

сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
дубна

3185/2-80

14/4-80

13-80-177

Д.Альбрехт, П.Конц, Ш.Конц, З.В.Крумштейн,  
Ю.П.Мереков, В.И.Петрухин, З.Фодор, Г.Хемниц,  
Н.Н.Хованский, Б.А.Хоменко, Хон Сын Му,  
З.Шереш, Я.Эре

ДВУХПЛЕЧЕВОЙ СПЕКТРОМЕТР  
ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ  
ТИПА  $A(p, \alpha d)B$  ПРИ ЭНЕРГИИ 670 МэВ

2. Аппаратура

1980

## ВВЕДЕНИЕ

В настоящей работе приводится описание двухплечевого спектрометра, созданного для изучения прямых ядерных реакций с вылетом быстрого дейтрона. Спектрометр размещен на выведенном пучке протонов с энергией 670 МэВ синхроциклотрона ОИЯИ. Формирование и транспортировка пучка до мишени описаны в предыдущей работе <sup>1/</sup>. Спектрометром регистрируются быстрые вторичные частицы под малыми углами  $/6-8^\circ/$  к первичному пучку с импульсами до 1800 МэВ/с в интервале  $\pm 4\%$  относительно выбранного импульса. В совпадении с быстрыми частицами могут детектироваться частицы малой энергии  $/20 \text{ МэВ} < E < 150 \text{ МэВ}/$ , вылетающие назад под углами от  $80^\circ$  до  $160^\circ$ . Таким образом, с помощью спектрометра можно измерять импульсы двух из трех конечных продуктов реакции типа  $A(p, \alpha)B$ , что позволяет определить энергию возбуждения остаточного ядра и импульсное распределение конечных продуктов, а это имеет первостепенное значение для получения сведений как о механизме реакции, так и о структуре ядра. Ранее <sup>2-4/</sup> такие реакции изучались в основном инклюзивно.

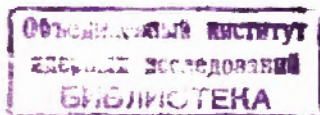
Схема спектрометра приведена на рис.1. Его основными узлами являются:

- а/ система измерения импульса быстрых частиц и определения их сорта по времени пролета;
- б/ система измерения энергии и угла вылета частиц, рассеянных назад;
- в/ система отбора событий и накопления данных.

В состав установки входят также мишенная станция и коллиматор для быстрых вторичных частиц.

### 1. КАМЕРА ДЛЯ МИШЕНЕЙ И КОЛЛИМАТОР

Для установки мишеней служат четыре держателя внутри вакуумной камеры. Каждую из мишеней можно независимо от других ввести в пучок в результате поворота ее держателя, осуществляемого извне камеры. Боковыми стенками камеры служат лавсановые фольги толщиной 60 мкм, позволяющие проводить регистрацию частиц с малой энергией. Высокоэнергетические продукты реакции, вылетающие под малыми углами по отношению к первичному пучку, выходят из вакуумной камеры через лавсановые окна и остаток пути проходят в воздухе. В 180 см от мишени под углом  $6,5^\circ$



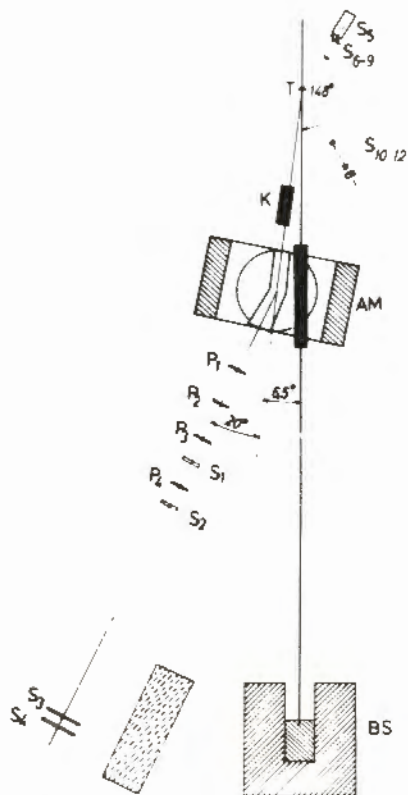


Рис.1. Схема спектрометра: Т - мишень; К - коллиматор; АМ - анализирующий магнит; BS - поглотитель пучка;  $S_1-S_4$  - сцинтилляционные счетчики системы измерения времени пролета;  $P_1-P_4$  - многопроволочные пропорциональные камеры;  $S_5$  - сцинтилляционный счетчик полного поглощения;  $S_{6,9}$  - сцинтилляционные счетчики для измерения  $dE/dx$  медленных частиц;  $S_{10-12}$  - сцинтилляционный монитор мишени.

к первичному пучку установлен латунный коллиматор длиной 50 см, в который могут вставляться латунные вкладыши со щелями. Их размеры определяют горизонтальный угловой зазор спектрометра. При коллиматоре с размером отверстия  $20 \times 20 \text{ мм}^2$  угловой зазор  $\Delta\theta$  составляет 11 мрад. Коллиматор окружен железным кожухом толщиной 20 мм, экранирующим рассеянное магнитное поле анализирующего магнита АМ, чтобы обеспечить прямолинейность траектории частиц внутри коллиматора.

## 2. СИСТЕМА ИЗМЕРЕНИЯ ИМПУЛЬСА И ОПРЕДЕЛЕНИЯ СОРТА БЫСТРЫХ ЧАСТИЦ /ПЕРЕДНЕЕ ПЛЕЧО СПЕКТРОМЕТРА/

Эта система состоит из анализирующего магнита /АМ/, телескопа пропорциональных камер (MWPC) и спектрометра времени пролета (TOF). С помощью телескопа определяются направление и координаты точки выхода частиц из магнитного поля. По этим данным, используя карту измерений магнитного поля, можно вычислить импульс и, привлекая информацию о времени пролета, определить сорт частицы.

### 2.1. Магнитный анализ

Частицы после коллиматора проходят через анализирую-

щий магнит, выполненный на основе магнита СП-57 с диаметром полюса 1 м и воздушным зазором 380 мм. В соответствии с требованиями эксперимента для магнита были изготовлены некоторые дополнительные узлы /рис.2/.

В условиях нашего эксперимента первичный пучок также проходит через магнитное поле между полюсами и может заметно отклоняться. Во избежание этого в той части полюса, где пролетают анализируемые частицы, воздушный зазор уменьшен до 6,4 см с помощью насадок, имеющих форму, соответствующую траектории частиц. В результате напряженность поля в области первичного пучка уменьшается, и оно почти полностью экранируется железной трубой с толщиной стенок 2 см. При этом даже при максимальной напряженности поля в анализирующем зазоре пучок на входе поглотителя смещается лишь на несколько сантиметров.

Максимальная напряженность  $B_{\text{max}}$  при которой неоднородность поля магнита еще остается в допустимых пределах /не превышает 0,5%/, составляет 18 кГс. При этом выходящие из коллиматора частицы с центральным импульсом 1800 МэВ/с имеют кривизну 3,3 м и отклоняются магнитом на  $20^\circ$ . Свойства изображения, создаваемого магнитом, определялись при помощи расчетов траекторий по карте магнитного поля. Оказалось, что связь между параметрами траекторий на входе и выходе магнита может быть описана в приближении линейной зависимости, а влияние неоднородности поля не превышает 0,5%.

Многочисленное рассеяние вторичных частиц в слое воздуха между камерой с мишенями и пропорциональной камерой  $P_1$  приводит к разбросу их направлений  $\delta\theta$ , который для дейтронов с импульсом 1600 МэВ/с составляет 1,1 мрад. При этом среднее

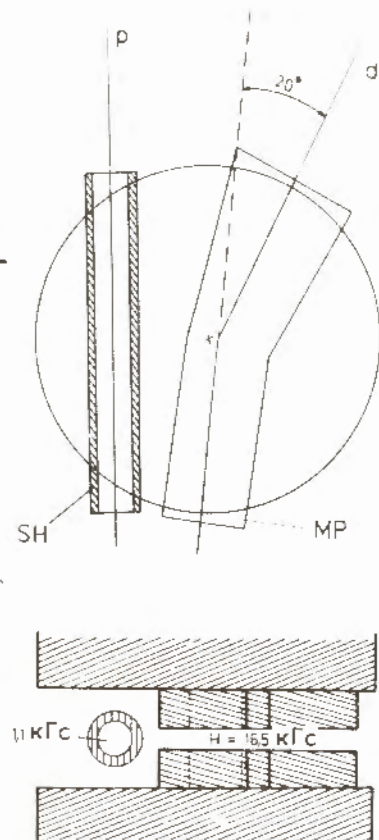


Рис.2. Анализирующий магнит: МР - насадка; SH - экранирующая труба.

отклонение от идеальной траектории в горизонтальной плоскости  $\delta x$  равно 1,9 мм /для протонов с импульсом 1300 МэВ/с  $\delta x = 1,8$  мм/.

## 2.2. Определение импульса частицы

Если ширина мишени достаточно мала, относительный импульс  $\Delta p/p_0$  частицы и угол ее выхода из мишени  $\alpha$  могут быть определены на основе измерений траектории после вылета из магнита:

$$\Delta p/p_0 = a_1 x_1 + a_2 x_2 + a_3 \xi,$$

$$\alpha = b_1 x_1 + b_2 x_2 + b_3 \xi,$$

где  $\Delta p = p - p_0$ ,  $p$  - импульс частицы,  $p_0$  - центральный импульс,  $x_1$ ,  $x_2$  - измеренные координаты траектории после магнита относительно некоторой центральной траектории, а  $\xi$  - расстояние от точки рождения частицы до центра мишени. Коэффициенты  $a$  и  $b$  зависят от геометрии установки и свойств изображения, создаваемого магнитом. В данной постановке измерений они имели следующие значения:

$$a_1 = 3,039; \quad a_2 = -2,272; \quad a_3 = 1,068;$$

$$b_1 = 0,628; \quad b_2 = -0,263; \quad b_3 = -0,342.$$

Значение  $\xi$  в ходе измерений не было известно и при вычислении импульса и угла выхода бралось равным координате центра мишени ( $\xi = 0$ ).

Телескоп для определения координат  $x_1$  и  $x_2$  состоит из четырех многопроволочных пропорциональных камер. Использовались координаты частицы в двух крайних камерах, находящихся на расстоянии 170 см одна от другой. Средние камеры служили для устранения неоднозначности, когда в крайних камерах наблюдалось одновременное прохождение нескольких частиц. Выбор начала отсчета  $x_1 = x_2 = 0$  проводился на основе калибровочных измерений по траектории частиц с известным импульсом /например, упруго рассеянных/.

Сигнальная плоскость каждой камеры образована 64 позолоченными вольфрамовыми проволоками диаметром 20 мкм, расположенными вертикально с шагом 2 мм. При этом ширина и длина чувствительной зоны сигнальных электродов равна 128 мм. По обе стороны от сигнальной плоскости на расстоянии 8 мм находятся высоковольтные электроды, намотанные проволокой из фосфористой бронзы диаметром 50 мкм с шагом 2 мм. Боковые стороны камеры закрыты лавсановой фольгой толщиной 60 мкм. Камера наполняется смесью: 80% аргона и 20%  $CO_2$ .

По расчетам, собственное геометрическое разрешение переднего плеча спектрометра, определяемое ошибкой округления координат в пропорциональных камерах и неточностью определения координаты точки выхода частицы из мишени /типичная ширина мишени - 5 мм/, составляло 2,7‰ /дисперсия/.

С учетом многократного рассеяния в воздухе /5/ /6,0‰/, разброса энергии первичного пучка в районе мишени /+2‰/, потерь энергии первичных и вторичных частиц в мишени /+1,3‰/ и размытия импульса из-за конечного захватываемого углового интервала /0,5‰/ вычисленная дисперсия импульсного распределения /6,8‰/ согласуется с измеренной шириной на полувысоте, равной 1,6% /см. рис. 3/.

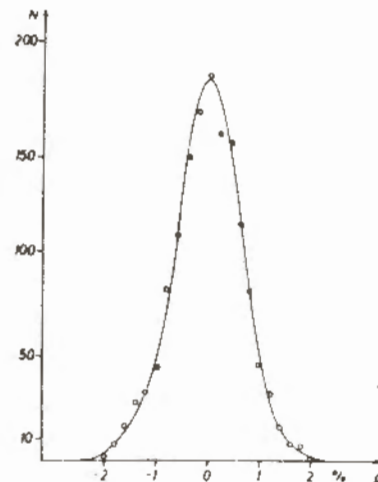


Рис. 3. Импульсное разрешение переднего плеча спектрометра.

## 2.3. Измерение времени пролета

Непосредственно за последней камерой телескопа расположен первый сцинтилляционный детектор времени пролета. Пластмассовый сцинтиллятор детектора размером 150x50x10 мм<sup>3</sup> просматривается с двух сторон двумя фотоумножителями XP-1020. Второй сцинтилляционный детектор TOF размером 500x100x20 мм<sup>3</sup> находится на расстоянии 3,5 м от первого и также просматривается двумя ФЭУ XP-1020. С целью уменьшения числа случайных совпадений в спектрометре используются еще два сцинтилляционных счетчика, один из которых, с пластмассовым сцинтиллятором размером 150x50x5 мм<sup>3</sup>, расположен перед первым счетчиком TOF /на расстоянии 34 см/, а второй - со сцинтиллятором 500x100x10 мм<sup>3</sup> - перед задним счетчиком /на расстоянии 54 см/. В обоих счетчиках используется по одному фотоумножителю.

Время пролета базы 3,5 м дейтронами с импульсами 1600 МэВ/с из реакции упругого рассеяния  $D(p,d)p$  равняется 18,2 нс, а протонами с импульсом 1280 МэВ/с, отвечающим дифракционному рассеянию, - 14,7 нс. Приведенный на рис. 4 спектр времени пролета показывает, что разрешение спектрометра составляет

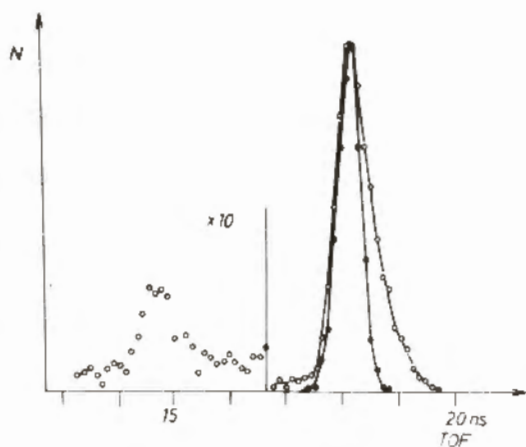


Рис.4. Спектр времени пролета: ● – упругое рd-рассеяние на LiD, ○ – квазиупругое рассеяние на  ${}^6\text{Li}$ .

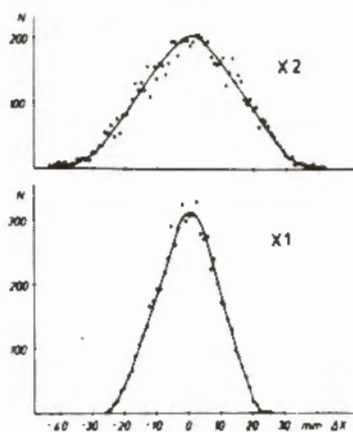


Рис.5. Координатное разрешение счетчиков системы измерения времени пролета: X1 – счетчик  $S_2$ ; X2 – счетчик  $S_4$ ;  $\Delta X$  – разность измеренной и истинной координат.

$\Delta t = 0,45$  нс и дейтроны хорошо отделяются от фоновых протонов из реакции упругого рассеяния.

Использование в детекторах TOF двух фотоумножителей, расположенных на противоположных торцах сцинтиллятора, позволяет определять место прохождения частиц через сцинтиллятор по разности времени поступления световых импульсов. На рис.5 приведены результаты измерений детекторами TOF координат заданной траектории частиц. Видно, что координата частицы в переднем детекторе (X1) определяется с точностью /полуширина на полувысоте/  $\pm 11$  мм, а в заднем (X2) –  $\pm 18$  мм.

#### 2.4. Телесный угол и импульсный диапазон

Как указывалось выше, горизонтальный угловой зазор переднего плеча спектрометра определяется первым коллиматором / $\Delta\theta_{\text{гор}} = 11$  мрад/. Угловой зазор по вертикали  $\Delta\theta_{\text{верт}}$  ограничивается размерами первого детектора TOF. При определении эффективного телесного угла необходимо иметь в виду, что при наклонном входе частиц анализирующий магнит обладает на краю магнитного поля слабым фокусирующим действием. С учетом этого

эффективный угловой зазор  $\Delta\theta_{\text{верт}} = 8,2$  мрад, а полный телесный угол равен  $\Delta\Omega_d = \Delta\theta_{\text{гор}} \cdot \Delta\theta_{\text{верт}} = 90,2 \times 10^{-6}$  ср.

Область импульсов, в которой частицы детектируются без потерь, определяется размерами задней пропорциональной камеры и составляет  $\pm 4\%$  около центрального импульса. Эффективность падает до нуля при импульсах, отличающихся от центрального более чем на 10%.

### 3. СИСТЕМА ИЗМЕРЕНИЯ ЭНЕРГИИ И УГЛА ВЫЛЕТА ЧАСТИЦ, РАССЕЯННЫХ НАЗАД

Второе плечо спектрометра представляет собой телескоп пластмассовых сцинтилляционных счетчиков. Основным детектором телескопа, измеряющим энергию частицы, является счетчик  $S_5$  на сцинтилляторе NE102A размером  $\phi 125 \times 300$  мм<sup>3</sup> с фотоумножителем XP-2040 / E – детектор/. Он обеспечивает полное поглощение протонов с энергиями до 225 МэВ. Перед E-детектором помещаются  $dE/dx$ -детекторы /рис.1/.

Электронная логика отбирает события, в которых телескоп зарегистрировал заряженную частицу при совпадении с сигналом от первого плеча /быстрые совпадения/. При этом измеряются амплитуды и временные отметки сигналов от детекторов E и  $dE/dx$ . Для определения временных отметок от E-детектора использовался универсальный дискриминатор с точной временной привязкой  ${}^{16}$ . С точностью до поправки на потери энергии частицей до счетчика амплитуда сигнала от  $S_5$  пропорциональна энергии регистрируемой частицы, а временная отметка определяется временем пролета частицы от мишени.

На графике E – t частицам одинаковой массы отвечает кривая  $t \sim 1/\sqrt{E}$ . При достаточно хорошем разрешении по энергии и времени можно разделить частицы по массе, а также освободиться от большей части фона, обусловленного случайными совпадениями, отбрасывая события, не попадающие на соответствующие кривые. При этом отбрасываются также события, в которых частицы не оставляют всей энергии в  $S_5$  из-за рассеяния в начальной части телескопа. Оценка, проведенная с использованием метода Монте-Карло, показала, что для энергий протонов ниже 100 МэВ потеря таких событий не превышает 10%. Для дальнейшего уменьшения фона случайных совпадений могут быть использованы корреляции с параметрами, измеренными  $dE/dx$ -детектором.

Телескоп как целое может перемещаться в диапазоне углов  $80^\circ$ – $150^\circ$  относительно пучка первичных протонов, а расстояние от телескопа до мишени /измеренное от  $dE/dx$ -детектора/ можно менять в пределах 45–120 см. Оптимальное расстояние

выбирается в каждом конкретном случае на основе фоновых условий, частоты событий и требуемого углового разрешения.

### 3.1. Измерение медленных протонов в реакции квазиупругого $p\bar{d}$ -рассеяния

Ниже описывается вариант второго плеча спектрометра, использованный при исследовании реакции типа  $A(p, dp)B$ , т.е. квазиупругого рассеяния  $p + \langle d \rangle \rightarrow p + d$ . Кинематика реакции упругого  $p\bar{d}$ -рассеяния однозначно определена: при энергии первичных протонов 670 МэВ и угле вылета дейтрона  $6,75^\circ$  протон, рассеянный назад, вылетает под углом  $148^\circ$  с энергией 65,5 МэВ. В случае квазиупругого рассеяния можно ожидать, что из-за внутриядерного движения дейтронного кластера угол вылета и энергия рассеянного протона будут "размазаны" около вышеприведенных значений.

Чтобы обеспечить достаточно хорошее угловое разрешение, перед детектором  $S_5$  установлены четыре сцинтилляционных счетчика на ФЗУ-85 со сцинтилляторами  $73 \times 22 \times 5$  мм<sup>3</sup>. Счетчики располагаются таким образом, что они заведомо не перекрывают друг друга и ни один из них не выходит за пределы телескопического угла, определяемого  $S_5$ . В результате при одном положении телескопа одновременно измеряются энергетические распределения под четырьмя углами. Расстояние от телескопа до мишени выбрано равным 93 см. В этом случае телесный угол, захватываемый телескопом, составляют  $4 \times 1,86 \cdot 10^{-3}$  ср. Минимальная энергия протонов, измеряемая телескопом, в основном определяется толщиной материала перед счетчиком  $S_5$  и равна 28 МэВ.

### 3.2. Калибровка телескопа

Для калибровки телескопа использовались протоны из реакции  $p\bar{d} \rightarrow p\bar{d}$  на свободных дейтронах мишени LiD. Мишень сечением  $20 \times 5$  мм<sup>2</sup> установлена так, что по направлению телескопа ее толщина составляла 5 мм. Энергетический разброс, возникающий из-за потерь в мишени, для протонов с энергией 65 МэВ равен 5 МэВ. Энергия протонов, падающих на детектор, менялась с помощью алюминиевых фильтров, помещенных непосредственно перед телескопом. Вычисленная с учетом потерь в материале до сцинтиллятора /мишень, воздух, фильтр,  $dE/dx$ -детектор, кожаный сцинтиллятор и т.д./ энергия протонов, попадающих в  $E$ -детектор, пересчитывалась в световых выходов по формулам работы [7]. Наблюдается различие калибровочных кривых световых выходов-амплитуда сигнала от детектора, отвечающих прохождению протонов через средние и крайние  $dE/dx$ -детекторы. Это можно объяснить

ухудшением светосбора фотонов, возникающих на краю сцинтиллятора  $S_5$ . Энергетическое разрешение детектора  $S_5$  составляет 5,7 МэВ при энергии 56 МэВ, а каждого из  $dE/dx$ -детекторов - 1,1 МэВ при потере энергии 6 МэВ. Все детекторы телескопа имеют временное разрешение  $2\tau \sim 1$  нс. Основной вклад в эту величину дает неопределенность старта, которая возникает из-за различия времен пролета дейтронов от мишени до счетчика  $S_1$ .

### 4. СИСТЕМА ОТБОРА СОБЫТИЙ И НАКОПЛЕНИЯ ДАННЫХ

Блок-схема электронной логики приведена на рис.6. Сигналы от счетчиков  $S_1, S_2$  и  $S_3, S_4$  поступают соответственно на схемы совпадений  $C_1$  и  $C_2$ . Длительность сигнала со схемы  $C_2$  задает интервал измерения времени пролета  $T_1$  в первом плече. В интервал  $T_1 = 25$  нс укладываются времена пролета  $p$  и  $d$  при изменении импульса от 700 до 1700 МэВ/с. В схемах  $C_4$  и  $C_5$  организуются совпадения со счетчиками второго плеча. Диапазон измеряемых времен пролета во втором плече определяется длительностями  $T_2$  сигналов, поступающих с формирователей счетчиков  $S_{6,9}, S_5$ . При  $T_2 \sim 60$  нс регистрируются совпадения для протонов с энергией выше нескольких МэВ. После смесителя  $\Sigma$  сигналы от  $C_4$  и  $C_5$  поступают на схему блокировки VL, которая запрещает прохождение последующих сигналов до появления разрешения регистрации "Готов" от аппаратуры связи с ЭВМ. Мастер-сигнал от схемы блокировки открывает схемы пропускания сигналов со счетчиков и интеграторов, схемы измерения частоты ускоряющего напряжения ( $\phi$ ) и времени прихода события ( $T$ )<sup>8/</sup>. Ворота для пропорциональных камер и поступает на аппаратуру регистрации и передачи информации в стандарте КАМАК. Прошедшие через схемы пропускания сигналы от базовых счетчиков  $S_{21}, S_{41}$  и  $S_{22}, S_{42}$  приходят на время-амплитудные преобразователи /TAC/. Сигналы с выходов TAC пассивно суммируются для компенсации геометрического разброса. Сигнал, поступающий с сумматора, разветвляется и по одной ветви поступает на амплитудно-временной преобразователь, а по другой - на блок предварительного анализа (DD), который позволяет отбирать события в заданном диапазоне времени пролета.

Координаты точек прохождения частицы через счетчики  $S_2$  и  $S_4$  / $X_1$  и  $X_2$ / измеряются с помощью время-амплитудных преобразователей, на которые подаются сигналы от  $S_{21}, S_{22}$  и  $S_{41}, S_{42}$  соответственно. Поскольку временной интервал для время-пролетной системы первого плеча  $\sim 20$  нс/ значительно меньше, чем для пропорциональных камер, это дополнительное измерение координаты позволяет определить траекторию интересующей нас частицы в случае прохождения через камеры нескольких частиц.

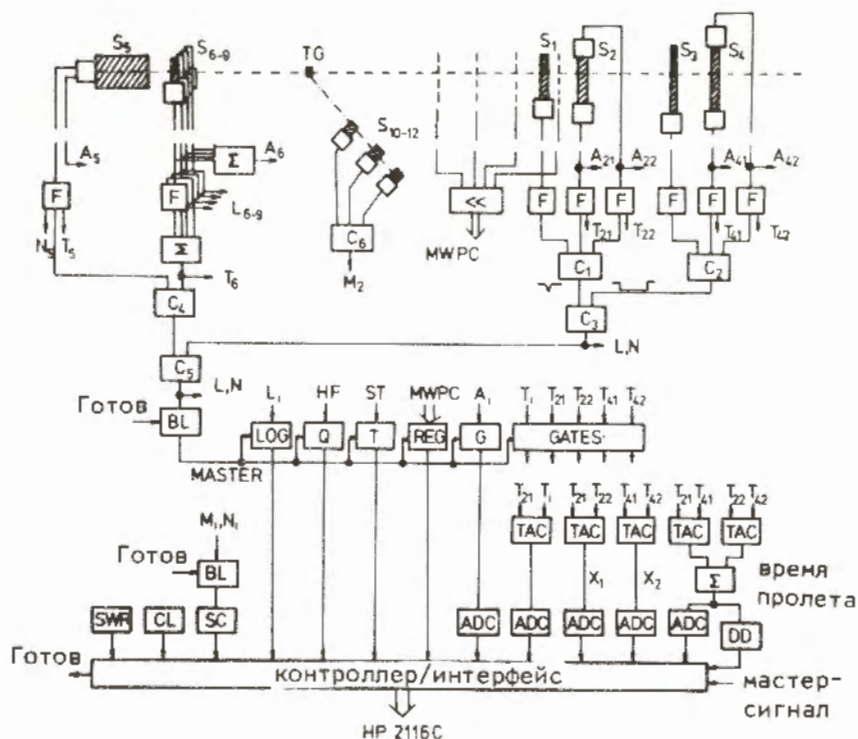


Рис. 6. Блок-схема электронной логики спектрометра:  $S_1$  - сцинтилляционные счетчики; MWPC - многопро-  
волочные пропорциональные камеры; TG - мишень; F - формирова-  
тели;  $C_1$ - $C_5$  - схемы совпадений;  $\Sigma$  -  
смесители; BL - схема блокировки; GATES - схемы  
пропускания; LOG - логическая информация; Q -  
схема измерения мгновенного значения частоты уско-  
ряющего напряжения (HF); T - схема измерения вре-  
мени прихода события (ST); TAC - время-амплитудные  
преобразователи; G - интеграторы; DD - блок  
предварительного анализа времени пролета;  $M_i, N_i$  -  
счета мониторов и схем совпадений;  $A_i$  - амплитуды  
сигналов;  $T_i$  - временные отметки сигналов;  $X_i$  -  
координаты прохождения частицы через счетчики сис-  
темы измерения времени пролета (TOF); ADC -  
аналого-цифровые преобразователи; CL - время дня; SC  
- пересчетные схемы; SWR - тумблерный регистр.

Стартом для всех измерений времени пролета служил сигнал от  
счетчика  $S_{41}$ .

Для измерения амплитуд сигналов от счетчиков использовались  
линейные интеграторы G, на управляющие входы которых поступали  
сигналы от соответствующих схем пропускания.

Преобразованные в цифровую форму времена пролета и коорди-  
наты прохождения частиц, амплитуды сигналов от счетчиков, час-  
тота ускорения регистрировались вместе с данными с пропорцио-  
нальных камер и другой логической информацией цифровыми блока-  
ми в стандарте КАМАК и по линии связи передавались в ЭВМ  
HP-2116C. По окончании передачи в ЭВМ вырабатывался сигнал  
"Готов", который открывал схему блокировки и тем самым разре-  
шал регистрацию нового события.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В течение 1974-1978 гг. с помощью спектрометра были про-  
ведены исследования реакций  $(p, pd)$ ,  $(p, nd)$  и  $(p, d\pi^+)$  на ядрах  
 ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$ , C и Si. Полученные результаты  $^{9,10}$  показывают, что  
спектрометр имеет разрешение, достаточное для разделения ка-  
налов, отвечающих основному и возбужденным состояниям ядра-  
отдачи.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Конц П. и др. ОИЯИ, 13-12076, Дубна, 1979.
2. Ажгирей Л.С. и др. ЖЭТФ, 1957, 33, с.1185.
3. Ажгирей Л.С. и др. ЯФ, 1971, 13, с.6.
4. Azhgirei L.S. et al. Nucl.Phys., 1972, A195, p.581.
5. Moliere G.Z. Z. für Naturforsch., 1948, A3, p.78.
6. Балдин Б.Ю. и др. ПТЭ, 1977, №5, с.91.
7. Goulding T.J., Pugh H.G. NIM, 1960, 7, p.189.
8. Альбрехт Д. и др. ОИЯИ, 13-10559, Дубна, 1977.
9. Albrecht O. et al. JINR, E1-8935, Dubna, 1975.
10. Альбрехт Д. и др. ОИЯИ, Д1-11843, Дубна, 1978.

Рукопись поступила в издательский отдел  
3 марта 1980 года.