = 0,85$, а полная эффективность $\varepsilon_T = 61\%$. Если в качестве фоновых событий по аналогии с работой [8] взять события, координата точки взаимодействия которых находится на расстоянии большем, чем на 3,3 см от значения $x = 0$, то величина фона не будет превышать 15,6%. Введение дополнительных ограничений в четвертой ступени алгоритма позволяет снизить фон до 13,8; 9,8; 7,7; 4,5% при полной эффективности детектора 55, 45, 36 и 19% соответственно.

При своей кажущейся простоте КДН — довольно сложные системы, использовать которые без применения ЭВМ практически невозможно.

В заключение укажем на интересное применение КДН для целей дозиметрии радиационных полей ускорителя [14]. Детектор окружен антисовпадательными счетчиками и состоит из 13 блоков полиэтиленового конвертора, 12 проволочных искровых камер и 13 сцинтилляционных счетчиков. Он может использоваться как:

а) высокочувствительный нейтронный спектрометр в диапазоне энергий 30 — 300 Мэв;

б) спектрометр заряженных частиц (для протонов в том же интервале энергий, как и для нейтронов);

в) нейтронный спектрометр в диапазоне энергий 30—150 Мэв в поле с неизвестным пространственным расположением источников.

2. ДЕТЕКТОРЫ НЕЙТРОНОВ ПОЛНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ

Измерение энергии нейтральных частиц основано на измерении ионизации или интенсивности излучения Вавилова — Черенкова вторичных заряженных частиц, возникающих в процессе взаимодействия первичных нейтральных. Этот метод широко применялся для определения энергии фотонов и π^0 -мезонов с помощью черенковских спектрометров полного поглощения или сцинтилляционных спектрометров полного поглощения на основе кристаллов NaI [15, 16]. Поскольку радиационная длина и, следовательно, размеры электромагнитного ливня малы, небольшие

по размерам стеклянные блоки или кристаллы NaI достаточны для поглощения большей части энергии, выделившейся в ливне.

В случае сильно взаимодействующих частиц длина свободного пробега изменяется в зависимости от материалов в диапазоне 10—60 см. Поэтому для поглощения основной доли ядерного каскада необходимы детекторы больших геометрических размеров. С очень малой вероятностью среди всех актов взаимодействия нейтронов будут и такие, в которых большая часть кинетической энергии нейтрона будет передана генерированным в таких актах n^0 -мезонам. В этом случае число фотонов излучения Вавилова — Черенкова электромагнитного ливня будет пропорционально энергии первичного нейтрона. На принципе регистрации такой компоненты ядерного взаимодействия основан ДНПП, применявшийся для измерений полных сечений взаимодействий нейтронов в интервале энергий 2,6—8,3 Гэв [17]. Аппаратурой регистрировались только те случаи взаимодействия нейтронов, выделение энергии от которых превышало некоторую пороговую энергию. Черенковский спектрометр состоял из блока свинцового стекла длиной около 20 радиационных единиц, что соответствовало примерно двум средним свободным ядерным пробегам. Калибровка энергетического порога детектора была проведена на пучке электронов. Абсолютная эффективность детектора не определялась, поскольку он фактически применялся для относительных измерений, для которых было важно лишь постоянство порога регистрации. Энергетическое разрешение в зависимости от энергии изменялось в пределах 10—20%.

Практической реализацией возможных методов регистрации и измерения энергий высокоэнергичных нейтронов явилось создание ДН, в которых измеряется ионизация только на некоторых дискретных участках ядерного каскада, развивающегося в поглотителе. Впервые детекторы, основанные на этом принципе, применялись только для регистрации нейтронов, поглотитель-конвертор применялся для увеличения эффективности регистрации [1, 18].

Исследования советских ученых в области разработки и применения ионизационных калориметров в физике космических исследований [19, 20] положили начало широкому применению детекторов полного поглощения как в физике космических исследований, так и в физике высоких энергий и элементарных частиц на ускорителях [10, 14, 21—34].

Как правило, для измерения ионизации между пластинами поглотителя применяются сцинтилляционные счетчики, обладающие большим быстродействием по сравнению с пропорциональными камерами. Детекторы с пропорциональными камерами, применяемые в качестве квантометров для высоких энергий γ -квантов [35], также могут работать в качестве ДНПП.

Калибровка ДНПП. Работу ДНПП можно охарактеризовать такими параметрами, как эффективность регистрации, энергетическое разрешение, линейность и способность исключать электромагнитные каскады. Все эти характеристики ДНПП можно получить экспериментально на ускорителях, проводя исследования в пучках нейтронов и протонов высоких энергий.

В работе Энглера и др. [28] была осуществлена калибровка детектора, в котором поглотителем было железо. Выбор поглотителя в детекторах полного поглощения имеет большое значение: с одной стороны, длина свободного ядерного пробега λ_i должна быть мала, а с другой, радиационная длина λ_r — достаточно большой. Такое требование необходимо, чтобы уменьшить геометрические размеры детектора и создать условия оптимальной регистрации не только вторичных заряженных частиц, но и π^0 -мезонов. В этом отношении предпочтительно применение железа ($\lambda_i = 135$ г/см², $\lambda_r = 13,9$ г/см²) или меди. Использование свинца ($\lambda_i = 200$ г/см², $\lambda_r = 6,5$ г/см²) приводит к необходимости применения в детекторе большого числа элементов. Для исследований были созданы детекторы двух типов, содержавшие 20 и 40 пластин сцинтиллятора (счетчик 1 и счетчик 2 соответственно). Исследования характеристик детектора проводились в пучках протонов и нейтронов. Основная цель этих исследований — оптимизация энергетического разрешения детектора, для чего было изучено влияние полной длины стального поглотителя, толщины отдельных пластин и их числа, линейность и энергетическое разрешение.

Конструкции детектора. О конструкции счетчика 2 можно составить представление на основании рис. 9. Счетчик состоит из 40 сцинтилляционных пластин размерами $40 \times 40 \times 0,7$ см. Счетчик 1 — 20 сцинтилляторов толщиной по 10 мм. Сцинтилляторы через люцитовые световоды соединены с одним ФЭУ типа 60 АУР. Отношение общей площади сцинтилляторов, через которую выводится свет, к площади фотокатода ФЭУ равняется 2,5. В процессе работы стальные пластины тех же поперечных размеров, но с различными толщинами, размещаются между сцинтилляторами. Максимально возможная толщина всего набора пластин 80 см (632 г/см²). В большинстве случаев применяются одинаковые по толщине стальные пластины, но в принципе желательно иметь более тонкие пластины в максимуме каскада.

Для отбора случаев с определенным местом начала развития каскада или определения его длины используются счетчики антисовпадений и триггерные счетчики (см. рис. 9). Перед всем блоком детектора располагаются внешний конвертор и триггерный счетчик T . В пятый по порядку промежуток вставляется пробный счетчик РВ1 для отбора случаев развития каскадов в начальной части детектора. Второй пробный счетчик РВ2 размещается

в 26 промежутке для отбора случаев развития каскадов с некоторой минимальной длиной, соответствующей толщине поглотителя между этими двумя счетчиками. Найдено, что эти два счетчика приобретают важное значение в подавлении случаев регистрации γ -квантов. Для исключения случаев регистрации каскадов, размеры которых превышают соответствующие размеры детектора, применяются счетчики антисовпадений B и S размерами 40×40 см и 50×30 см соответственно.

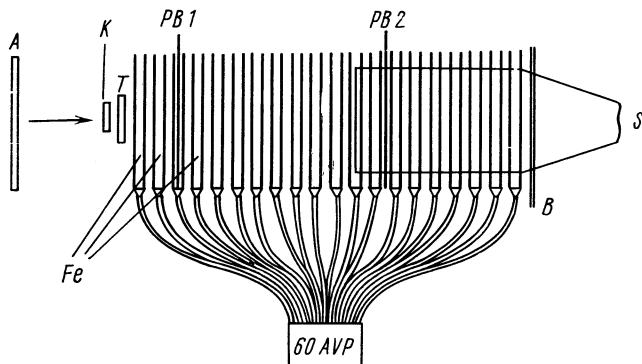


Рис. 9. Схема ДНПП [28]:

A — антисовпадающий счетчик; K — внешний конвертор; T — триггерный счетчик; Fe — пластины стального поглотителя; $PB1$, $PB2$ — сцинтилляционные триггерные счетчики, применяемые для улучшения энергетического разрешения и подавления γ -фона; S , B — боковые и задний сцинтилляционные антисовпадающие счетчики

Исследование условий сбора света на катод ФЭУ проводится с помощью импульсного источника света, помещавшегося в начале каждого световода. Эти исследования показывают, что несмотря на разные кривизны и размеры световодов условия сбора света в пределах $\pm 10\%$ одинаковы.

Проверка однородности различных пластин сцинтилляторов проводится с источником ^{90}Sr . Отклонение от среднего сигнала не превышает $\pm 11\%$. Проверка однородности чувствительности поверхности фотокатода показывает, что она изменяется в зависимости от места облучения в пределах $\pm 15\%$.

Выходной сигнал с анода ФЭУ подается на вход дискриминатора, выходной сигнал которого используется в логической схеме установки. Линейный сигнал для гарантии высокой линейности берется с десятого диода, он поступает на вход многоканального анализатора.

Для подавления помех, создаваемых послепульсами ФЭУ, применяются входные ворота, которые пропускают только основ-

ной импульс. Амплитудное распределение, полученное без стальных пластин на пучке протонов с импульсом $23,5 \text{ Гэв/с}$, приводится на рис. 10. Полная ширина на полувысоте равна 17% , ожидаемая из распределения Ландау — $14,7\%$.

Исследования ливневых характеристик. 1. *Изменение толщин пластин поглотителя.* Для большинства случаев измерения проводятся на пучке протонов, импульс которых можно изменять в диапазоне $6—24 \text{ Гэв/с}$, при разбросе, не превышавшем 5% . Некоторые измерения выполняются на нейтронном пучке, образованном на бериллиевой мишени под 0° ускорителя ЦЕРНа.

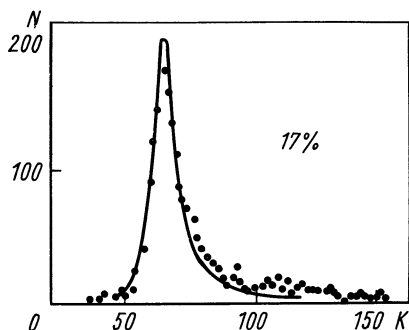


Рис. 10. Амплитудное распределение, полученное в детекторе:

... — без применения конвертора;
 — — распределение Ландау; экспериментальное разрешение — 17% , предсказание по Ландау — $14,3\%$; K — здесь и далее номер канала амплитудного анализатора

ном на бериллиевой мишени под 0° ускорителя ЦЕРНа.

В первую очередь измеряется поглощение протонов с импульсом $p = 23,5 \text{ Гэв/с}$ и нейтронов (среднее значение $pc = 20 \text{ Гэв}$). В счетчике 1 во все 20 промежутков вставляются стальные пластины одинаковой толщины. Счет детектора нормируется на монитор. Исследования выполняются для 15 значений толщин пластин. Относительное распределение счета детектора аппроксимируется выражением

$$\begin{aligned} N/N_0 &= 1 - \\ &- \exp(-D_{\text{Fe}}/\lambda_{\text{Fe}} - D_{\text{Sc}}/\lambda_{\text{Sc}}), \end{aligned}$$

где D — толщина; λ — длины свободного пробега для стали и сцинтиллятора. Различия между протонами и нейтронами в смысле поглощения не обнаружено, а значения среднего свободного пробега равны $(17,1 \pm 0,3)$ и $(68,5 \pm 1,5) \text{ см}$ для стали и сцинтиллятора. При общей толщине стали 80 см обеспечивается эффективность регистрации, равная $98,2\%$.

Амплитудные распределения в зависимости от полной толщины стали в счетчике 1 получены изменением толщины всех пластин от 1 до 3 см с шагом $0,5 \text{ см}$, что соответствует полной толщине стали $20, 30, 40, 50$ и 60 см . Распределения (рис. 11) показывают, что с увеличением общей толщины разрешение улучшается ($85, 49, 39, 34$ и 32% соответственно), хотя максимум распределения смещается в сторону меньших номеров каналов анализатора. Это связано с тем, что при увеличении общей толщины поглотителя растет доля энергии, поглощаемой в детекторе, но вместе с тем все меньшая часть этой энергии приходится на сцинтиллятор, кроме того, начинают сказываться большие флуктуации в поглощении низкоэнергичных частиц в индивидуальных поглотителях.

Узкий пик в начале распределений связан с ионизационными потерями частиц, проходящих детектор без взаимодействий, его вклад с ростом толщины поглотителя уменьшается. Этот пик может служить для градуировки положения главного максимума. Основные эффекты, определяющие разрешение, — доля полной энергии, оставляемая в детекторе, и флуктуации энергии, поглощенной в сцинтилляторе.

Влияние поглощения вторичных частиц индивидуальной пластиной поглотителя исследовалось в измерениях при общей толщине поглотителя, равной 40 см, но с разным числом пластин

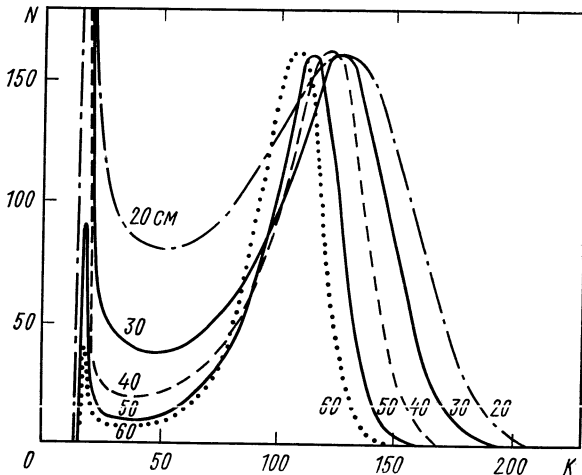


Рис. 11. Амплитудные распределения для различных толщин поглотителя в детекторе: числа у кривых означают полную толщину стального поглотителя детектора

в наборе — 20 и 10; в последнем случае эти пластины размещались в каждом втором промежутке. О степени влияния поглощения можно судить по разрешению, равному 39% для 2-см пластин и 43% для 4-см пластин.

2. *Энергетическое распределение по оси ливня.* Для проверки теоретических расчетов проводились измерения энергии, поглощаемой детектором вдоль оси ливня, с помощью пробного сцинтилляционного счетчика размером $40 \times 40 \times 1,5$ см, устанавливаемого последовательно в различных промежутках. Распределения, полученные таким образом, показывают, что основная доля энергии выделяется на расстояниях, соответствующих одному-двум свободным пробегам. Наибольшая амплитуда соответствует примерно 30—40 ионизирующим частицам при облучении протонами с импульсом $p = 23,5$ Гэв/с.

3. *Улучшение характеристик детектора.* Хотя основная доля энергии выделяется в начальной части детектора, из-за потери части вторичных частиц, выходящих из детектора, не удастся получить хорошее энергетическое разрешение без специальных мер. Одной из таких мер является применение внешнего конвертора.

Внешний конвертор (см. рис. 9) и счетчик T служат для отбора только случаев развития каскада, начавшегося во внешнем конверторе. Применение тонкого внешнего конвертора существенно снижает эффективность всего детектора, но вместе с тем улучшает энергетическое разрешение, снижает роль краевых эффектов основного детектора, создает большую определенность в эффективном телесном угле, охватываемом детектором. Поперечные размеры внешнего конвертора 5×10 см при толщине 2 см. Порог дискриминации для счетчика T выбирается на уровне, соответствующем прохождению более чем одной частицы через него, что отвечает отбору случаев начала развития ливней во внешнем конверторе. В зависимости от энергии первичных протонов в такой постановке разрешение улучшилось на фактор от 1,15 до 1,25.

При взаимодействии нейтрона с поглотителем в части случаев возникают вторичные заряженные частицы, летящие назад; при наличии антисовпадательного счетчика перед детектором такие события частично исключаются, что приводит к уменьшению эффективности регистрации. Этот эффект исследуется с помощью пробного счетчика РВ1, установленного в пятый промежуток. Сигнал от этого счетчика включается в триггер. При работе с протонным пучком порог регистрации для этого счетчика устанавливается выше уровня ионизационного пика. В этих условиях ожидаемая эффективность должна быть равной 0,43. Для протонов с импульсом, равным $23,5$ Гэв/с, измеренная эффективность составляет $(48 \pm 3)\%$, следовательно, около $(9 \pm 2)\%$ случаев взаимодействия после счетчика РВ1 дают вклад в триггер за счет частиц, летящих назад.

Установка счетчиков антисовпадений S с боков детектора и счетчика B позади него позволяет исследовать эффект выбывания частиц в стороны и назад. Для полной толщины поглотителя 80 см эти счетчики уменьшают эффективность детектора (рис. 12). На рисунке приведена зависимость отношения счета с включением счетчика B в систему триггера к счету без этого счетчика в триггере от полной толщины стального поглотителя. Для нейтронов с импульсом $p = 20$ Гэв/с это отношение $R = 0,75$ при полной толщине поглотителя, равной 80 см.

Включение в триггер счетчика РВ1 в режиме дискриминации, отвечающей прохождению через него одной частицы, соответствует конверсии в начальной части детектора. Включение в триггер

счетчика РВ2 и поступление от него сигнала означает, что по крайней мере одна частица доходит до него. Таким образом, совпадение РВ1 и РВ2 позволяет существенно снизить вклад регистрации случаев электромагнитных ливней.

Между этими двумя счетчиками 40 см стали (22 радиационные единицы) почти всегда поглощают весь электромагнитный ливень. На рис. 13 показано амплитудное распределение для случая облучения детектора пучком нейтронов ($p = 20 \text{ Гэв}$) с 30%-ной примесью γ -квантов при включении только одного счетчика РВ1

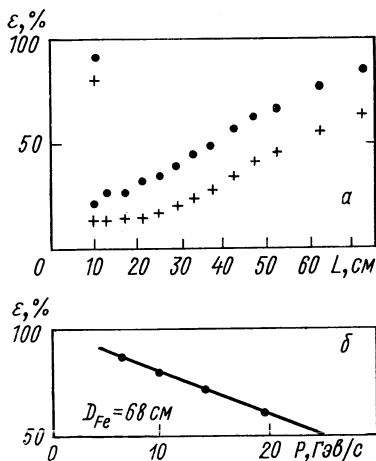


Рис. 12. Зависимость эффективности детектора от полной толщины стального поглотителя (а) для нейтронов с импульсом 10 (●) и 20 Гэв/с (+) и от импульса нейтронов при фиксированной толщине поглотителя (б)

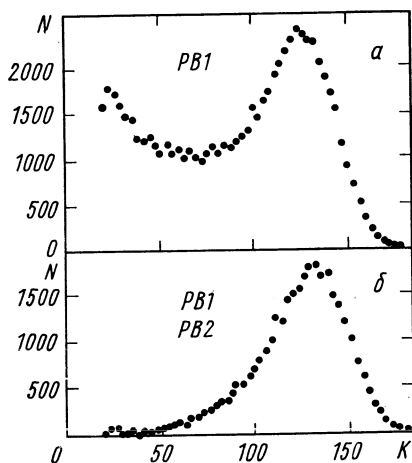


Рис. 13. Амплитудные распределения при включении в систему триггера только одного счетчика РВ1 (а) и счетчиков РВ1 и РВ2 одновременно (б). Облучение детектора проводилось пучком нейтронов при наличии 30% примеси γ -квантов. Включение счетчика РВ2 позволяет существенно подавить события, связанные с развитием электромагнитных каскадов от γ -квантов

и при включении в триггер обоих счетчиков. При этом эффективность для протонов с импульсом $p = 23,5 \text{ Гэв/с}$ равна $(36 \pm 2)\%$. При прохождении частиц на расстоянии до 5 см от краев средняя амплитуда уменьшается до 85% по сравнению с амплитудой, соответствующей прохождению частиц по центру, при одновременном ухудшении разрешения с 22 до 30%. При этом отношение R становится равным 0,25 вместо 0,75 для центра. Этот эффект привел к уменьшению первых четырех поглотителей перед счетчиком РВ1 и самого счетчика РВ1 до значения $6 \times 12 \text{ см}^2$ для конечной версии детектора.

4. *Энергетическое разрешение и линейность.* Зависимость положения максимума амплитудного распределения от импульса протона приведена на рис. 14. Разрешение при этих изменениях импульса меняется от 65 ($pc = 6,5 \text{ Гэв}$) до 23% ($pc = 23,5 \text{ Гэв}$). Улучшение разрешения связано с увеличением общих размеров

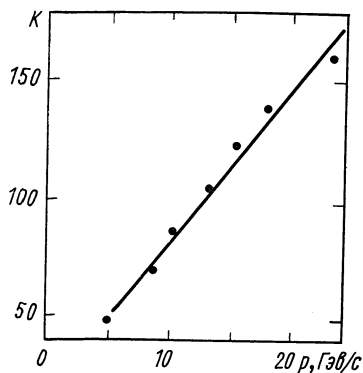


Рис. 14. Зависимость положения максимума амплитудного распределения от импульса нейтронов

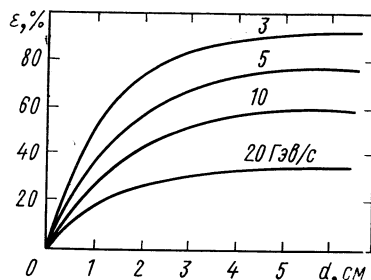


Рис. 15. Расчетная зависимость разрешения детектора от толщины пластины стального поглотителя для нейтронов с различными импульсами

детектора. Это также подтверждено моделированием процессов развития ядерно-электромагнитного каскада, сделанного по модифицированной программе [36]. На основании экспериментов и расчетов можно сделать следующее заключение:

1) для тех энергий нейтронов, с которыми предполагалось использовать детектор, полная толщина стали в детекторе должна быть равна около 1 м;

2) диаметр детектора должен быть более 60 см с уменьшением диаметра фронтальной части детектора и счетчика РВ1;

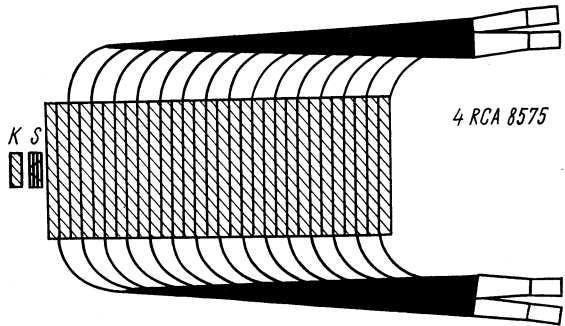
3) толщина каждой из пластин поглотителя не должна быть более 2 см для нейтронов низких энергий: при более высоких энергиях возможно использование пластин 4-см толщины, что приводит и к уменьшению числа пластин сцинтилляторов. Этот вывод основан на расчете программным путем (рис. 15).

Детекторы полного поглощения для адронов высоких энергий ($E_0 \leq 300 \text{ Гэв}$). В работе [33] описана калибровка детектора с рабочей площадью $1,5 \times 1,5 \text{ м}$, являющегося составной частью нейтронного эксперимента во ФНУЛ (Батавия). Его назначение — измерение энергий адронов в реакциях с быстрыми нейтрино, например $\nu + N \rightarrow \mu^- + \text{адрон}$. Для калибровки была изготовлена модель детектора с уменьшенными поперечными размерами из 14 блоков, каждый из которых состоит из стальной и сцинтилляционной пластин толщиной 102 и 9,5 мм соответственно.

Перед детектором расположен телескоп из двух маленьких счетчиков по центру детектора и большого антисовпадательного счетчика с отверстием по центру для пропускания пучка частиц. Этот счетчик перекрывает собой весь детектор. Поперечные размеры детектора-модели 254×355 мм. Каждый сцинтиллятор соединен со своим ФЭУ. Сигналы ФЭУ анализируются независимо для каждого случая и данные анализа записываются на магнитную ленту. Первоначально проводилась калибровка без стали. По этой калибровке было установлено, что ливень, генерированный 200 Гэв адронами, эквивалентен прохождению через детектор

Рис. 16. Схема ДНПП для исследований на пучках ФНУЛ (Батавия):

K — внешний конвертор; S — система сцинтилляционных счетчиков; детектор состоит из 30 блоков сцинтилляторов и стального поглотителя с общей длиной 900 г/см². Регистрация проводится четырьмя ФЭУ типа RCA 8575



более 1000 частиц с минимальной ионизацией. Получено разрешение $\pm 8,6\%$ для 200 Гэв ливней и 21% для протонов с энергией 28,5 Гэв. Расчеты по программе Монте-Карло, подобной описанной в работе [24], показали, что разрешение линейно зависит от толщины пластин конвертора до толщин примерно 300 мм, далее оно нелинейно уменьшается.

В работе [34] описаны калибровка и конструкция ДНПП для энергий нейтронов 300 Гэв. Детектор предназначен для измерения полных сечений взаимодействия нейтронов с энергиями 50—300 Гэв. Общая конструкция детектора аналогична ДНПП, рассмотренным выше. Детектор состоит из пластин стали размером $61 \times 61 \times 3,81$ см (рис. 16) и пластин сцинтиллятора размерами $61 \times 61 \times 0,635$ см. Всего в детекторе 30 таких блоков. Полная толщина детектора — 900 г/см² стали и 20 г/см² пластмассового сцинтиллятора. Свет сцинтилляций через гнутые люцитовые световоды попадает на четыре ФЭУ типа RCA 8575. Этот тип ФЭУ был выбран по высокой стабильности и широкому динамическому диапазону.

Проверка однородности чувствительности сцинтилляторов проводилась с помощью ¹⁰⁶Ru β-источника, размещавшегося в центре каждого сцинтиллятора. Частичной маскировкой каждого световода получались одинаковые амплитудные распределения от каждого из 30 сцинтилляторов в пределах $\pm 5\%$. Перед

детектором по его оси размещались семь сцинтилляционных счетчиков с круглыми сцинтилляторами различных диаметров (1,91—11,42 см) и стальной конвертор толщиной 2,54 см (20 г/см^2). На расстоянии нескольких метров от детектора устанавливался антисовпадательный счетчик. Амплитудные распределения, полученные при облучении детектора протонами двух энергий 200 и 300 Гэв, даны на рис. 17. Абсолютная градуировка детектора проведена в пучке μ -мезонов со средней энергией 10 Гэв. Потеря энергии μ -мезонами оценивается по табличным данным и составляет 1,82 Гэв. При энергии протонов 300 Гэв отношение амплитуд протон-мюон оказалось равным 120:1 с неопределенностью $\pm 5\%$. Из этого соотношения находится доля энергии, теряемой протонами в детекторе: $(72 \pm 5)\%$. Неэффективность, равная 28%, объясняется следующими причинами:

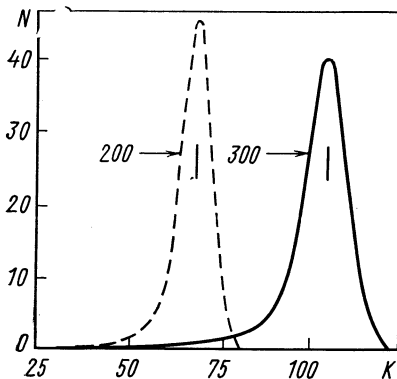


Рис. 17. Амплитудные распределения, полученные при облучении детектора протонами с энергией 200 и 300 Гэв

1) потери за счет быстрых нейтронов, выходящих из детектора;

2) меньшая эффективность регистрации медленных протонов и ядерных фрагментов по сравнению с релятивистскими частицами;

3) уменьшение эффективности регистрации электромагнитной компоненты из-за большой разницы критических энергий железа и сцинтиллятора;

4) наличие эффектов, связанных с различными отношениями между радиационной длиной и средним свободным пробегом для стали и сцинтиллятора и различием в зависимости dE/dx для этих материалов.

Для протонов с энергией 300 Гэв получено разрешение по энергии 12,8%.

Теоретический анализ свойств ДНПП. Наиболее точные данные о свойствах ДНПП как физического прибора можно получить при его калибровке в пучках нейтронов и протонов. До последнего времени эти данные получали лишь до энергий в десятки Гэв. Однако высокая стоимость исследований характеристик детектора не позволяет провести эти исследования полностью; вместе с тем при создании новых детекторов необходимо до изготовления детектора знать его свойства.

Чтобы распространить результаты небольшого числа экспериментов на другие энергии и попытаться описать свойства детек-

тора с целью оптимизации его параметров, были разработаны программы анализа методом статистических испытаний — программы Монте-Карло. Этот метод применялся в некоторых работах [24, 28, 36], причем в работе [24] описана программа исследования продольного развития ядерного каскада, в работе [36] — программа генерации пространственного развития ядерно-электромагнитного каскада в гомогенной среде. В работе [28] использовалась и модификация программы [36] для оптимизации детектора. Анализ должен, естественно, опираться на экспериментальные данные, полученные при исследовании процессов взаимодействия адронов. Анализу свойств детектора полного поглощения при высоких энергиях посвящена работа [37].

Описание модели каскада. Для расчета была принята следующая модель:

1) нейтрон (протон) с энергией E_0 попадает на детектор в точке $z = 0$;

2) в ядерном каскаде основное значение имеют нуклоны и пионы. Каждое адронное взаимодействие описывается распределением:

$$f(z) = \lambda_n^{-1} \exp(-z/\lambda_n),$$

где λ_n — длина пробега взаимодействия адронов (предполагается $\lambda_n = 165$ и 139 г/см² для пионов и нуклонов соответственно);

3) между столкновениями адроны теряют свою энергию на ионизацию с постоянным значением $dE/dx = 1,5$ Мэв/(г·см⁻²);

4) в каждом акте взаимодействия теряется энергия E_e , Мэв. Эта энергия тратится на кинетическую энергию нейтронов, протонов и ядерных фрагментов с малыми пробегами. Поскольку зависимость E_e от E хорошо не известна, расчеты ведутся по эмпирическим выражениям, взятым из работы [36]:

$$E_e = [0,2 + (E - 0,2) 0,125] \text{ Гэв}, \quad E \leq 3 \text{ Гэв};$$

$$E_e = 0,55 \text{ Гэв}, \quad E > 3 \text{ Гэв}.$$

Вероятность распределения числа вторичных частиц в каждом акте взаимодействия оценивается по распределению Пуассона;

5) рождение вторичных частиц возможно лишь в случае, когда импульсы пионов и нуклонов превышают величины $p_\pi = 0,5$ Гэв/с и $p_N = 1,0$ Гэв/с соответственно.

6) зависимость средней множественности \bar{N} от энергии предполагается в виде $\bar{N} = 1,70 \ln E - 0,06$ (E в Гэв), парциальные множественности $\bar{N}_{\pi^0} = 0,62 \ln E + 0,03$, $N_{\pi^\pm} = 1,08 \ln E - 0,09$;

7) каждый π^0 -мезон распадается на два γ -кванта с равномерным распределением по энергии между ними от нуля до полной

энергии π^0 -мезонов, каждый γ -квант возбуждает электромагнитный каскад;

8) инклюзивные сечения описываются в инвариантной форме согласно закону скейлинга:

$$Ed^3\sigma/dp^3 = Af_1(x) f_t(p_t);$$

функции $f_1(x)$ и $f_t(p_t)$ берутся из работ [36, 38];

9) распределение поперечных импульсов лидирующих частиц описывается как $f_t(p_t) = \exp(-Bp_t) + C \exp(-Dp_t^2)$. Продольный импульс определяется на основании законов сохранения;

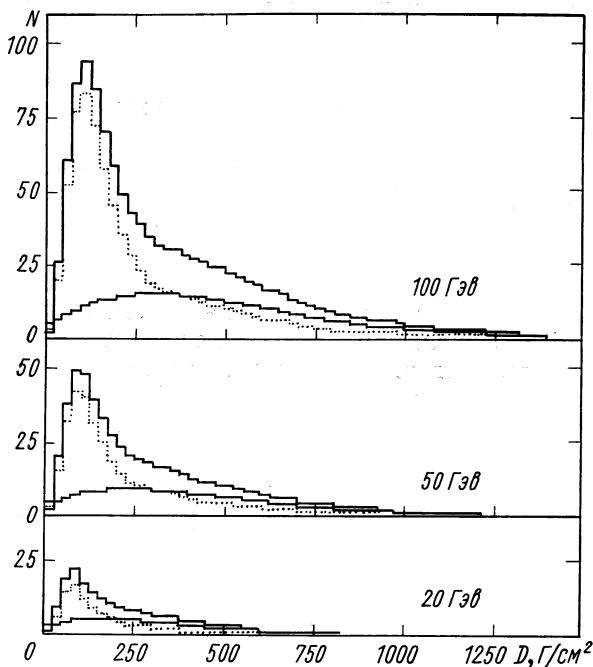


Рис. 18. Распределение числа заряженных частиц вдоль оси ливня для трех значений энергии первичного нейтрона:

— — электромагнитный каскад от распада π^0 -мезонов;
 ... — ядерный каскад и суммарное распределение ядерного и электромагнитного каскадов. Из рисунка следует, что основная доля детектируемых заряженных частиц связана с электромагнитным каскадом

10) в случаях, когда вторичная частица — нуклон, предполагается, что в некоторых взаимодействиях он может сохранить свое состояние или с той же вероятностью перейти в другое изотопическое состояние.

Электромагнитный каскад рассчитывается в следующих предположениях:

1) средний свободный пробег электрона

$$\lambda_e = X_0 / \ln(E/k_m),$$

где X_0 — радиационная длина; k_m — минимальная энергия, $k_m = 1$ Мэв;

2) спектр тормозного излучения описывается простым соотношением в форме $f(k) = A/k$ (A — константа);

3) средний свободный пробег фотона определяется как $\lambda_\gamma = 9/7 X_0$;

4) распределение энергии в парах равномерное от нуля до E_γ .

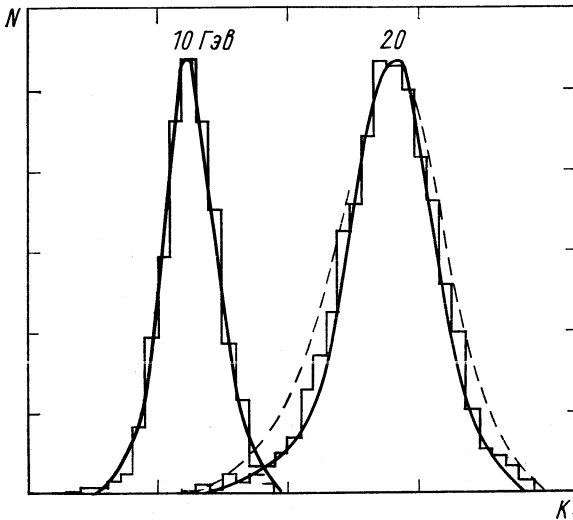


Рис. 19. Амплитудные распределения для энергий нейтронов 10 и 20 Гэв:

гистограммы — расчетные распределения; сплошные кривые — экспериментальные данные из работы [28]; пунктир — результат расчета [28]

Основные свойства ядерно-электромагнитного каскада. Результаты расчета среднего числа заряженных частиц в зависимости от глубины развития могут быть сформулированы следующим образом:

а) форма распределения подобна распределению в переходном процессе электромагнитного ливня;

б) с ростом энергии первичного нуклона положение максимума распределения в числе заряженных частиц логарифмически сдвигается в сторону больших глубин;

в) число частиц в максимуме линейно растёт с энергией.

Результаты расчета — пространственное распределение числа заряженных частиц в зависимости от глубины каскада для трех значений начальной энергии — даны на рис. 18.

Характеристики детектора. При расчетах характеристик детектора предполагается, что детектор однороден, имеет цилиндрическую форму длиной L и радиусом r , пластины поглотителя имеют одинаковую толщину, равную d . Для расчета величин амплитуд сигналов ФЭУ предполагается, что сигнал ФЭУ пропорционален полному числу заряженных частиц каскада, пересекающих сцинтиллятор.

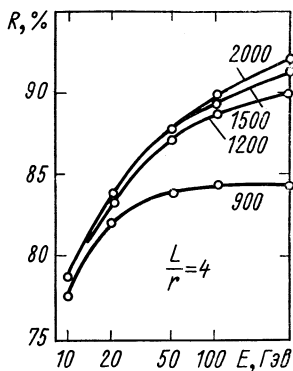


Рис. 20. Зависимость доли энергии нейтрона, оставляемой в детекторе R , от энергии нейтрона для детекторов с полной длиной стального поглотителя, равной 900, 1200, 1500 и 2000 $г/см^2$

Сравнение экспериментальных результатов, полученных в работе [28], с теоретической моделью указывает на удовлетворительное согласие. На рис. 19 даны экспериментальные данные, предсказание теоретической модели и расчеты по упрощенной модели [28].

Зависимость детектируемой доли энергии каскада от энергии первичной частицы E_0 и длины детектора L при неизменном отношении $L/r = 4$ дана на рис. 20. С ростом энергии первичной частицы доля энергии, уносимая частицами из детектора, уменьшается. За-

висимость разрешения (полуширины на полувысоте) от энергии для фиксированных длин детектора дана на рис. 21 и 22 — от длины детектора для различных значений энергии нейтронов. Для достаточно больших энергий ($E_0 > 20$ Гэв) и длин ($L > 1000$ $г/см^2$) разрешение описывается уравнением $R(E_0) = AE_0^{-b}$, причем с ростом энергии b увеличивается. Значение константы b для детекторов длиной $L = 1200, 1600$ и 2000 $г/см^2$ равно 0,23; 0,34; 0,36 соответственно.

На основании анализа экспериментальных результатов и теоретических расчетов можно сделать следующие выводы:

- 1) разрешение детектора сильно зависит от общей длины поглотителя, но начиная с некоторой длины разрешение остается постоянным;
- 2) такой же вывод следует и для зависимости разрешения от поперечных размеров детектора;
- 3) разрешение зависит и от толщины пластины поглотителя; для малых толщин эта зависимость линейная;
- 4) доля энергии каскада, регистрируемая детектором, с увеличением размеров детектора увеличивается. Когда первичная

энергия растет, из-за постоянства среднего значения импульса высокоэнергичная часть каскада получается более коллимированной, поэтому основная доля энергии уносится из детектора частицами, летящими в направлении первичной.

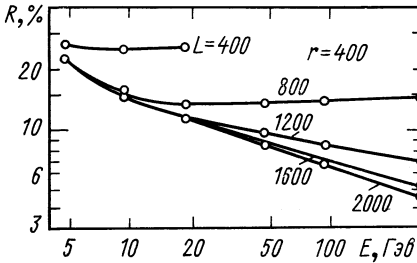


Рис. 21. Зависимость разрешения детектора от энергии при фиксированных длинах поглотителя

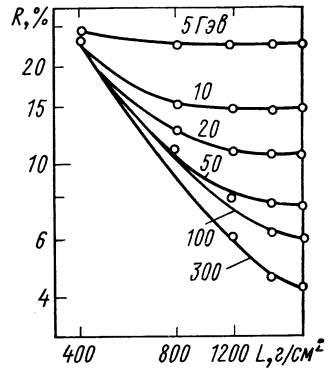


Рис. 22. Зависимость разрешения детектора от полной длины поглотителя для фиксированных энергий нейтрона

3. ДЕТЕКТОРЫ НЕЙТРОНОВ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭНЕРГИИ ПО ВРЕМЕНИ ПРОЛЕТА

Детекторы для определения энергии нейтронов по времени пролета фиксированного расстояния — пролетной базы — находят широкое применение в исследованиях при низких энергиях нейтронов. С развитием электроники, позволяющей измерять временные интервалы в десятки наносекунд с большой точностью (0,5—1 нсек), расширяется диапазон применения ДНВП в сторону высоких энергий.

Так, одним из первых с помощью такого детектора [39] выполнен целый цикл исследований [40—44] как полных и упругих сечений взаимодействия нейтронов с протонами и ядрами, так и поляризации в диапазоне энергий нейтронов 10—120 Мэв.

Измерение времени пролета проводится с помощью время-амплитудных преобразователей ВАП [4]. В качестве стартового сигнала для запуска ВАП используются сигналы сцинтилляционного счетчика, регистрирующего акт взаимодействия, в котором предполагается появление нейтрона. Иногда для этих же целей используется высокочастотная структура ускоренного внутреннего пучка протонов [46]. Стоп-сигналом для ВАП служит сигнал детектора нейтронов.

Общая схема построения ДНВП — сцинтиллятор, соединенный с одним или несколькими ФЭУ, образует блок детектора. При работе ДНВП в спектрометрах, работающих по принципу «недостающих масс», который широко используется в построении

бозонных спектрометров [47, 48] из-за требований перекрытия большого диапазона недостающих масс, большого телесного угла, охватываемого детектором ДНВП, как правило, состоят из большого числа блоков. В работе [49] описан ДНВП, состоящий из 145 блоков. Этот детектор предназначен для исследования процессов электророжения пионов $e^-p \rightarrow e^-n\pi^+$.

Метод недостающих масс. Предположим, что имеем дело с реакцией типа $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$, где 1, 2 и 4 — стабильные частицы, а 3 — или стабильная частица, или группа частиц, кинематические параметры которой не определены. Пусть M , E , P , T и β означают массу, полную энергию, импульс, кинематическую энергию и скорость частицы или группы частиц в лабораторной системе координат. Из законов сохранения следует

$$M_3^2 = M_1^2 + M_2^2 + M_4^2 + 2(E_1M_2 - E_1E_4 - M_2E_4 + P_1P_4 \cos \theta_4),$$

где θ_4 — полярный угол четвертой частицы относительно первичной. Точность в определении M_3 зависит от точности в измерении величин P_1 , P_4 , θ_4 :

$$\left. \begin{aligned} M_3 \partial M_3 / \partial P_1 &= P_4 \cos \theta_4 - \beta_1 (E_4 - M_2); \\ M_3 \partial M_3 / \partial P_4 &= (E_1 + M_2) (\beta_c \cos \theta_4 - \beta_4), \\ M_3 \partial M_3 / \partial \theta_4 &= P_1 P_4 \sin \theta_4; \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

здесь β_c — скорость системы центра инерции относительно лабораторной системы.

Зависимость импульса P_4 от угла θ_4 для различных значений M_3 приведена на рис. 23 [51]. Область (а), в которой $\partial M_3 / \partial P_4$ близко к нулю, является областью пика Якобиана. При фиксированных значениях P_1 и M_3 и $\theta_4 \simeq \theta_{\max}$ малым телесным углом в лабораторной системе координат соответствуют большие телесные углы в системе центра инерции. Поэтому даже с небольшой по габаритам установкой можно иметь хороший аксептанс.

Область, в которой $\partial M_3 / \partial \theta_4$ близко к нулю, соответствует области б (см. рис. 23). Это так называемая область нулевых углов. Основное преимущество работы в этой области заключается в существенном уменьшении требования к точности измерения углов θ_4 . Несмотря на ряд трудностей, например, большой вклад фона, чем в области пика Якобиана, метод нулевых углов применяется для исследований заряженных и нейтральных недостающих масс [50, 52, 53].

На рис. 23 показана и зависимость времени пролета нейтрона от угла его вылета. Для широких интервалов недостающих масс кинетические энергии нейтронов в области пика Якобиана изменяются от нескольких до сотен мегаэлектронвольт. Отсюда видно, что ДНВП должен обеспечивать хорошее пространственное разрешение (точность измерения энергий нейтрона) в соответствии

с условиями (4). Этими требованиями, высокой эффективностью регистрации, высоким акцептансом и определяются конкретные конструкции ДНВП.

Возможные конструкции ДНВП. 1. Большая пластина сцинтиллятора, размещаемая нормально к направлению полета нейтрона, просматриваемая четырьмя ФЭУ. Преимущество — небольшое количество ФЭУ для большой площади сцинтиллятора, хорошо фиксированная база пролета. Координаты в поперечном

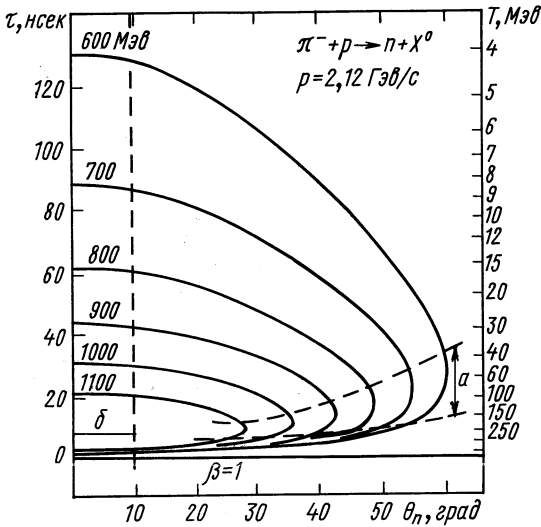


Рис. 23. Зависимость кинетической энергии нейтрона T и времени пролета τ от угла его вылета в реакции $\pi^- + p \rightarrow n + \chi^0$ ($p_\pi = 2,12 \text{ ГэВ/с}$) при различных значениях недостающей массы:
 а — область пика Якобиана; б — область нулевых углов

направлении определяются по разности времен распространения световых сигналов к ФЭУ. К сожалению, в таких системах не удастся обеспечить хороший светосбор на все ФЭУ. Исследования [51] с образцом размерами $40 \times 40 \times 5 \text{ см}$ дали пространственное разрешение $\pm 5,5 \text{ см}$.

2. Годоскопическая система из блоков сцинтилляторов, например, прямоугольной формы с ФЭУ, расположенным за сцинтиллятором. Поскольку свет от места возникновения сцинтилляции распространяется в направлении движения нейтрона, это уменьшает погрешность в определении энергии нейтрона из-за неопределенности точки взаимодействия (переменная пролетная база). Обеспечить хорошее пространственное разрешение можно,

только уменьшая поперечные размеры сцинтиллятора, что приведет к увеличению числа элементов детектора.

3. Длинные блоки сцинтиллятора круглого или прямоугольного сечения, просматриваемые ФЭУ с каждого торца. Поперечная координата определяется по разности времени прохождения световых сигналов на катоды ФЭУ [54], другая поперечная координата — размером блока в этом направлении.

На практике нашли применение ДНВП двух последних конструкций. Первая применяется в установках со счетчиками больших площадей, если требуется хорошее временное разрешение [55].

Энергетическое разрешение для ДНВП третьего типа определяется временным разрешением. Кратко остановимся на этом вопросе.

Временное разрешение. Процесс регистрации сцинтилляционным счетчиком можно разделить на несколько последовательных ступеней: 1) передача энергии ионизации сцинтиллятору; 2) сбор света на фотокатод ФЭУ после его излучения; 3) эмиссии фотоэлектронов и последующее умножение; 4) передача образовавшегося токового импульса с ФЭУ соответствующей электронной схеме.

Теоретические и экспериментальные исследования временных свойств сцинтилляционного счетчика [56—59] * показывают,

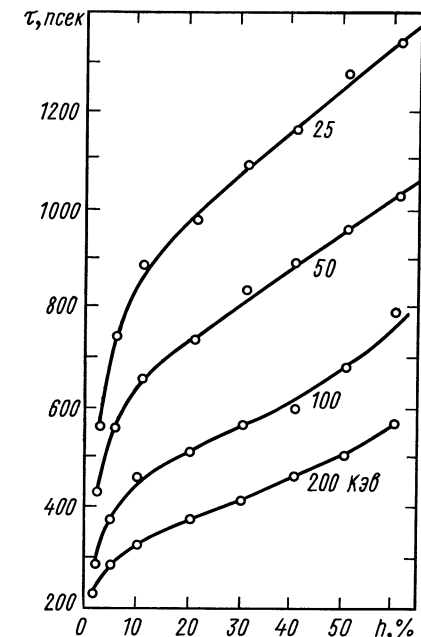


Рис. 24. Зависимость разрешения сцинтилляционного счетчика τ от порога дискриминации:

h — уровень порога в долях полной амплитуды импульса; цифры у кривых обозначают энергию, оставляемую электронами в сцинтилляторе.

что временное разрешение счетчика зависит от амплитуды и длительности световой вспышки, размера и формы сцинтиллятора, а также от уровня дискриминации регистрирующего устройства. Это положение иллюстрируется рис. 24, на котором дана зависимость разрешения от уровня дискриминации для различных значений энергии, оставленной в сцинтилляторе электроном.

* В этих работах по рассматриваемому вопросу имеется обширная библиография.

Зависимость разрешения от E хорошо описывается законом $E^{-1/2}$. В отличие от обычного сцинтилляционного счетчика, работающего в схемах быстрых совпадений, в котором разброс по амплитуде на выходе ФЭУ определяется разбросом в ионизационных потерях регистрируемой частицы (распределение Ландау) и условиям светосбора, в ДНВП регистрируются вторичные заряженные частицы с широким интервалом ионизационных потерь (в эквивалентной электронной энергии). Это в силу зависимости $E^{-1/2}$ может привести к ухудшению временного разрешения по сравнению с обычным счетчиком. Поэтому при выборе сцинтиллятора необходимо учитывать: 1) время его свечения, 2) прозрачность для пропускания света излучения и 3) сцинтилляционную эффективность. Конструкция счетчика

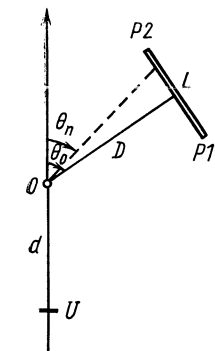


Рис. 26. Схема калибровки ДНВП из работы [51]:

U — счетчик, регистрирующий π^- -мезон; O — центр водородной мишени; d — расстояние OU ; D — расстояние от центра мишени до центра нейтронного счетчика, длиной L ; $P1$ и $P2$ — ФЭУ; θ_0 — угол между направлением на центр счетчика и направлением первичного пучка; θ_n — угол вылета нейтрона

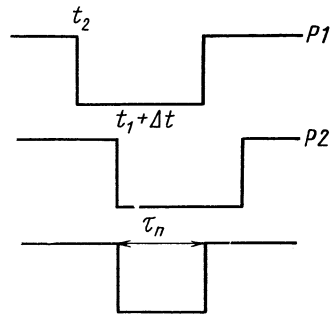


Рис. 25. Схема измерения времени пролета нейтрона τ_n по времени перекрытия временных сигналов от ФЭУ $P1$ и $P2$, поступающих в моменты t_1 и t_2 ; Δt — искусственно вводимая задержка в канал второго ФЭУ.

должна предусматривать равномерный сбор света из любой точки сцинтиллятора для обеспечения постоянства выходной амплитуды при одинаковой оставляемой в сцинтиляторе энергии.

Некоторые сведения о работе счетчиков в пропорциональном режиме можно почерпнуть из обзора [60].

Особенности ДНВП третьего типа. В конструкции подобного типа световой сигнал от места прохождения заряженной частицы попадает на катоды двух противоположных ФЭУ в момент времени t_1 и t_2 . Разница этих времен τ позволяет определить место прохождения; τ определяется по времени перекрытия импульсов 1 и 2 ФЭУ (рис. 25). На практике для удобства измерений в один из каналов заранее вводится фиксированная задержка Δt , большая, чем время прохождения светового сигнала по длине длины сцинтиллятора.

Схема размещения одного из блоков детектора в процессе калибровки и проведения эксперимента [51] дана на рис. 26. Разница во времени между сигналом счетчика U и каждым из двух ФЭУ — T_1 и T_2 — определяется

выражением

$$T_i = d/c + T_n + \frac{L/2 \mp D \operatorname{tg}(\theta_n - \theta_0)}{2};$$

знак (—) перед D относится к T_1 ; T_n — время пролета нейтрона от мишени до детектора; v и c — скорости распространения сигнала в сцинтилляторе и скорость света в вакууме.

Константа прибора $T_0 = d/c + D/c + L/2v$ определяется на прямом пучке заряженных частиц ($\theta_n = \theta_0 = 0^\circ$). Полагая $t_1 = T_1 - T_0$ и $t_2 = T_2 - T_0$, получаем выражение для определения времени пролета нейтрона:

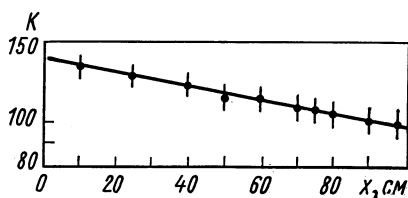
$$T_n = (t_1 + t_2)/2 + D/c.$$

Поскольку получить монохроматический пучок нейтронов на ускорителе невозможно, основные характеристики каждого блока ДНВП исследуются на пучке заряженных частиц. Проследим за этими операциями по работе [51].

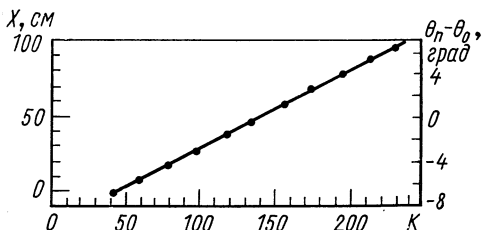
Амплитудное разрешение.

Амплитудное разрешение определялось на пучке μ -мезонов ($pc = 1$ Гэв). При толщине сцинтиллятора 18 см полные ионизационные потери μ -мезонов составляют примерно 40 Мэв. Для исследований применялся дополнительный

Рис. 27. Зависимость положения максимума амплитудного распределения от места прохождения μ -мезонов через сцинтиллятор. Рисунок иллюстрирует «прозрачность» сцинтилляторов, применяемых в ДНВП



Х — расстояние от одного из концов детектора до оси телескопа.



телескоп из небольших счетчиков $2,5 \times 2,5 \times 1,8$ см. Центр блока устанавливался по оси телескопа этих счетчиков C_1 и C_2 . Совпадения C_1C_2 открывали ворота анализатора, с помощью которого определялось разрешение. Оно оказалось равным $\pm 5,75\%$ для одного ФЭУ и $\pm 4\%$ для случая сложения импульсов.

Длина поглощения света. В космических лучах с тем же телескопом C_1C_2 была измерена длина поглощения света в сцинтилляторе. На рис. 27 показано амплитудное распределение в зависимости от положения телескопа C_1C_2 вдоль блока детектора (1 ФЭУ). На основании этого распределения получено значение $\lambda_{\text{погл}} = (385 \pm 50)$ см.

Пространственное разрешение было исследовано в тех же условиях. Положение максимумов амплитудных распределений по каналам анализатора в зависимости от положения телескопа (левая шкала) или угловой меры $\theta_n - \theta_0$ (правая шкала) дана на рис. 28. С учетом коррекции на конечную ширину счетчиков телескопа разрешение характеризуется средним отклонением $\pm 1,4$ см при хорошей линейности.

Однородность чувствительности вдоль всего блока исследовалась при космическом излучении, поскольку распределение падающих частиц однородно вдоль всего блока. В случае идеальной однородности по чувствительности распределение счета в зависимости от места про-

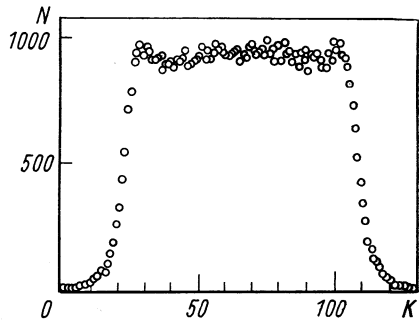


Рис. 29. Однородность чувствительности вдоль блока детектора. Эксперимент проводился при космическом излучении [51]

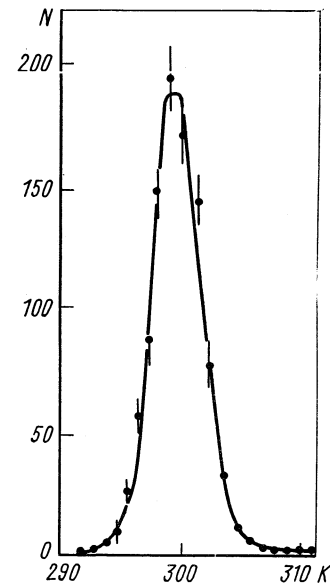


Рис. 30. Временное разрешение блока детектора. Полная ширина на полувысоте равна $0,7$ нсек

хождения должно иметь прямоугольную форму. Конечное пространственное разрешение должно привести к плавному изменению чувствительности на концах блока. Распределение показано на рис. 29. Плоская часть распределения в пределах 5% — прямая линия. Наблюдающееся плавное изменение распределения у концов сцинтиллятора согласуется с измерениями, выполненными с телескопом C_1C_2 .

Временное разрешение определялось на пучке π^- -мезонов, оно оказалось равным $\pm 0,35$ нсек (рис. 30).

Кроме исследований, описанных выше, необходимы проверка стабильности установки в течение длительного времени, проверка временных сдвигов в зависимости от стабильности высоковольтного напряжения для ФЭУ и т. д. и калибровка эффективности детектора во всем интервале энергий нейтронов, с которыми предполагается работать.

Эффективность ДН. Поскольку ДН на основе сцинтилляционного

счетчика не имеет 100%-ной эффективности, точность измерений таких величин, как, например, сечение того или иного процесса определяется точностью эффективности регистрации нейтронов. В ДН применяются органические сцинтилляторы, в которых только ниже 10 Мэв определяющее значение приобретают упругие $n - p$ -взаимодействия. С ростом энергии нейтронов начинают давать существенный вклад неупругие $n - C$ -взаимодействия, в частности такие реакции, как $^{12}\text{C} (n, n) 3\alpha$, порог которой равен 8,3 Мэв [61, 62]. Однако кинематика этой реакции слабо изучена, поэтому почти полностью отсутствует информация о распределении энергии между продуктами реакции. Из-за нелинейной зависимости сцинтилляционной эффективности от энергии для тяжелых частиц [63] знания суммарного значения выделившейся энергии недостаточно для проведения расчетов. Трудности в расчетах эффективности возникают и из-за необходимости установок порога регистрации для дискриминации шумов. В некоторых случаях предпочтительнее более высокий порог дискриминации, приводящий к существенному улучшению отношения сигнал — фон. Отбор случаев взаимодействия с сигналом, амплитуда которого выше установленного уровня дискриминации, приводит к непростой процедуре определения, какой тип взаимодействия вызывает появление сцинтилляционного импульса над порогом регистрации, а какой нет.

Но даже и при строгом учете, если он возможен, должны проводиться проверка и корректировка расчетов экспериментально. Эта необходимость связана с неопределенностью в сцинтилляционной эффективности детектора для различных частиц. Такая зависимость различна для сцинтилляторов различных типов, иногда даже для сцинтилляторов одного типа она может существенно отличаться. Это связано с наличием примесей, изменением прозрачности сцинтиллятора. Кроме этих факторов существенное значение приобретают и временные характеристики импульса сцинтилляции. Таким образом, эффективность регистрации должна проверяться экспериментально, в особенности если необходима высокая точность.

Градуировку ДН по эффективности можно провести несколькими методами:

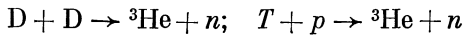
1) методом сравнения с детектором, эффективность которого известна [64];

2) в двухчастичных реакциях. При такой градуировке количество нейтронов, падающих на детектор, определяется по числу частиц, связанных с нейтроном кинематически. Примером таких реакций являются реакции упругого $n - p$ -рассеяния, перезарядки $\pi^+ p \rightarrow \pi^0 n$ реакции рождения резонансов [51, 65—73];

3) дифференциальный метод, первоначально использованный в работе [39]. Метод основан на измерениях относительной эффек-

тивности детектора со сцинтилляторами одинаковой геометрии, но с различным отношением числа атомов водорода и углерода. Абсолютная же эффективность каждого определяется из измеренного отношения эффективностей по полным сечениям $n - p$ и $n - C$ -взаимодействий [39, 74, 75];

4) градуировка сравнением измеренных угловых распределений с соответствующими дифференциальными сечениями реакций



и т. д. Этот способ градуировки широко применялся при низких энергиях нейтронов [61, 76—79]. Он дает только относительную эффективность регистрации.

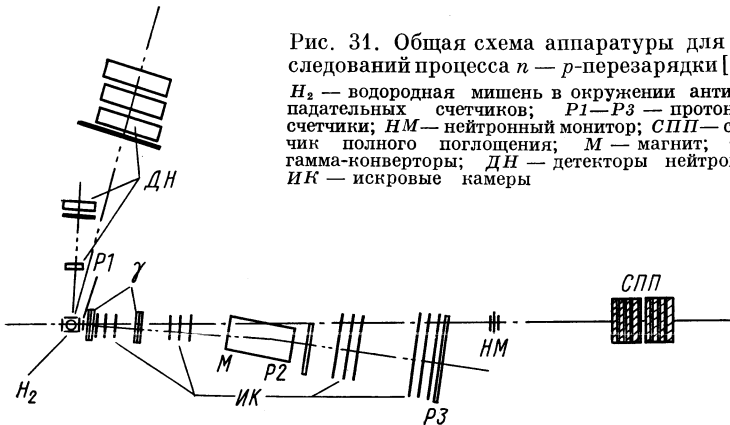


Рис. 31. Общая схема аппаратуры для исследований процесса $n - p$ -перезарядки [71]: H_2 — водородная мишень в окружении антисовпадательных счетчиков; $P1 - P3$ — протонные счетчики; $НМ$ — нейтронный монитор; $СПП$ — счетчик полного поглощения; $М$ — магнит; γ — гамма-конвертеры; $ДН$ — детекторы нейтронов; $ИК$ — искровые камеры

Эффективность детектора к нейтронам данной энергии зависит от типа, формы и размера сцинтиллятора. Кроме того, она не остается постоянной по всему сечению сцинтиллятора — уменьшается к его краям [64, 73], поэтому очень часто измеряется некоторая усредненная эффективность по всему сечению сцинтиллятора.

Градуировка эффективности $ДН$. Рассмотрим на примере работ [71, 72] процесс градуировки $ДН$. Общая схема установки, применявшейся для исследования процесса np -перезарядки [71], приведена на рис. 31. В ней использовались три типа детекторов, по терминологии этих авторов — длинные, короткие, малые. Весь процесс градуировки состоял из следующих ступеней: градуировка порога регистрации, градуировка эффективности детекторов в зависимости от энергии, введения поправок и интерполяции полученных экспериментальных данных при нескольких фиксированных энергиях на весь диапазон энергий, с которым предстояло работать в основном эксперименте.

Градуировка порога. Ввиду нелинейной зависимости сцинтиляционной эффективности для тяжелых заряженных частиц от энергии градуировка порога проводится в единицах эквивалентной электронной энергии. В качестве источников применялись изотопы ^{60}Co , ^{137}Cs , ^{24}Na .

В процессе градуировки проводился периодический контроль по форме спектров. Определение в полученном амплитудном распределении участков спектра и значений, соответствующих некоторым характерным особенностям в спектрах γ -источников, применявшихся при градуировке, — не совсем тривиальная задача хотя бы по следующим двум причинам: искажение регистрируемых спектров из-за конечного разрешения детектора, сцинтиллятор достаточно велик, чтобы проявлялось влияние многократного комптон-рассеяния. Были использованы два способа градуировки.

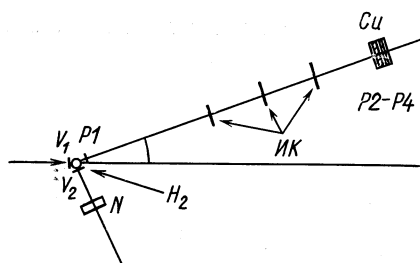


Рис. 32. Схема аппаратуры для калибровки эффективности ДН:

H_2 — жидководородная мишень; V_1 , V_2 — антисовпадательные счетчики; P_1 — P_4 — протонные счетчики; ИК — ищущие камеры для определения угла вылета протонов; Cu — медные фильтры для определения энергии протонов по пробегу; N — калибруемый ДН

комптон-рассеяния. Наилучшим образом спектры описывались в предположении, что на создание одного фотоэлектрона расходуется энергия, равная $0,06 \text{ Мэв}$. Причем это значение оказалось приемлемым для всех трех источников. Для источника ^{60}Co было получено значение энергии $1,15 \text{ Мэв}$ для широкой области значений разрешений детектора.

2. Спектр, полученный с источником ^{60}Co , градуировался по спектру электронов от источника $^{90}\text{Sr} - ^{90}\text{Y}$. Экспериментальное распределение спектра с помощью графика Кюри подгонялось к конечной энергии $2,26 \text{ Мэв}$. В пределах погрешности 5% результаты обоих методов градуировки дали совпадающие значения для энергии γ -квантов от источника ^{60}Co .

В результате градуировки порога была получена зависимость амплитуды выходного сигнала ФЭУ от энергии, оставленной электроном в сцинтилляторе.

Градуировка на пучках нейтронов. Измерение эффективности для нейтронов со спектром энергии в интервале $4-200 \text{ Мэв}$ проводилось по схеме, изображенной на рис. 32. Нейтроны коллимировались на водородную мишень диаметром около 40 мм . Размер изображения пучка на мишени $30 \times 30 \text{ мм}$. Протоны от реак-

ции упругого *np*-рассеяния, летящие под углом θ_p , регистрировались телескопом счетчиков $P_1 - P_4$. Три последних счетчика с медными фильтрами между ними служили для выделения протонов определенной энергии. Для более точного измерения направления протонов применялись искровые камеры, это позволило более точно определить энергию нейтронов, падавших на ДН, и уменьшить влияние эффектов, связанных с потерями из-за многократного рассеяния.

Амплитуды сигналов детектора, время пролета нейтронов, данные с искровых камер записывались в процессе градуировки на магнитную ленту. В целях уменьшения фона отбирались протоны с пробегом, близким к максимальному. Энергия нейтронов определялась по кинематике процесса. После оценки возможных погрешностей и соответствующих поправок на потери части нейтронов в мишени, ее стенках, воздухе, антисовпадательных счетчиках были рассчитаны эффективности для девяти значений энергии нейтронов.

В диапазоне энергий нейтронов ниже 4 Мэв градуировка проводилась с источником нейтронов. В качестве источника применялся изотоп ^{252}Cf ; в результате спонтанного деления ядер изотопа и последующего распада возникают нейтроны. Тонкий источник располагался внутри газового сцинтилляционного счетчика, детектировавшего заряженные фрагменты деления и тем самым дававшего начало отсчета для времяпролетных измерений. Эффективность была рассчитана по среднему числу нейтронов на одно деление ($3,750 \pm 0,028$) и энергетическому спектру нейтронов $N(E) \sim E^{1/2} \exp(-E/T)$ (E — энергия нейтронов; T — температурный параметр; $T \approx 1,5 \text{ Мэв}$ определялась эмпирически).

Интерполяция на промежуточные энергии. Для интерполяции измеренных значений эффективности была написана специальная программа Монте-Карло [80], с помощью которой можно рассчитать эффективность для промежуточных энергий, амплитуды импульсов для сцинтилляторов круглой и прямоугольной формы. Эта программа является существенной переработкой хорошо зарекомендовавшей программы [81], в которой применялся аналитический подход. В той степени, насколько это было возможно, физические предположения версии [81] были сохранены.

Преимущества программы Монте-Карло:

а) улучшена точность определения эффективностей толстого сцинтиллятора в области низких энергий нейтронов за счет учета кратного рассеяния нейтронов;

б) отпала необходимость предполагать цилиндрическую симметрию относительно направления падающих нейтронов;

в) появилась возможность анализировать краевые эффекты;

г) стало возможным сравнение расчетных спектров амплитуд ФЭУ с экспериментальными.

В программе предусмотрена вариация измеренных значений сечений $n - C$ -взаимодействий в пределах двойной погрешности. Энергетическая зависимость сечений пяти каналов реакций,

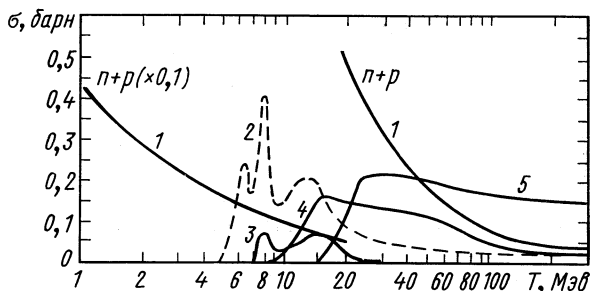


Рис. 33. Зависимость сечения взаимодействия нейтронов от энергии для различных каналов реакций: 1 — n - p -упругое рассеяние; 2 — $n + C \rightarrow n + C + \gamma$; 3 — $n + C \rightarrow \alpha + {}^9\text{Be}$; 4 — $n + C \rightarrow n + 3\alpha$; 5 — $n + C \rightarrow p + {}^{12}\text{B}$

использованных для программы, дана на рис. 33. При энергиях нейтронов ниже 25 $Mэв$ основной вклад дает упругий $n - p$ -процесс, значения сечений которого очень хорошо известны, поэтому

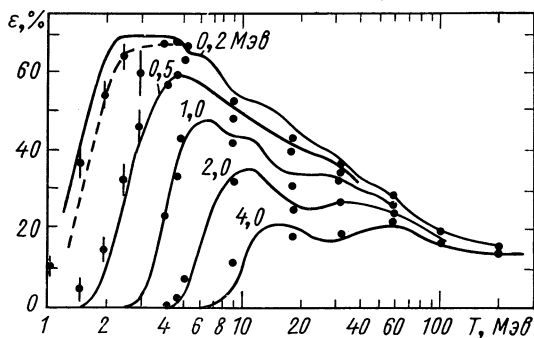


Рис. 34. Зависимость эффективности ДН от энергии нейтронов для различных порогов регистрации: порог указан в эквивалентной энергии электронов; пунктирная кривая получена для порога регистрации, равного 0,25 $Mэв$

в программе они не варьируются. Для энергий нейтронов выше 50 $Mэв$ доминируют процессы неупругого $n - C$ -взаимодействия.

Результаты расчетов по программе Монте-Карло вместе с экспериментальными результатами показаны на рис. 34. Для всех

порогов регистрации результаты расчетов и эксперимента согласуются между собой в пределах 5%. Отметим, что результаты расчетов по программе [81] отличаются от экспериментальных данных на 10% [64].

В процессе проведения основного эксперимента — исследования реакции $n - p$ -перезарядки и обработки данных — была проведена дополнительная проверка зависимости эффективности

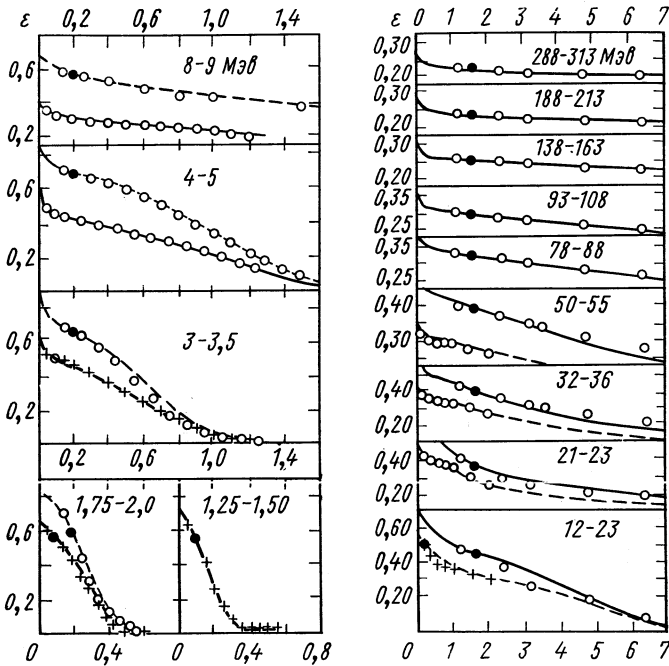


Рис. 35. Зависимость эффективности регистрации нейтрона от порога для различных интервалов энергий:

в интервале энергий до 1,5 Мэв эффективность показана только для маленьких счетчиков; в интервале 1,75—9 Мэв нижние кривые относятся к малым; верхние — к коротким счетчикам; для интервала энергий 12—55 Мэв нижние кривые относятся к коротким, а верхние к длинным счетчикам; для интервала энергий 78—313 Мэв кривые относятся только к длинным счетчикам; черные точки — нормировочная точка. Порог указан в эквивалентной энергии электронов

детекторов от порога регистрации. Предсказания, полученные расчетом, можно сравнить с экспериментом после произвольной нормировки экспериментальных распределений при каком-то одном значении порога.

Интегральные амплитудные распределения для всех трех типов ДН, применявшихся в эксперименте в диапазоне энергий

нейтронов 1,25—313 Мэв, даны на рис. 35. Каждое распределение нормировано на расчетное для значений порога, отмеченных черными точками. Наилучшее согласие экспериментальных и расчетных данных получено для длинных счетчиков. Для коротких и малых распределения хорошо согласуются, если измеренные амплитуды импульсов умножить на фактор 1,15.

Расчеты эффективности ДН с помощью программ и сравнение расчетных и экспериментальных значений для энергий нейтронов $E_n < 15$ Мэв приведены в работах [61, 82, 83], там же дано краткое описание логики программ.

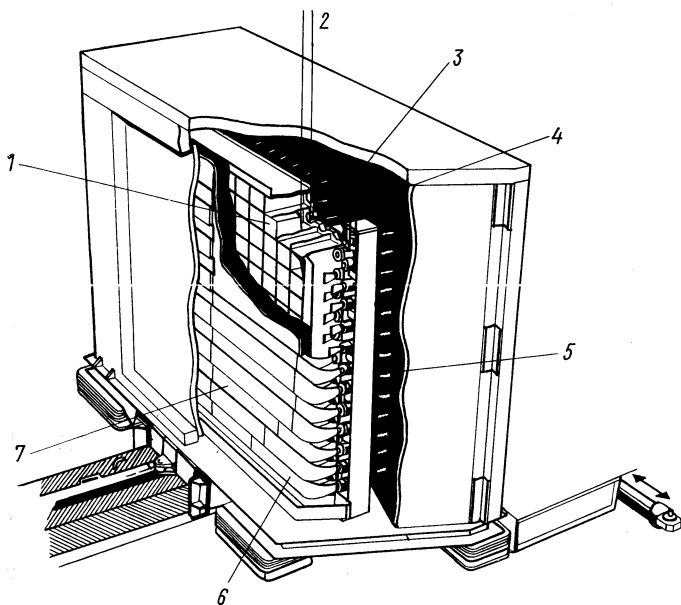


Рис. 36. Схема ДНВП для исследования реакции $e^-p \rightarrow e^-\pi^+$: 1 — блок сцинтиллятора размером $15,3 \times 15,3 \times 27$ см³; 2 — воздушный световод; 3 — ФЭУ типа RCA 8575; 4 — светодиод; 5 — ФЭУ типа 56 AVP; 6 — световод; 7 — сцинтиллятор антисовпадательного счетчика

В качестве иллюстрации приведем два примера ДНВП второго и третьего типа, интересных как по конструктивному исполнению, так и по полученным с ними физическим результатам. Большой детектор, который предназначен для экспериментов по электророждению, сопровождающемуся в конечном состоянии нейтроном, в частности для исследования процессов $e^-p \rightarrow e^-\pi^+n$ вблизи пороговой области, описан в работе [49]. В этом эксперименте пучок электронов фокусируется на жидководородную мишень

диаметром 3,8 и длиной 10 см. Рассеянные электроны регистрируются спектрометром высокого разрешения, энергия и угол вылета нейтрона измеряются ДНВП, имеющим общую площадь 3,39 м². Устройство, включающее ДНВП, весит 40 Т, и его можно установить на расстоянии от 3 до 8 м от мишени под углами от 12 до 63° к пучку электронов.

Фронтальная часть ДНВП перекрыта двойным слоем антисовпадательных счетчиков (рис. 36), которые служат и для измерения фона заряженных частиц, идущих от водородной мишени. Детектор состоит из 145 блоков сцинтилляционных счетчиков размерами 15,3 × 15,3 × 27 см. Каждый сцинтилляционный блок просматривается одним ФЭУ типа RCA 8575 через воздушный световод. Антисовпадательные счетчики состоят из 26 пар сцинтилляционных пластин толщиной 1 см, каждая пара перекрывает по вертикали один блок нейтронного детектора. Сцинтилляторы через световод, повернутый на угол 90°, соединяются с ФЭУ типа 56 AVR. Весь блок ДНВП закрыт свинцом толщиной 2,5 см со стороны мишени и 10 см с других сторон. Совпадения пяти сцинтилляционных, черенковского и свинцово-люцитового ливневого счетчиков,

расположенных в плече электронного спектрометра, образуют «электронный триггер» и служат стартовым импульсом для времяпролетных измерений. Поскольку один из счетчиков в этом плече, служащий для создания импульса «нуля», имеет большие размеры, по данным годоскопа вводится поправка на время сбора света. Порог дискриминации детектора, равный 15 Мэв, устанавливается по комптон-спектру от гамма-источника. Временное разрешение, полученное при космическом излучении, равно 300 псек. Градуировка детектора по времени пролета проводится по реакции $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ при детектировании π^+ -мезона электронным плечом спектрометра. Модули детектора градуируются по эффективности на нейтронном пучке синхроциклотрона с максимальной энергией нейтронов, равной 137 Мэв. Модули градуируются при различных порогах от 2,4 до 13,5 Мэв эквивалентной энергии электронов. Окончательная обработка данных по эффективности была проведена по программе Монте-Карло [72, 80]. На рис. 37 приведены градуировочные кривые вместе с экспериментальными точками для двух порогов регистрации, равных

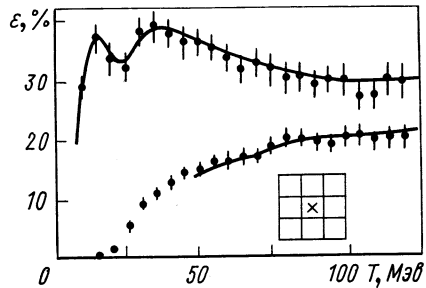


Рис. 37. Зависимость эффективности блока из девяти модулей от энергии нейтронов для двух порогов регистрации 2,4 и 9,5 Мэв. В обоих случаях нейтронный пучок проходил по оси центрального модуля

2,4 и 9,55 Мэв. При градуировке было исследовано влияние свинцовой защиты, окружающей детектор. На рис. 38 показано распределение по недостающей массе, полученное с ДН, отчетливо виден пик, соответствующий появлению π^+ -мезона в реакции $e^-p \rightarrow e^-n\pi^+$.

Подробное описание ДНВП, применявшегося в исследованиях процессов рождения резонансов в реакции $\pi^-p \rightarrow X^0n$, дано в работе [51]. Описание всей установки и физических результатов, полученных в целой серии экспериментов, можно найти в работах

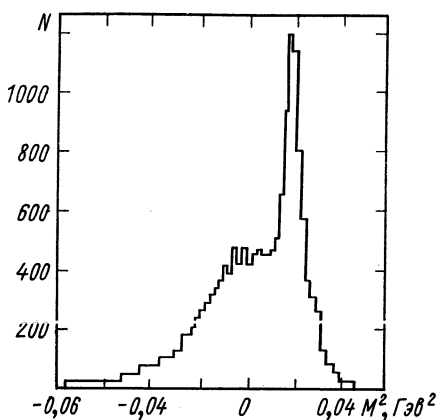


Рис. 38. Типичный спектр недостающих масс для реакции электропроизводства пиона, полученный с ДНВП

Зикики [84, 85]. ДНВП, являющийся частью большой универсальной установки, состоял из двух групп сцинтилляционных блоков размером $18 \times 18 \times 100$ см. Блоки в каждой из групп объединены в годоскопическую систему 6×2 счетчиков таким образом, чтобы по направлению полета нейтронов стояло два счетчика. Это было необходимо в целях увеличения эффективности регистрации, с одной стороны, и улучшения энергетического разрешения за счет более точного определения пролетной базы, с другой. Каждый блок сцинтиллятора просматривается через световоды, применявшиеся для улучшения линейности системы, двумя ФЭУ ХР 1040. Временной разброс всех 24 блоков не превышает $\pm 0,1$ нсек.

В установке кроме ДНВП применялся электронный детектор для регистрации электронов и γ -квантов. Детектор состоит из девятимодулей, в каждом из которых используются девять сцинтилляционных счетчиков ($120 \times 60 \times 2,5$ см), свинцовые конверторы и двухазорные оптические искровые камеры.

Детектор нейтронов, как правило, является одним из основных узлов целого комплекса аппаратуры, применяемой для исследований самых разнообразных процессов физики элементарных частиц. Эта аппаратура может включать в себя в зависимости от требований эксперимента системы сцинтилляционных триггерных счетчиков, искровых и пропорциональных камер, детекторов электронов и γ -квантов. Поэтому логика включения ДН определяется конкретным экспериментом. В настоящей части

обзора эти вопросы не рассматриваются, а будут являться предметом второй части, посвященной применению ДН для исследований в физике элементарных частиц.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Акимов Ю. К., Кузнецов А. С., Лексин Г. А. ПТЭ, 1956, № 2, с. 70.
2. Мещеряков М. Г. и др. «Докл. АН СССР, сер. физика», 1954, т. 99, с. 955.
3. Perl M. L. Phys. Rev. D, 1970, v. 1, p. 1857.
4. Gibbard B. G. e.a. Phys. Rev. Lett., 1970, v. 24, p. 22.
5. Gibbard B. G. e.a. Nucl. Phys. B, 1971, v. 30, p. 77.
6. Engler J. e.a. Phys. Lett. B, 1969, v. 29, p. 321.
7. Engler J. e.a. Nucl. Phys. B, 1973, v. 62, p. 160.
8. Coignet G. e.a. Nucl. Instrum. and Methods, 1972, v. 99, p. 19.
9. Aubert J. J. e.a. 1973 Intern. Conf. on Instrum., Frascati, p. 410.
10. Engler J. e.a. Phys. Lett. B, 1968, v. 27, p. 599.
11. Schludecker P. e.a. Instrumentation for high-energy Physics, Dubna, 1970, p. 772.
12. Tanenbaum W. Nucl. Instrum. and Methods, 1973, v. 106, p. 393.
13. Atac M., Majka R., Dhawan S. Nucl. Instrum. and Methods, 1973, v. 106, p. 389.
14. Rindi A. Nucl. Instrum. and Methods, 1974, v. 116, p. 471.
15. Зрелов В. П. Излучение Вавилова — Черенкова и его применение в физике высоких энергий. Т. II. М., Атомиздат, 1968.
16. Hofstadrer R. Nucl. Instrum. and Methods, 1968, v. 63, p. 136; Hughes E. B. e.a. Nucl. Instrum. and Methods, 1969, v. 75, p. 130.
17. Пантуев В. С., Хачатурян М. Н., Чувило И. В. «Ядерная физика», 1965, т. I, с. 134.
18. Galaktionov Yu. V. e.a. Nucl. Instrum. and Methods, 1965, v. 39, p. 351.
19. Григоров Н. Л., Мурзин В. С., Рапапорт И. Д. ЖЭТФ, 1958, т. 34, с. 506.
20. Мурзин В. С. «Ядерная физика», 1965, т. I, с. 835.
21. Murzin V. S. Progr. Elem. Particle Cosmic Ray Phys., 1967, v. 9, p. 247.
22. Мурзин В. С., Сарычева Л. И. Множественные процессы при высоких энергиях. М., Атомиздат, 1974.
23. Jones W. V. e.a. Nucl. Instrum. and Methods, 1969, v. 72, p. 173.
24. Jones W. V. e.a. Phys. Rev., 1969, v. 187, p. 1868.
25. Jones L. W. e.a. Nucl. Phys. B, 1972, v. 43, p. 477.
26. Whiteside H. Nucl. Instrum. and Methods, 1973, v. 109, p. 375.
27. Marshak M. L., Schmuëser P. Nucl. Instrum. and Methods, 1970, v. 88, p. 77.
28. Engler J. Nucl. Instrum. and Methods, 1973, v. 106, p. 189.
29. Kreisler M. N. e.a. Phys. Rev. Lett., 1968, v. 20, p. 468.
30. Parker E. F. e.a. Phys. Lett. B, 1970, v. 31, p. 246.
31. Jones L. W. e.a. Phys. Lett. B, 1971, v. 36, p. 509.
32. Engler J. e.a. Phys. Lett. B, 1970, v. 31, p. 669.
33. Barish B. C. e.a. Nucl. Instrum. and Methods, 1974, v. 116, p. 413.

34. Jones L. W. e.a. Nucl. Instrum. and Methods, 1974, v. 118, p. 431.
35. Katsura T. e.a. Nucl. Instrum. and Methods, 1972, v. 105, p. 245.
36. Ranf J. Nucl. Instrum. and Methods, 1970, v. 81, p. 29.
37. Baroncelli A. Nucl. Instrum. and Methods, 1974, v. 118, p. 445.
38. Cecconi G. Nucl. Phys. B, 1971, v. 28, p. 341.
39. Bowen R. H. e.a. Nucl. Instrum. and Methods, 1962, v. 17, p. 117.
40. Bowen P. H. e.a. Nucl. Phys., 1961, v. 22, p. 640.
41. Bowen P. H. e.a. Nucl. Phys., 1962, v. 30, p. 468.
42. Bowen P. H. e.a. Nucl. Phys., 1963, v. 40, p. 186.
43. Bowen P. H. e.a. Nucl. Phys., 1963, v. 41, p. 177.
44. Scanlon G. L. e.a. Nucl. Phys., 1963, v. 41, p. 400.
45. Акимов Ю. К. и др. Быстродействующая электроника для регистрации ядерных частиц. М., Атомиздат, 1970.
46. Mischke R. E., Shepard P. F., Devlin T. J. Phys. Rev. Lett., 1969, v. 23, p. 542.
47. Маглич Б. В кн.: Вопросы физики элементарных частиц. Вып. 5. Ереван, Изд-во АН АрмССР, 1966
48. McLeod D. e.a. Nucl. Instrum. and Methods, 1969, v. 72, p. 317.
49. Betti G. e.a. In: Proc. of 1973 Intern. conference on Instrum. for High-Energy Phys., Frascati, 1973, p. 422.
50. Binnie D. M. e.a. Phys. Rev. D, 1973, v. 8, p. 2789.
51. Bollini D. e.a. Nuovo cimento, 1969, v. 61, p. 125.
52. Cheshire D. L. e.a. Phys. Rev. Lett., 1972, v. 28, p. 520.
53. Focacci N. N. e.a. Phys. Rev. Lett., 1966, v. 17, p. 890.
54. Charpak G., Dick L., Feuvresl L. Nucl. Instrum. and Methods, 1962, v. 15, p. 323.
55. Paoluzi L., Visentin R. Nucl. Instrum. and Methods, 1968, v. 65, p. 345.
56. Hyman L. G. Rev. Scient Instrum., 1965, v. 36, p. 193.
57. Gatti E., Svelto V. Nucl. Instrum. and Methods, 1966, v. 43, p. 248.
58. Bengtson B., Moszynski M. Nucl. Instrum. and Methods, 1970, v. 81, p. 109.
59. Bialkowski J., Moroz Z., Moszynski M. Nucl. Instrum. and Methods, 1974, v. 117, p. 221.
60. Говорков Б. Б., Чукин В. С. ЭЧАЯ, 1972, т. 2, вып. 2, с. 765.
61. Chastel A. e.a. Nucl. Instrum. and Methods, 1971, v. 94, p. 493; Drog M. Nucl. Instrum. and Methods, 1972, v. 105, p. 573.
62. Hermsdorf D., Pasioka K., Seeliger D. Nucl. Instrum. and Methods, 1973, v. 107, p. 259.
63. Birks J. B. The theory and practice of scintillation counting. Pergamon Press, 1964.
64. Crabb D. G. e.a. Nucl. Instrum. and Methods, 1967, v. 48, p. 87.
65. Wiegand C. E. e.a. Rev. Scient. Instrum., 1962, v. 33, p. 526.
66. Gatti G. e.a. Nucl. Instrum. and Methods, 1963, v. 29, p. 77.
67. Brady F. P. e.a. Nucl. Instrum. and Methods, 1968, v. 58, p. 57.
68. Young J. C. e.a. Nucl. Instrum. and Methods, 1969, v. 68, p. 333.
69. Parsons A. S. L. e.a. Nucl. Instrum. and Methods, 1970, v. 79, p. 43.

70. **Chen K. W. e.a.** Nucl. Instrum. and Methods, 1970, v. 88, p. 219.
71. **Elfield M. e.a.** Nucl. Instrum. and Methods, 1972, v. 100, p. 237.
72. **Elfield M. e.a.** Nucl. Instrum. and Methods, 1972, v. 100, p. 355.
73. **Mc Naughton e.a.** Nucl. Instrum. and Methods, 1974, v. 116, p. 25.
74. **Baker C. A. e.a.** Nucl. Instrum. and Methods, 1970, v. 85, p. 259.
75. **Hunt J. B. e.a.** Nucl. Instrum. and Methods, 1970, v. 85, p. 269.
76. **Mubarakmand S., Anwar M.** Nucl. Instrum. and Methods, 1971, v. 93, p. 515.
77. **Thornton S. T., Smith J. R.** Nucl. Instrum. and Methods, 1971, v. 96, p. 551.
78. **Chastel A. e.a.** Nucl. Instrum. and Methods, 1971, v. 94, p. 493.
79. **Leloux P. e.a.** Nucl. Instrum. and Methods, 1974, v. 116, p. 41.
80. **Stanton N. R.** Preprint COO-1545-92, Ohio state University, 1971.
81. **Kurz R. J.** UCRL-11339. Lawrence Radiation Laboratory, 1964.
82. **Gustafsson B., Aspelund O.** Nucl. Instrum. and Methods, 1967, v. 48, p. 77.
83. **Lindstrom W. W., Anderson B. D.** Nucl. Instrum. and Methods, 1972, v. 98, p. 413.
84. **Zichichi A.** Ann. Phys., 1971, v. 66, p. 405.
85. **Zichichi A.** Intern. Conf. on Instrumentation. Frascati. 1973, p. 565.