

Вестник МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

№ 6 — 1963

И. Б. ТЕПЛОВ, В. С. ЗАЗУЛИН, Л. Н. ФАТЕЕВА

ТЕЛЕСКОП ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Описан принцип действия и конструкция телескопа из четырех пропорциональных счетчиков, используемого для измерения энергетических и угловых распределений продуктов ядерных реакций. Проведен расчет случайных совпадений для тройной схемы совпадений, состоящей из двух последовательных двойных схем совпадений.

При изучении энергетических и угловых распределений продуктов ядерных реакций оказывается необходимым не только измерять энергию вылетающих частиц, но также и выделять именно те частицы (протоны, дейтроны, тритоны, α -частицы и т. п.), которые исследуются в данном эксперименте. Этого можно достичь, измеряя по крайней мере две характеристики частиц, такие, как энергия-импульс — пробег, удельная потеря энергии. В частности, можно применять пару величин пробег—удельная потеря энергии, для определения которых удобно использовать телескоп, состоящий из нескольких пропорциональных счетчиков [1, 2].

В настоящей работе описывается телескоп из четырех пропорциональных счетчиков, который используется для изучения ядерных реакций, протекающих при бомбардировке различных мишеней частицами, ускоренными на 120-сантиметровом циклотроне НИИЯФ МГУ [3, 4].

Принцип действия телескопа

Принципиальная схема телескопа показана на рис. 1. Счетчики 1, 2 и 3 включены в схему совпадений, счетчик 4 — в схему антисовпадений. При таком включении число измеренных антисовпадений $N(1+2+3-4)$ соответствует числу частиц, пробег которых оканчивается между счетчиками 3 и 4. Измеряя величину $N(1+2+3-4)$ как функцию толщины поглотителя R_0 , находящегося перед телескопом, можно определять дифференциальный спектр частиц. Для получения второй характеристики частиц — удельной потери энергии — необходимо измерить ионизацию, создаваемую частицами в одном из счетчиков, включенных в схему совпадений. Удобнее всего это делать в счетчике 1, так как регистрируемые частицы имеют в нем наибольшую энергию и,

следовательно, их удельные потери меньше зависят от энергии, которая может быть несколько различной из-за наличия поглотителя между счетчиками 3 и 4.

Предположим, что для протонов зависимость между пробегом и энергией может быть записана в виде $R \sim E^n$. Тогда для частиц с массой M (в атомных единицах) и зарядом Ze можно использовать выражение

$$R \sim E^n M^{-(n-1)} Z^{-2}. \quad (1)$$

Вводя обозначения Δx — толщина счетчика 1, ρ — остаточный пробег частиц в счетчике 1, получим, что регистрируемые телескопом частицы создают в счетчике 1 импульс, пропорциональный

$$\Delta E = \frac{dE}{dx} \Delta x \sim M^{1-\frac{1}{n}} Z^{\frac{2}{n}} \rho^{-(1-\frac{1}{n})} = M^{0,45} Z^{1,1} \rho^{-0,45}. \quad (2)$$

Последнее равенство написано для $n = 1,8$, что приблизительно верно для большинства веществ. В табл. 1 приведены относительные величины ΔE для легких частиц при постоянном ρ .

Как следует из формулы (2) и табл. 1, телескоп из пропорциональных счетчиков является хорошим прибором для разделения частиц

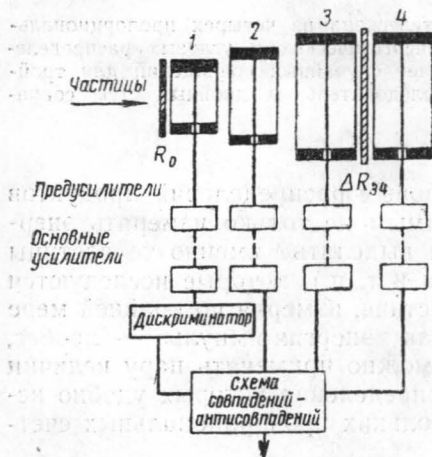


Рис. 1. Схема телескопа

Таблица 1

Частицы	Z	M	Относительная величина ΔE
p	1	1	1
d	1	2	1,37
t	1	3	1,64
He ³	2	3	3,51
α	2	4	4,00

с разными зарядами, но мало подходит для разделения частиц по массам. Это является существенным недостатком метода. Другой его недостаток связан с тем, что нельзя

использовать многоканальный анализатор, как например, для сцинтилляционных и кремниевых счетчиков, что удлиняет время эксперимента. Разрешающая способность телескопа хуже, чем кремниевых счетчиков. Однако телескоп из пропорциональных счетчиков надежен в работе и прост, а также обладает более хорошей по сравнению со сцинтилляционными счетчиками разрешающей способностью по энергии.

Конструкция телескопа

Общее расположение экспериментальной установки схематически показано на рис. 2. Выведенный из циклотрона и сфокусированный пучок ускоренных частиц через коллимирующие щели K_1 и K_2 проходит в вакуумную камеру, которая представляет собой цилиндр диаметром 128 мм. Ток пучка измеряется с помощью интегратора тока, соединенного с коллектором пучка Ф. Частицы, образующиеся в ядерных реакциях, выходят из вакуумной камеры, через заклеенную лавсановой

пленкой (толщиной 10—20 μ) щель, которая имеет высоту 8 мм и охватывает область углов от -20 до 165° .

Телескоп (внешний вид приводится на рис. 3) установлен на платформе, которая может вращаться вокруг оси вакуумной камеры. Счет-

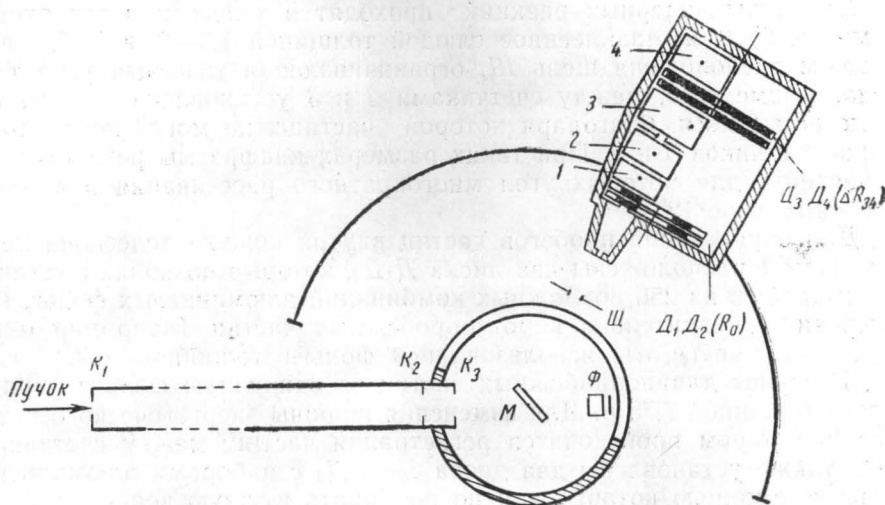


Рис. 2. Схема экспериментальной установки

чики и диски с наборами поглотителей смонтированы в общем латунном кожухе, собранном на резиновых уплотнениях. Счетчики представляют собой медные цилиндры с открытыми основаниями. Для того чтобы не происходило заметных потерь частиц из-за многократного рассеяния в поглотителе R_0 , диаметры счетчиков сделаны различными: счетчик 1—22, счетчик 2—32, счетчики 3 и 4—по 44 мм. Вольфрамовые нити толщиной 90 μ расположены перпендикулярно оси счетчиков и с одного конца укреплены на стеклянных изоляторах; другой конец нитей через вакуумное уплотнение выведен из кожуха телескопа. Высокое напряжение подается на нити счетчиков от четырех независимых выпрямителей. Для каждого счетчика опре-

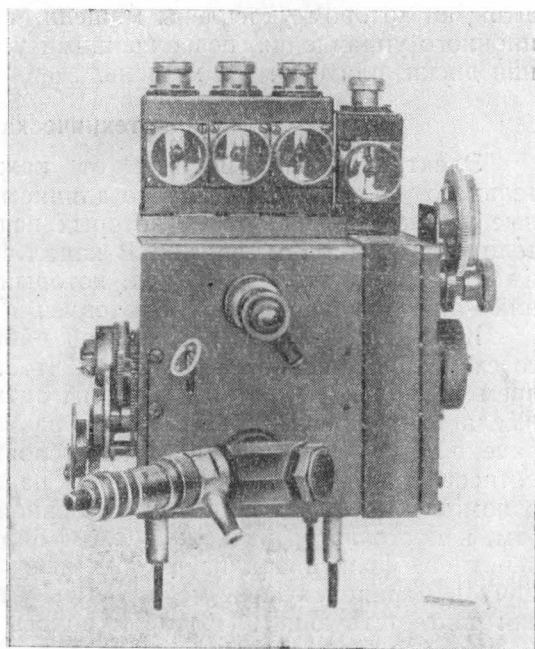


Рис. 3 Общий вид телескопа

делялась зависимость амплитуды импульсов от напряжения, которое затем выбиралось так, чтобы амплитуда импульсов частиц была в не-

сколькo десятков раз больше амплитуды шумов. Рабочим газом счетчиков служит смесь аргона с углекислым газом (3,5%) при давлении 200 мм рт. ст. Проверка показала, что без обновления рабочей смеси газа можно работать несколько суток, так как за это время заметных изменений характеристик счетчиков не происходит.

Продукты ядерных реакций проходят в телескоп через окошко размером 5×8 мм, заклеенное слюдой толщиной 1,5—2 мг/см². Перед окошком расположена щель Ш, ограничивающая телесный угол телескопа. Кроме того, между счетчиками 2 и 3 установлена диафрагма диаметром 22 мм, благодаря которой частицы не могут попадать на стенки счетчиков 3 и 4. При таких размерах диафрагмы регистрируются частицы, для которых угол многократного рассеивания в поглотителе R_0 меньше 12°.

Для определения пробегов частиц внутри кожуха телескопа перед счетчиком 1 расположены два диска D_1, D_2 , которые позволяют устанавливать любую из 256 возможных комбинаций алюминиевых фольг. При измерении сравнительно короткопробежных частиц (например α -частиц из реакций (p, α)) использовались фольги толщиной 2,66 μ каждая. В случае длиннопробежных частиц за единичную фольгу принята фольга толщиной 7,75 μ . Для изменения ширины энергетического интервала, в котором производится регистрация частиц, между счетчиками 3 и 4 также установлены два диска D_3 и D_4 с наборами алюминиевых фольг, с помощью которых можно подбирать нужную величину поглотителя ΔR_{34} .

Для того чтобы не выключать циклотрон во время эксперимента, диски, расположенные перед счетчиком 1, платформа с телескопом и шток, на котором укреплены мишени, снабжены механизмами дистанционного управления, позволяющими устанавливать в нужном положении диски, платформу и мишень.

Радиотехническая схема

Электрические импульсы от каждого счетчика после предварительного усиления ($K \approx 15$) по длинному кабелю передаются на основные усилители, в качестве которых использованы стандартные усилители типа УШ-2 (см. рис. 1). В канал счетчика 1 включен одноканальный дискриминатор амплитуд, который так же как и схема совпадений—антисовпадений, был изготовлен в НИИЯФ.

Как известно, для нормальной работы дискриминатора совместно со схемой совпадений необходимо, чтобы задержка, связанная с наличием изменяемого порога и схемы антисовпадений в дискриминаторе, имела бы непостоянство меньше разрешающего времени схемы совпадений. Для выполнения этого условия задержка, вносимая схемой антисовпадений дискриминатора и равная 1,5 мксек, стабилизируется с помощью закороченной искусственной линии (рис. 4). Таким образом, непостоянство задержки будет определяться лишь длительностью переднего фронта анализируемых импульсов (в пределах дискриминации) и в ряде случаев может быть уменьшено до приемлемых величин соответствующим выбором полосы пропускания предшествующих блоков.

При разработке четырехканальной схемы совпадений—антисовпадений с разрешающим временем 1,5 мксек основное внимание было обращено на достижение хорошей стабильности и надежности в работе. Блок-схема изготовленного прибора показана на рис. 5. На входе каждого канала имеется дискриминатор типа каскада Шмитта с плавно-изменяемым порогом 2 ÷ 50 в. Наличие дискриминаторов в каналах

дает возможность получить предварительную стандартизацию входных сигналов. Далее следуют каскады задержки, $T_3 = 1,5 \text{ мксек}$, необходимые для согласования схемы совпадений с одноканальным анализатором амплитуд. Надежная и устойчивая работа схемы совпадений в течение длительного времени (5—6 месяцев), а также постоянство параметров схемы при изменении в широких пределах нагрузок и амплитуд входных сигналов, были достигнуты за счет тщательной стан-

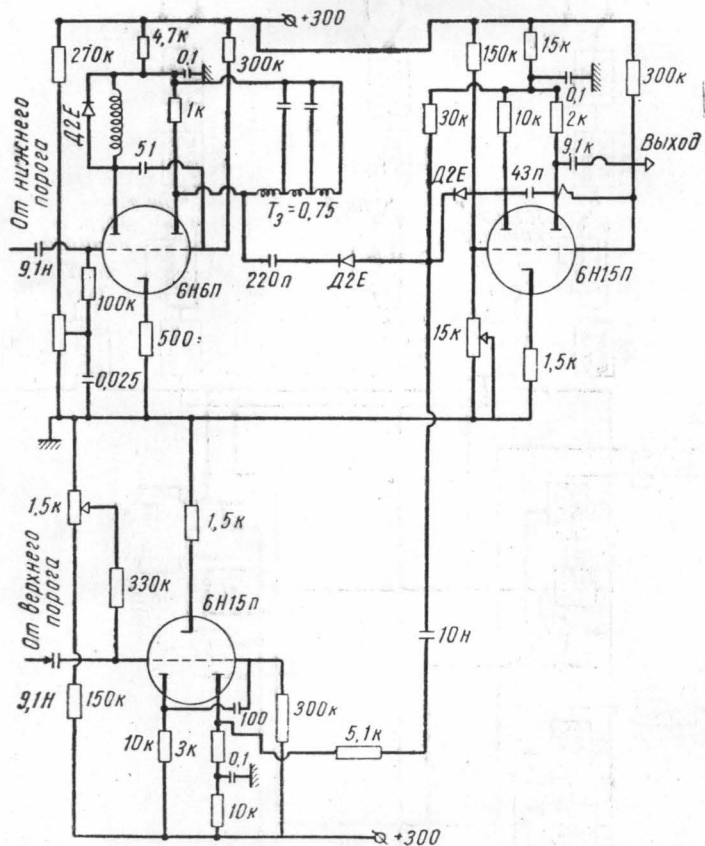


Рис. 4. Схема антисовпадений амплитудного дискриминатора

дартизации импульсов в каскадах задержек и совпадений. Для стандартизации сигналов использованы ждущие мультивибраторы, стабилизированные искусственными линиями. Запуск этих формирующих каскадов производился также предварительно стандартизованными сигналами, причем для увеличения надежности их амплитуда выбрана значительно превышающей порог срабатывания запускаемых каскадов.

Основными элементами схемы совпадений — антисовпадений являются четыре блока двойных совпадений и блок совпадений — антисовпадений (рис. 5). Последовательное включение блоков совпадений C_1 и C_2 дает возможность получить тройные совпадения. Блоки C_3 и C_4 , а также большая задержка ($\approx 15 \text{ мксек}$), которую можно вводить во второй или третий канал, позволяют регистрировать различные случайные совпадения. Такая конструкция схемы совпадений — антисовпадений обеспечивает возможность различных режимов работы (напри-

мер, 1+2, 1+2+3, 1+2-4, 1-4 и т. д.), причем двойные и тройные совпадения могут регистрироваться одновременно с регистрацией антисовпадений. Для проверки правильности работы схемы в различных режимах в прибор встроен генератор, сигнал от которого может быть подан во все каналы.

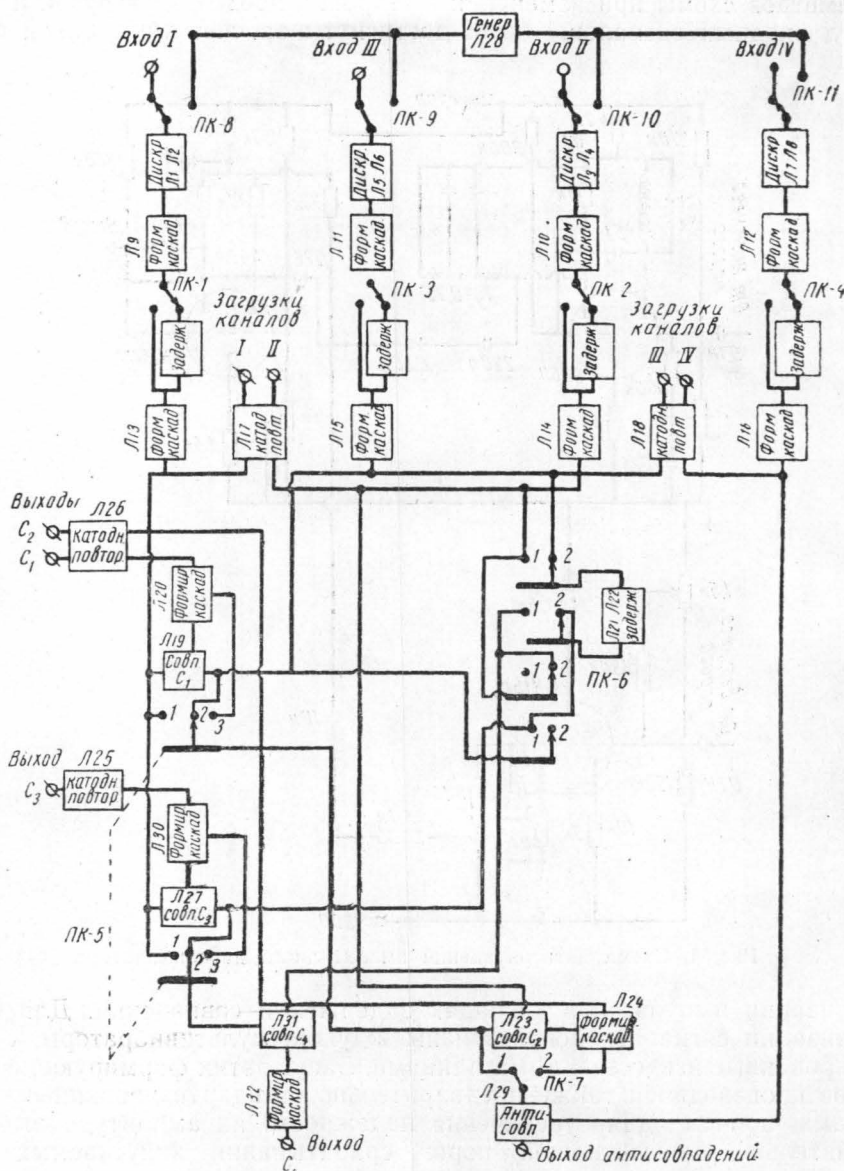


Рис. 5. Схема совпадений — антисовпадений

Случайные антисовпадения

Введем следующие обозначения: $N_{ист}$ — скорость счета истинных антисовпадений типа (1+2+3-4), $N_{сл}$ — скорость счета случайных тройных совпадений (1+2+3), p_{ij} — скорость счета истинных двойных совпадений в каналах i и j , s_i — скорость счета одиночных импуль-

сов в i -том канале, τ_i — длительность импульса в i -том канале. Тогда выражение для полного числа антисовпадений примет вид

$$N_a = (N_{\text{ист}} + N_{\text{сл}})[1 - (\tau_{123} + \tau_4) S_4], \quad (3)$$

где τ_{123} — длительность импульса, поступающего со схемы тройных совпадений. При достаточно малых нагрузках, т. е. если $n_i \tau \ll 1$ (n_i — нагрузка i -того счетчика), вторым членом в квадратных скобках выражения (3) можно пренебречь, и различие между регистрируемым и истинным числом антисовпадений будет целиком определяться случайными тройными совпадениями $N_{\text{сл}}$.

В работе [5] подробно рассмотрен вопрос о величине и методах экспериментального определения $N_{\text{сл}}$ для непосредственных трехкратных совпадений. Однако для тройных совпадений, являющихся двумя последовательными двойными совпадениями, в [5] приведено ошибочное выражение и сделаны неправильные выводы о том, что с точки зрения случайных совпадений использование последовательных двойных совпадений выгоднее, чем прямое включение многих счетчиков в схему кратных совпадений. Рассмотрим поэтому более подробно вопрос о величине $N_{\text{сл}}$ для случая, когда тройные совпадения являются результатом двух последовательных двойных совпадений.

Для полного числа импульсов на выходе первой двойной схемы совпадений легко получить выражение

$$\begin{aligned} N(1+2) &= p_{12} + N_{\text{ист}} + (\tau_1 + \tau_2)(S_1 + p_{13})(S_2 + p_{23}) = \\ &= \{p_{12} + (\tau_1 + \tau_2)S_1S_2\} + [N_{\text{ист}} + (\tau_1 + \tau_2)(S_1p_{23} + S_2p_{13} + p_{13}p_{23})]. \end{aligned} \quad (4)$$

В (4) в квадратные скобки заключена та часть двойных совпадений, которая сопровождается импульсами в счетчике 3 и, следовательно, должна приводить к «истинным» совпадениям во второй схеме двойных совпадений. Имея это в виду, можно записать

$$\begin{aligned} N(1+2+3) &= [N_{\text{ист}} + (\tau_1 + \tau_2)(S_1p_{23} + S_2p_{13} + p_{13}p_{23})] + \\ &+ (\tau_{12} + \tau_3)\{p_{12} + (\tau_1 + \tau_2)S_1S_2\} \times \\ &\times \{n_3 - [N_{\text{ист}} + (\tau_1 + \tau_2)(S_1p_{23} + S_2p_{13} + p_{13}p_{23})]\}. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь через τ_{12} обозначена длительность импульса, поступающего с первой схемы двойных совпадений. Проведя несложные преобразования, получим

$$\begin{aligned} N_{\text{сл}} &= N(1+2+3) - N_{\text{ист}} = (\tau_1 + \tau_2)(S_1p_{23} + S_2p_{13} + \\ &+ p_{13}p_{23}) + (\tau_{12} + \tau_3)p_{12}(S_3 + p_{13} + p_{23}) + (\tau_1 + \tau_2) \times \\ &\times (\tau_{12} + \tau_3)[S_1S_2(S_3 + p_{13} + p_{23}) - p_{12}(S_1p_{23} + S_2p_{13} + \\ &+ p_{13}p_{23})] - (\tau_1 + \tau_2)^2(\tau_{12} + \tau_3)S_1S_2(S_1p_{23} + S_2p_{13} + p_{13}p_{23}). \end{aligned} \quad (6)$$

Из (6) следует, что наиболее существенная часть выражения для $N_{\text{сл}}$ симметрична относительно всех трех каналов. Для упрощения выражения (6) пренебрежем членом, пропорциональным τ^3 и предположим, что основная часть загрузки каждого счетчика определяется одиночными импульсами, т. е., что $n_i \approx S_i$. Будем также считать, что все длительности импульсов равны τ .

Тогда

$$N_{\text{сл}} \approx 2\tau(n_1p_{23} + n_2p_{13} + n_3p_{12}) + 4\tau^2n_1n_2n_3. \quad (7)$$

Это выражение отличается от выражения, полученного при аналогичных предположениях в работе [5] для непосредственных трехкратных случайных совпадений, только коэффициентом при втором члене. Отметим, что сделанные упрощения несколько завышают величину $N_{сл}$.

Как и следовало ожидать, специальные эксперименты показали, что в телескопе число истинных двойных совпадений p_{13} оказывается малым, и членом $2\pi n_2 p_{13}$ можно пренебречь. Поэтому случайные совпадения в нашем случае определяются в основном загрузками счетчиков 1 и 3 и истинными двойными совпадениями p_{12} и p_{23} . Оказалось, что число таких истинных двойных совпадений сильно уменьшается, если между первыми тремя счетчиками поместить алюминиевые фольги толщиной 20—40 μ .

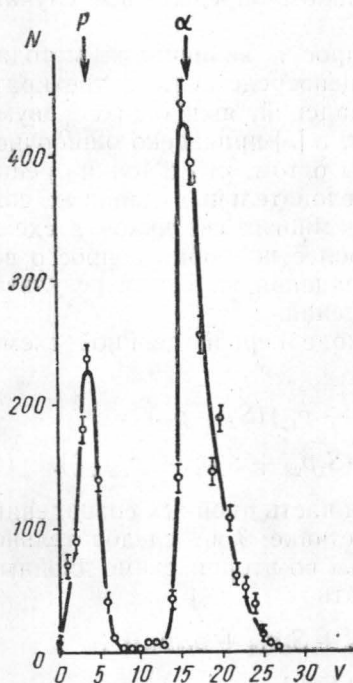


Рис. 6. Амплитудный спектр импульсов в счетчике 1

Использование телескопа

Как уже указывалось, телескоп позволяет хорошо разделять частицы по зарядам. На рис. 6 приведен дифференциальный спектр импульсов счетчика 1 для частиц, образующихся при бомбардировке протонами алюминиевой мишени. Из рисунка видно, что пики, соответствующие протонам и α -частицам, разделяются хорошо. При измерении α -частиц амплитудный анализатор использовался как интегральный, а нижний порог устанавливался таким образом, чтобы протоны не регистрировались. При исследовании протонов для того, чтобы не регистрировать частицы с большим зарядом, амплитудный анализатор должен использоваться как дифференциальный. Однако в большинстве случаев этого делать не

приходится, так как чаще всего пробеги α -частиц значительно меньше пробегов протонов.

При снятии энергетических спектров фольги ΔR_{34} обычно не используются и ширина энергетического интервала, в котором производится регистрация частиц, определяется только расстоянием между счетчиками 3 и 4 и давлением газа в телескопе. На рис. 7 приведены спектры протонов (а) и α -частиц (б), упруго рассеянных на золоте, а также α -частиц, рассеянных на мишени из лавсана (в) для угла вылета 90° . Стрелками показано ожидаемое положение групп α -частиц. На оси абсцисс отложена толщина алюминиевого поглотителя R_0 и соответствующая энергия частиц. Для перевода использовались данные по зависимости пробег — энергия для алюминия из работы [6].

Разрешающая способность телескопа определяется статистическим разбросом частиц по пробегам. Этот разброс в относительных единицах ($2\sigma_R/R$) составляет около 2,8% для протонов и около 1,7% для α -частиц с энергией от 10 до 30 Мэв [7]. Однако экспериментальные пики в распределении частиц по пробегам несколько шире из-за конечной толщины мишени и некогерентности пучка бомбардирую-

ших частиц. Например, в приведенных на рис. 7, а и 7, б спектрах упруго рассеянных на золоте протонов и α -частиц величина $2\sigma_R/R$ равна 4,3 и 2,7%, что соответствует разбросу по энергии ($2\sigma_E/E$) 2,5 и 1,6%.

При измерении угловых распределений и функций возбуждения толщина поглотителя ΔR_{34} подбирается так, чтобы регистрируемый энергетический интервал был больше энергетического разброса исследуе-

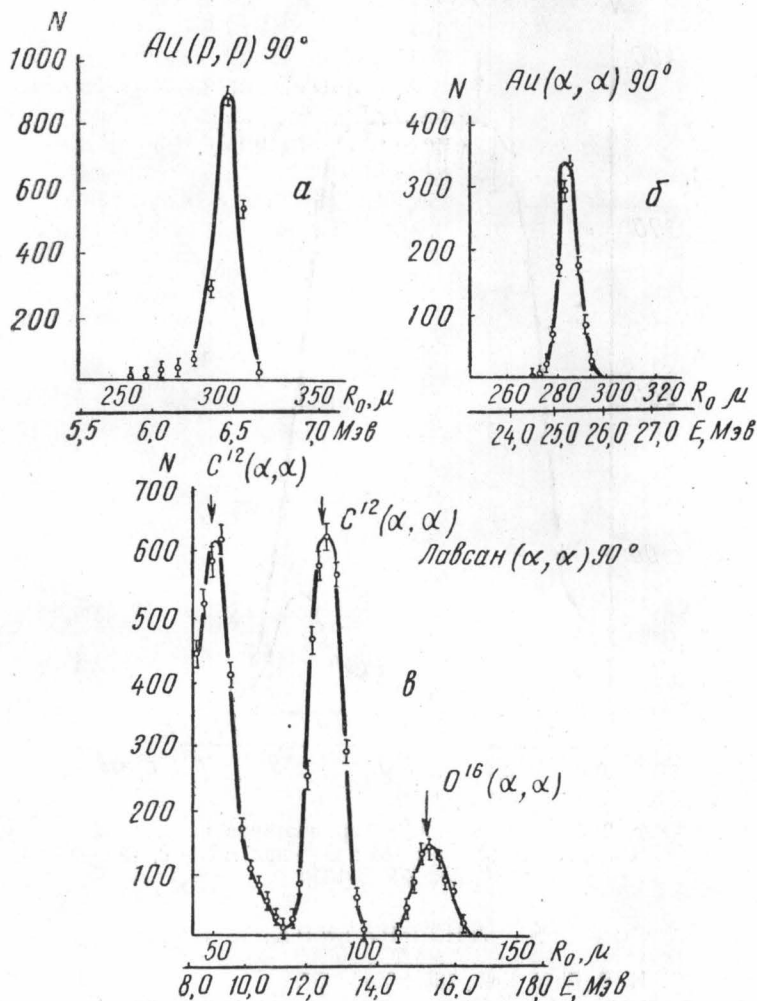


Рис. 7. Энергетические спектры: а — протонов, б — частиц, упруго рассеянных на Au, в — α -частиц, рассеянных на лавсане

мой группы частиц. При этом одновременно регистрируются все частицы этой группы. На рис. 8 приведены спектры протонов, вылетающих из реакции $C^{12}(\alpha, p)N^{15}$ под углом 162° для $\Delta R_{34} = 0$ и $\Delta R_{34} = 105 \mu$ алюминия.

Изготовленный телескоп позволяет регистрировать частицы, образующиеся в ядерных реакциях, в области углов вылета от 10° до 162° . Минимальная энергия, начиная с которой частицы могут быть зарегистрированы телескопом, определяется толщиной пленки лавсана на

щели вакуумной камеры, воздушным слоем между камерой и телескопом, толщиной слюды в окошке телескопа, размером телескопа и давлением газа в нем. При обычных условиях суммарная толщина эквивалентна 45 μ алюминия, что соответствует энергии протонов 2,1 Мэв и энергии α -частиц 8,3 Мэв.

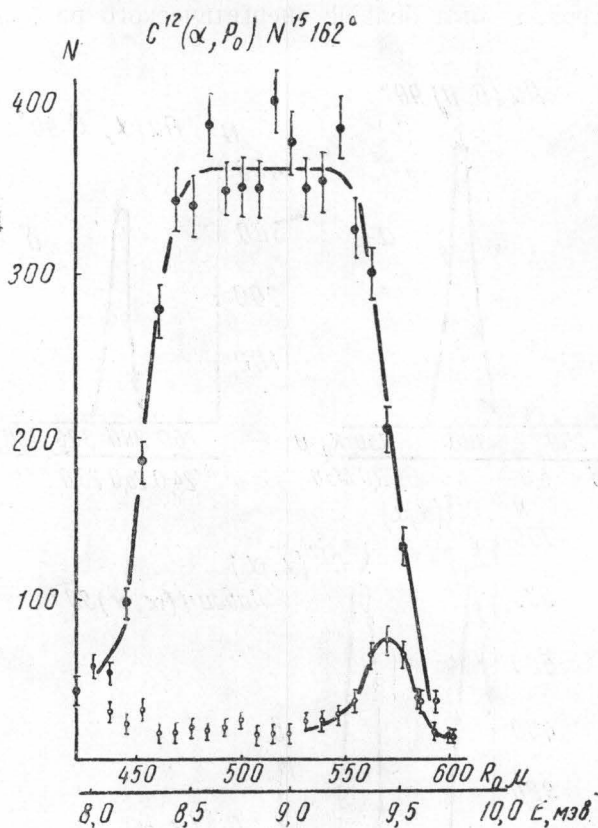


Рис. 8. Энергетический спектр протонов из реакции $C^{12}(\alpha, p) N^{15}$ под углом 162° ; O — при $\Delta R_{34}=0$, ● — при $\Delta R_{34}=105\mu$

ЛИТЕРАТУРА

1. Conzett H. E. Phys. Rev., **105**, 1324, 1957.
2. Кондрашев Л. Ф., Курашов А. А., Линев Л. Ф., Сидоров А. В., Соколов Н. И., Халдин Н. Н. «Приборы и техника эксперимента», № 1, 17, 1958.
3. Теплов И. Б., Шевченко О. П., Ругге Э. К. ЖЭТФ, **39**, вып. 4, 923, 1960.
4. Теплов И. Б., Дмитриев И. С., Теплова Я. А., Шевченко О. П. ЖЭТФ, **42**, вып. 2, 353, 1962.
5. Гольданский В. И., Куценко А. В., Подгорецкий М. И. Статистика отсчетов при регистрации ядерных частиц. Физматгиз, М., 1959.
6. Sternheimer R. M. Phys. Rev., **115**, 137, 1959.
7. Sternheimer R. M. Phys. Rev., **117**, 485, 1960; Marion I. V. Nucl. date Tables, p. 3 USAEC, 1960.

Поступила в редакцию
15. 11 1962 г.

НИИЯФ