

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



P-605

20/1-71

13 - 7769

1961/2-74

К.Г.Родионов, Р.Ф.Руми, В.Г.Тишин

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ УГЛОВОЙ  
ЭЛЕКТРОННОЙ КОЛЛИМАЦИИ  
ПРИ ИЗУЧЕНИИ РЕАКЦИИ  $(n, \alpha)$  С ПОМОЩЬЮ  
МНОГОПАРАМЕТРИЧЕСКОГО АНАЛИЗАТОРА

**1974**

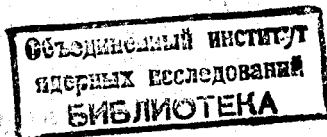
ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

13 - 7769

К.Г.Родионов, Р.Ф.Руми, В.Г.Тишин

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ УГЛОВОЙ  
ЭЛЕКТРОННОЙ КОЛЛИМАЦИИ  
ПРИ ИЗУЧЕНИИ РЕАКЦИИ  $(n, \alpha)$  С ПОМОЩЬЮ  
МНОГОПАРАМЕТРИЧЕСКОГО АНАЛИЗАТОРА

*Направлено в ЦТЭ*



## ВВЕДЕНИЕ

В Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ проводится изучение  $(n, \alpha)$  реакции на резонансных нейтронах. Детальное исследование этой реакции открывает перед физиками новый канал для получения сведений о структуре высоковозбужденных состояний атомных ядер. Однако малое сечение реакции  $(n, \alpha)$  при большом фоне  $\gamma$ -лучей от конкурирующей реакции  $(n, \gamma)$  вызывает серьезные экспериментальные трудности даже при счете  $\alpha$ -частиц. Трудности значительно возрастают при изучении в реакции  $(n, \alpha)$  спектров  $\alpha$ -частиц. Ионизационные потери в мишени при вылете  $\alpha$ -частицы ухудшают разрешение по энергии. Как следствие этих потерь в экспериментальном спектре  $\alpha$ -линии появляется затянувшийся "хвост" в сторону меньших энергий, обусловленный  $\alpha$ -частицами, вылетающими с разных глубин мишени под малыми углами к поверхности. Возникает трудность наблюдения слабых  $\alpha$ -переходов на фоне "хвостов" от сильных  $\alpha$ -переходов на более низкие возбужденные уровни дочернего ядра. Использование коллимирования  $\alpha$ -частиц, позволяющего уменьшить "хвосты" путем устранения  $\alpha$ -частиц, вылетающих под большими углами к направлению, перпендикулярному поверхности мишени, дает возможность наблюдать в спектре  $\alpha$ -частиц слабые по интенсивности переходы и тем самым существенно увеличить информативность экспериментальных спектров.

Известны различные методы коллимации  $\alpha$ -частиц, которые использовались в ряде работ с ионизационными камерами - детекторами  $\alpha$ -частиц /1-5/. Большие потери в эффективности счета  $\alpha$ -частиц при механической коллимации явились серьезным ограничением в ее примене-

нии. Счет уменьшался не только из-за отбрасывания частиц, вылетающих под большими углами, но и из-за уменьшения эффективной площади источника  $\alpha$ -частиц /мишени/ /1,2/. При электронном методе коллимации потери в счете значительно меньше, поскольку отбрасываются только  $\alpha$ -частицы с углом вылета из мишени, меньше заданного уровнем коллимации.

Сущность всех методов электронной коллимации состоит в определении тем или иным способом угла вылета  $\alpha$ -частицы из мишени и связи этой характеристики с амплитудой импульса от данной частицы. Для определения угла вылета  $\alpha$ -частицы в плоскопараллельной ионизационной камере с сеткой в разных работах использовались следующие зависимости от угла: а/ амплитуды импульса с высоковольтного электрода  $U_2 = f(\theta, E_\alpha)$  /3/, где  $\theta$  - угол, а  $E_\alpha$  - энергия  $\alpha$ -частиц; б/ времени пролета центра масс электронов, образующихся вдоль трека  $\alpha$ -частицы  $t = f(\theta, E_\alpha)$  /4/; в/ импульса тока с собирающего электрода /коллектора/  $i_{\text{макс}} = f(\theta, E_\alpha)$  /5/. Однако дополнительная зависимость каждого из этих параметров от энергии  $\alpha$ -частицы ( $E_\alpha$ ) позволяет применять эти методы только для определения углов вылета  $\alpha$ -частиц одной энергии.

Более универсален способ, в котором для нахождения угла вылета берется отношение времени пролета центра масс трека электронов и энергии частицы /6/. В практическом осуществлении способ довольно сложен. Ниже описывается используемое нами устройство с системой коллимации, разработанной на основе способа, предложенного в работе /7/. В отличие от этой работы, в которой для коллимации применялись аналоговые схемы, нами разработана система, оперирующая с цифровыми кодами амплитуд импульсов, что улучшает стабильность и существенно облегчает настройку системы. Это позволило использовать ее в устройстве многопараметрического анализа /8/. Устройство предназначено для изучения реакции  $(n, \alpha)$  на резонансных нейтронах с помощью ионизационной камеры. Оно позволяет получать информацию о спектрах  $\alpha$ -частиц в большом диапазоне энергий с любым заданным уровнем коллимации по

углам от нескольких ионизационных камер. Одновременно регистрируется полная информация в телесном угле  $2\pi$ .

## МЕТОД КОЛЛИМАЦИИ

Суть метода заключается в следующем. Измеряются амплитуды импульсов с двух электродов ионизационной камеры с сеткой. Амплитуда импульса  $U$ , получаемая от деления и сложения двух импульсов  $U_1$  и  $U_2$  с электродов камеры  $U = U_2 / U_1 + k_1 U_1$ , всегда находится в пределах  $U_{\text{min}} \div U_{\text{max}}$ , для двух предельных значений углов вылета  $\alpha$ -частицы, отсчитываемых от перпендикуляра к поверхности мишени  $\theta = 0^\circ$  и  $\theta = 90^\circ$  /, где  $U_1 = f_1(E_\alpha)$  - амплитуда импульса с коллектора ионизационной камеры,  $U_2 = f_2(E_\alpha, \cos \theta)$  - амплитуда импульса с высоковольтного электрода ионизационной камеры,  $k_1$  - коэффициент. Импульс  $U$  используется в качестве разрешающего для пропускания на анализ импульсов с собирающего электрода. Если установить пороги дискриминации разрешающих импульсов  $U'_{\text{min}} < U_{\text{п}} < U_{\text{max}}$ , где  $U'_{\text{min}} = U_{\text{min}}$  при  $k_1 = 0$ ,  $U'_{\text{max}} = U_{\text{max}}$  при  $k_1 = 0$ , то можно показать, что, задавая некоторые значения  $k_1$ , мы тем самым отбираем импульсы, которые соответствуют  $\alpha$ -частицам, вылетающим из мишени только под углом  $\theta < \theta_{k_1}$ . т.е. задаем уровень коллимации

$$\theta_{k_1} = \arccos k_1 \gamma, \quad \gamma = \frac{c_2}{c_1^2} \frac{QD}{X},$$

$k_1$  - коэффициент, задающий уровень коллимации,  $c_1$  и  $c_2$  - емкости коллектора и высоковольтного электрода,  $Q$  - величина заряда, собираемого на электродах,  $D$  - расстояние между высоковольтным электродом и сеткой,  $X$  - расстояние от начала до центра масс ионов вдоль трека  $\alpha$ -частицы. Зависимость уровня коллимации  $\alpha$ -частиц, различных энергий связана с отношением  $Q/X$ . В практических случаях отношение  $Q/X$  есть слабая функция энергии и поэтому уровень коллимации незначительно зависит от энергии /7/.

## СХЕМНОЕ РЕШЕНИЕ СИСТЕМЫ КОЛЛИМАЦИИ

Математическое выражение  $U = U_2 / U_1 + k_1 U_1$  было реализовано с помощью электронных схем амплитудно-временного преобразователя /9/. На рис. 1 показана блок-схема преобразователя, выполняющего функцию деления и сложения. Кодирование отношения  $U_2/U_1$  с добавкой некоторой части от  $U_1$  производится следующим образом. Импульсы  $U_1$  и  $U_2$  проходят через линейные схемы пропускания 2 и 3 на удлинители 5 и 6. Постоянный

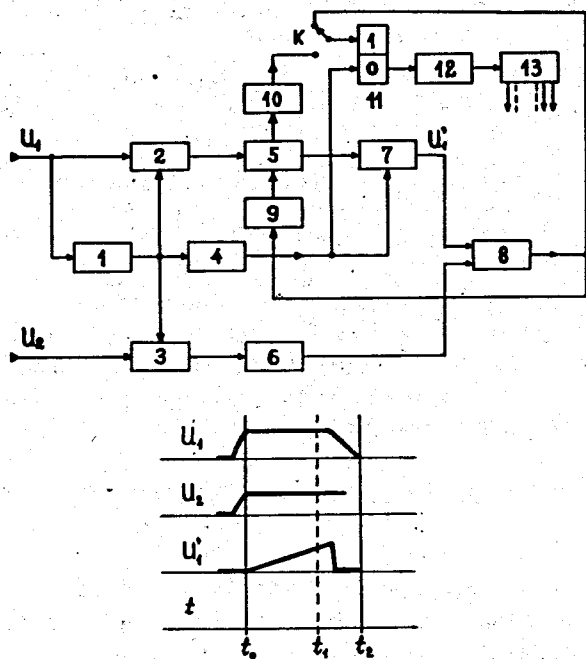


Рис. 1. Блок-схема преобразователя. 1 - "обостритель" импульсов, 2 и 3 - линейная схема пропускания, 4 - линия задержки, 5 и 6 - удлинители импульсов, 7 - линейный интегратор, 8 - компаратор, 9 - разрядное устройство, 10 - формирователь импульсов разряда, 11 - триггер, 12 - ждущий генератор серии импульсов, 13 - адресный регистр.

уровень удлиненного сигнала  $U_1$  подается на клапанируемый интегратор 7 в момент времени  $t_0$ . Сигнал с интегратора сравнивается на компараторе 8 с уровнем напряжения удлиненного сигнала  $U_2$  и в момент равенства на выходе компаратора появляется сигнал, фиксирующий этот момент времени  $t_1$ . Интервал времени  $t_1 - t_0$  будет пропорционален отношению  $U_2 / U_1$ . Напряжение на интеграторе изменяется как:  $U(t) = t/r U_1$ . При  $U(t_1) = U_2$  получим  $U_2 = \frac{t_1}{r} U_1$  или  $t = r U_2 / U_1$ , где  $r$  - постоянная времени интегратора, а  $t_0 = 0$ . Для получения добавки  $k_1 U_1$  в момент  $t_1$  осуществляется линейный разряд  $U_1$  и таким образом время  $(t_2 - t_1)$  будет пропорционально  $U_1$ . Полный интервал времени  $t_2 - t_1$  можно представить как  $t_2 = r U_2 / U_1 + r k_1 U_1 = r (U_2 / U_1 + k_1 U_1)$ . Величина  $r k_1$  определяет крутизну разряда и подбирается экспериментально такой, какая требуется в конкретном случае. Кодирование временного интервала производится обычным способом /9/ с помощью управляемого генератора серии и адресного счетчика. Схема преобразования математической зависимости /ПМЗ/ включена в устройство многопараметрического анализа  $\alpha$ -частиц /рис. 2/. Устройство состоит из ионизационной камеры с сек. кой /10/ на высоковольтном электроде которой имеется мишень, и системы многопараметрического анализа. Импульсы от  $\alpha$ -частиц с электродов И.К./11/ после усиления и формирования подаются на амплитудный кодировщик и схему

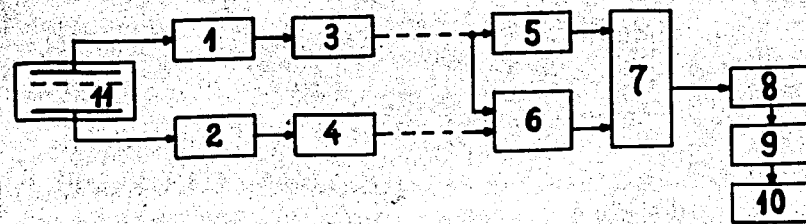


Рис. 2. Блок-схема установки многопараметрического анализа. 1 и 2 - малозумящие предусилители, 3 и 4 - основные усилители, 5 - амплитудный кодировщик, 6 - схема ПМЗ, 7 - промежуточная память, 8 - магнитофон, 9 - система отбора, 10 - МОЗУ /АИ-4096/.

преобразования ПМЗ. С этих устройств цифровая информация в виде двоичного кода поступает на промежуточную память ПП и записывается на магнитную ленту /11/. Одновременно через устройство отбора информация вводится в МОЗУ /АИ-4096/. С помощью устройства отбора производится установка границ коллимации  $\alpha$ -частиц из мишени. Уровень коллимации устанавливается смещением спектра  $N=f(U)$  с помощью потенциометра в блоке ПМЗ. В системе предусмотрено пропускание импульсов  $U_1$  на анализ только в том случае, если на схему ПМЗ поступают одновременно импульсы  $U_1$  и  $U_2$ . В противном случае амплитудный кодировщик блокируется. Это позволяет устранить регистрацию фоновых импульсов, а также электрические пробой с электродов в камере, имеющие место при высоком напряжении.

Описываемое устройство является развитием спектрометрической системы измерения  $\alpha$ -спектров /8/. Устройство позволяет проводить многомерный анализ  $\alpha$ -частиц из реакции  $(n, \alpha)$  с регистрацией дополнительной информации об углах вылета частиц или с предварительным отбором по заданному уровню коллимации. На магнитной ленте регистрируется энергетическая, временная и угловая информация об  $\alpha$ -частицах. Используя устройство отбора, можно записать в МОЗУ амплитудный спектр с заданной степенью коллимации или распределение  $U$  для различных  $\alpha$ -линий, что необходимо при оперативном контроле за ходом эксперимента. Через систему предварительной обработки многомерной информации /12/ устройство связано с ЭВМ БЭСМ-4. С помощью этого устройства ЭВМ используется для установки более детального режима контроля за экспериментом. Оно же позволяет передавать информацию, записанную на магнитной ленте для дальнейшей обработки на ЭВМ.

Для проверки методики была использована смесь изотопов урана в качестве источника  $\alpha$ -частиц. На рис. 3 приведены измеренные распределения  $N=f(U)$  для моноэнергетических  $\alpha$ -частиц /  $E_1 = 4,8$ ;  $E_2 = 6,8$ ;  $E_3 = 8,77$  МэВ/, при значении  $\tau k_1$ , соответствующем 53-процентному уровню коллимации. Пороги дискриминации при этом равны  $U_{min}$  и  $U_{max}$ . На рис. 4 и 5 пока-

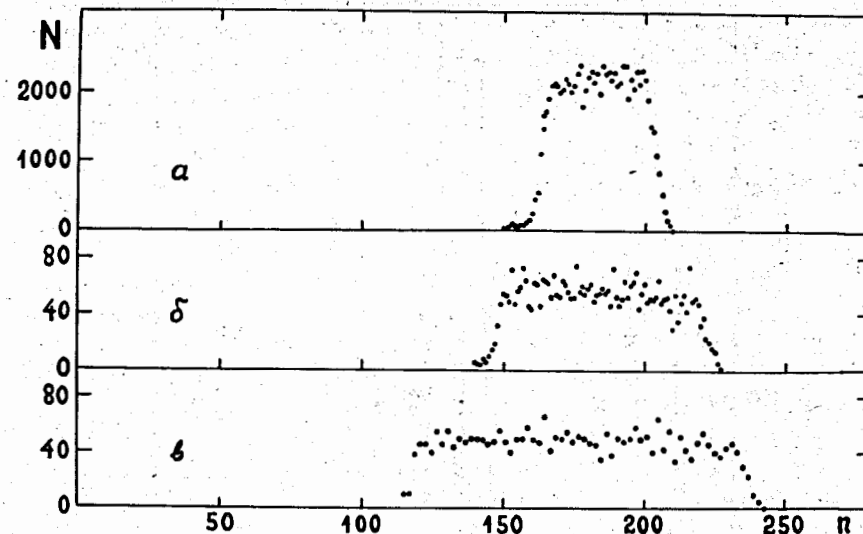


Рис. 3. Зависимость  $N=f(U)$  для  $\alpha$ -частиц смеси изотопов урана /  $E_{\alpha 1} = 4,8$  МэВ,  $E_{\alpha 2} = 6,8$ ,  $E_{\alpha 3} = 8,77$  МэВ/,  $n$  - номер канала амплитудного анализатора.

заны измеренные на данной установке спектры  $\alpha$ -частиц без коллимации и с 53-процентной коллимацией.

Как видно из приведенных спектров, коллимация устраняет низкоэнергетические "хвосты", улучшает разрешение при незначительном изменении относительной интенсивности счета для  $\alpha$ -линий разных энергий. Так, при коллимации 53% относительная интенсивность счета для  $\alpha$ -частиц с  $E_3 = 8,77$  МэВ составляет 52%; для  $\alpha$ -линий с  $E_2 = 6,77$  и  $E_1 = 4,8$  МэВ - 49% и 46% соответственно.

Применение коллимации при измерении спектров  $\alpha$ -частиц из реакции  $(n, \alpha)$  показало перспективность такого метода. На рис. 6 представлены два спектра  $\alpha$ -частиц из реакции  $^{143}\text{Nd}(n, \alpha)$  полученные на нейтронном пучке ИБРа ОИЯИ без коллимации и с коллимацией. Из рисунков 6 и 7 видно, насколько улучшается наблюдение слабых переходов группы  $(\alpha_1 + \alpha_2)$  и не-



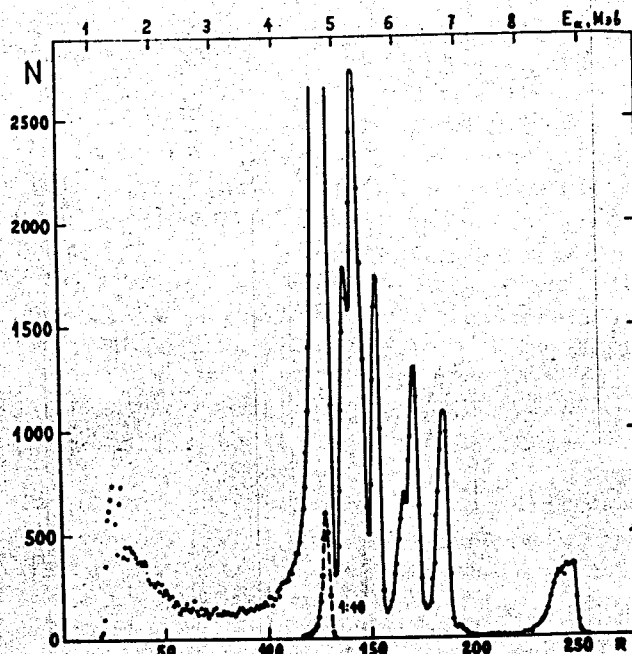


Рис. 4. Амплитудный спектр  $\alpha$ -частиц смеси изотопов урана без коллимации.

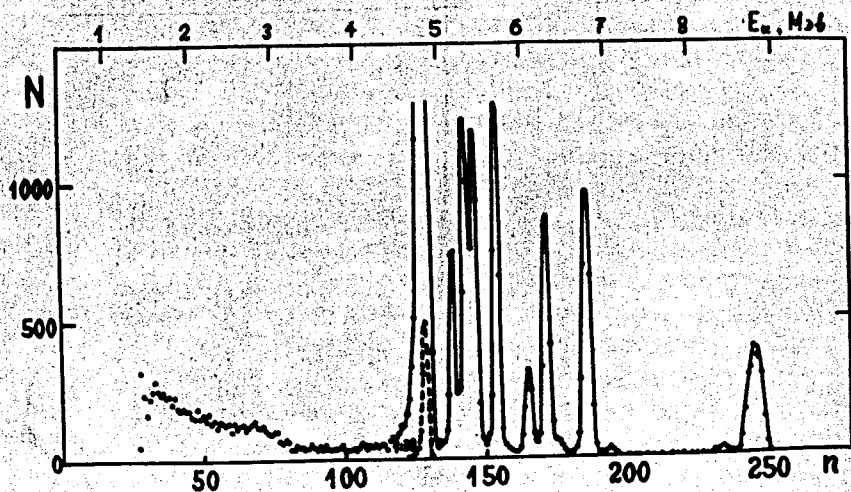


Рис. 5. Амплитудный спектр  $\alpha$ -частиц смеси изотопов урана с электронной коллимацией /~50%/.

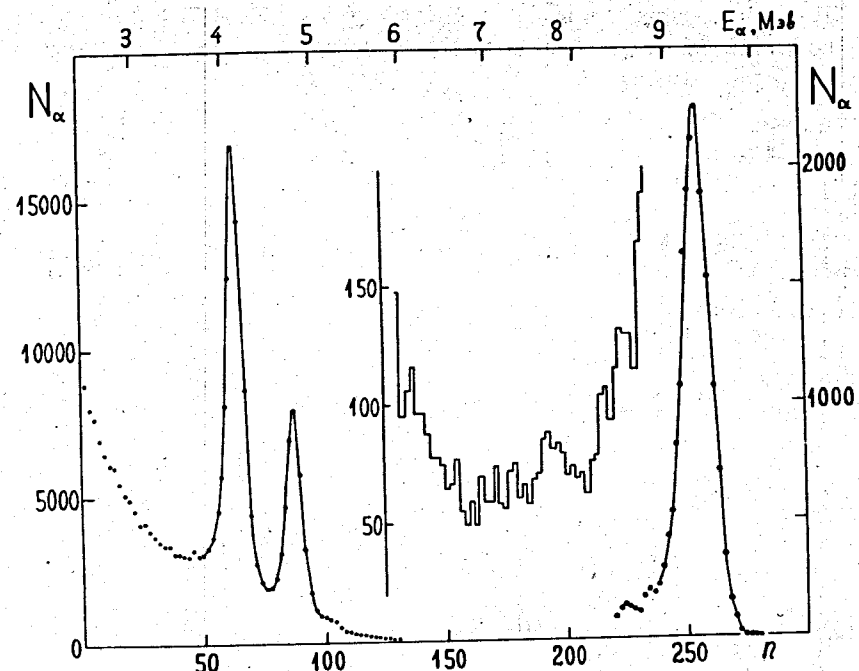


Рис. 6. Амплитудный спектр  $\alpha$ -частиц из реакции  $^{143}\text{Nd}(n, \alpha)$  без коллимации.

прерывного распределения ( $\gamma, \alpha$ ) с применением коллимации. Кроме того, с обрезанием низкоэнергетического "хвоста" наблюдается заметное уменьшение экспоненциального фона со стороны низких энергий, обусловленного большими полями  $\gamma$ -квантов, сопровождающих эти измерения.

Следует еще отметить, что используемый многопараметрический анализатор с памятью на магнитной ленте [11] позволяет воспроизводить результаты измерений с отбором по любым двум параметрам, например, амплитудный спектр с отбором по времени и углу. При этом, в случае необходимости, можно получать любую степень коллимации для определенной  $\alpha$ -линии спектра; степень коллимации для других  $\alpha$ -линий в этом спектре легко определяется при обработке.

В заключение авторы благодарят Ю.П.Попова за постоянный интерес и помощь при постановке и обсуждении данной работы.

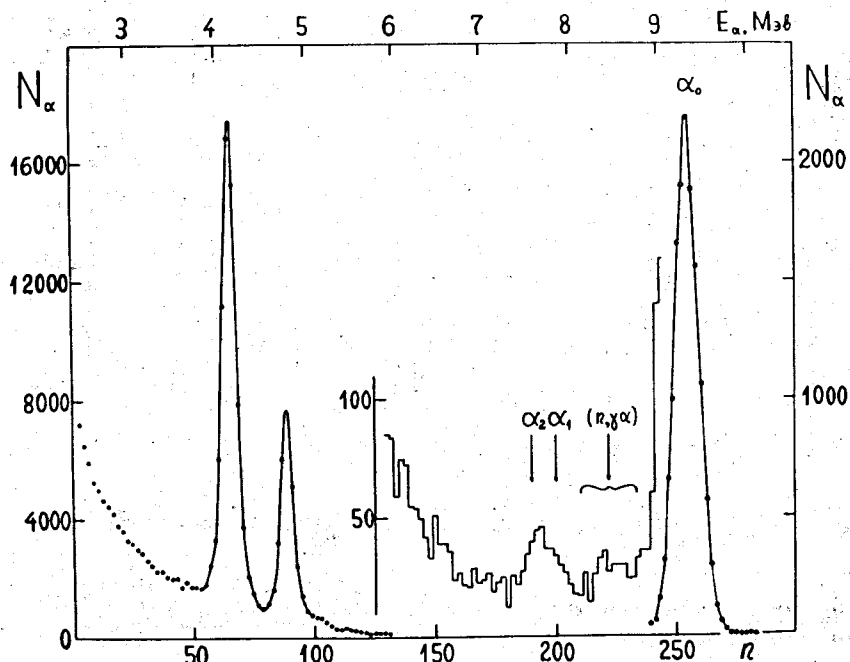


Рис. 7. Амплитудный спектр  $\alpha$ -частиц из реакции  $^{143}\text{Nd}(n, \alpha)$  с применением 50-процентной коллимации.

#### Литература

1. D.W.Engelkeimeir, L.W.Magnusson. RSI, 26, 295 (1955).
2. A.Ghiorso. Phys.Rev., 82, 979 (1951).
3. Б.А.Бочагов, А.А.Воробьев, А.П.Комар. Изв. АН СССР, сер. физ., 20, 1455 /1956/.
4. Т.Н.Кочаров, В.А.Королев. Изв. АН СССР, 25, 2, 237 /1961/.
5. V.Facchini, E.Gatti, F.Pellegrini. NIM, 4, 221 (1959).
6. R.Benoit, G.Bertolini, G.B.Restell. "Electronique Nucleaire", 1963, Paris, 485.

7. В.А.Королев, Г.Д.Алхазов, А.А.Воробьев, А.И.Егоров, Л.М.Васильева. ЯФ, 8, 2, 1968.
8. Ю.П.Попов, К.Г.Родионов, Р.Ф.Руми, М.Стэмпиньски, В.Г.Тишин. Труды IV Международного симпозиума по ядерной электронике, ОИЯИ, Д13-6210, Дубна, 1972.
9. В.И.Приходько, В.Г.Тишин. ОИЯИ, 2492, Дубна, 1965.
10. Ю.П.Попов, М.Пшитула, К.Г.Родионов, Р.Ф.Руми, М.Стэмпиньски, В.И.Фурман. ОИЯИ, РЗ-5073, Дубна, 1970.
11. Г.П.Жуков, Г.И.Забиякин, К.Г.Родионов, В.Д.Шибает, И.В.Штраних. Труды V научно-технической конференции по ядерной электронике. Госатомиздат, 1963, т. 2, ч. II.
12. Ф.Дуда, О.И.Елизаров, Г.П.Жуков, В.М.Приходько, ОИЯИ, 10-3780, Дубна, 1968.

Рукопись поступила в издательский отдел  
14 февраля 1974 года.