

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

13-86-375

В.В.Каманин, А.Куглер, Ю.Г.Соболев,
В.Ф.Стрижов, А.С.Фомичев

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК
ГАММА-СПЕКТРОМЕТРОВ
НА ОСНОВЕ КРИСТАЛЛОВ NaJ(Tl) И VGO

Направлено в журнал "Приборы
и техника эксперимента"

1986

Исследование характеристик гамма-спектрометров на основе кристаллов NaJ(Tl) и BGO

Проведено сравнение основных характеристик сцинтилляционных гамма-спектрометров на основе кристаллов NaJ(Tl) ϕ 150x100 мм и ФЭУ-49-Б с гамма-спектрометром на основе кристалла BGO ϕ 75x25 мм и ФЭУ ЕМ1-9856. Измерены функции отклика данных детекторов на моноэнергетическое гамма-излучение в реакциях радиационного захвата протонов на легких ядрах. Определена зависимость эффективности регистрации гамма-квантов в диапазоне энергий $E_\gamma = 4 \pm 20$ МэВ. Описывается простой способ параметризации измеренных функций отклика. Приводятся приборные спектры гамма-квантов с $E_\gamma = 4 \pm 20$ МэВ в реакциях с тяжелыми ионами. Установлено, что сцинтилляционный детектор BGO сравним по эффективности регистрации высокоэнергетических гамма-квантов с детектором NaJ(Tl). Показано, что использование детектора BGO приводит к заметному улучшению соотношения "эффект/фон". Измерена эффективность регистрации нейтронов от Pu(Be)-источника.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод О.С.Виноградовой

Investigation of Characteristics of Gamma-Spectrometers on the Base of NaJ(Tl) and BGO Crystals

The main characteristics of scintillation gamma-spectrometers on the base of NaJ(Tl) crystal ϕ 150x100 mm with photomultiplier 49-B are compared with those of BGO crystal ϕ 75x25 mm with EMI-9856 photomultiplier. Response functions of both detectors to the monoenergetic gamma-rays in the proton radiative capture reactions with light nuclei are measured. The gamma-ray efficiency has been determined for $E_\gamma = 4 \pm 20$ MeV. A simple way of parametrization of measured response functions is described. The device spectra of gamma-rays emitted in the heavy ion reactions are shown. The scintillation detector of BGO is found to have an efficiency of registering of high energy gamma-rays comparable to that of NaJ(Tl) detector. It is shown that using of BGO detector lead to a significant increase in the ratio "effect/background". The efficiency of registration of neutrons emitted by Pu(Be) source has been determined.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986

Введение

В течение последних 5 лет значительно возрос интерес к изучению жесткой компоненты гамма-излучения, возникающего в реакциях с тяжелыми ионами /1,2/.

Ввиду интенсивного нейтронного фона и при низком ожидаемом выходе гамма-квантов с $E_\gamma \sim 15$ МэВ порядка 10^{-4} на один акт взаимодействия ядер возникает необходимость использования детекторов, обладающих высокой эффективностью регистрации гамма-квантов с $E_\gamma > 10$ МэВ при низкой чувствительности к нейтронному фону.

В последнее время о появлении возможности выращивать кристаллы германата висмута $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ (BGO) достаточно больших размеров экспериментаторы получили возможность улучшить характеристики гамма-спектрометров. Сцинтилляционные детекторы на основе BGO обладают более высокой эффективностью регистрации гамма-квантов по сравнению с детекторами на сцинтилляторах $\text{NaI}(\text{Tl})$ тех же размеров /3/.

С целью выявления возможных преимуществ использования гамма-спектрометров на основе кристаллов BGO в экспериментах по измерению жесткой компоненты гамма-излучения в реакциях с тяжелыми ионами в данной работе проведены сравнения гамма-спектрометра на основе кристалла $\text{NaI}(\text{Tl})$ $\varnothing 150 \times 100$ мм и ФЭУ-49-Б с гамма-спектрометром на основе кристалла BGO $\varnothing 75 \times 25$ мм с ФЭУ ЕМ1-9856. Измерены эффективности регистрации нейтронов с $E_n = 0,3+6$ МэВ и гамма-квантов с энергиями $E_\gamma = 4+20$ МэВ для обоих детекторов. Описывается методика измерения функций отклика детекторов и простой способ их параметризации. Приводится описание установки для измерения спектров гамма-квантов больших энергий в реакциях с тяжелыми ионами и сравнение полученных результатов для обоих гамма-спектрометров.

Регистрация нейтронов

Известно, что функция отклика сцинтилляционных гамма-спектрометров на нейтронное излучение с $E_n > 0,5$ МэВ имеет форму быстро спадающего спектра, который тянется вплоть до амплитуд, соответствующих регистрации гамма-квантов с энергией, равной энергии связи нейтрона, около 8 МэВ. В работе /4/ показано, что амплитудное распределение, отнормированное на число нейтронов, попадающих в детектор $\text{NaI}(\text{Tl})$ $\varnothing 150 \times 100$ мм, слабо зависит от их энергии при $E_n = 0,5+10$ МэВ. По этой причине с целью определения эффективности регистрации нейтронов исследуемых нами гамма-спектрометров в работе использовался $\text{Pu}(\text{Be})$ -нейтронный источник. В этом источнике захват α -час-

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

тицы ядром ^9Be приводит к образованию ядер ^{13}C . Нейтронный распад этого ядра примерно в половине случаев идет на первый возбужденный уровень ядра ^{12}C . Этот уровень разряжается посредством эмиссии гамма-кванта с $E_\gamma = 4,43$ МэВ. На рис.1 представлена схема эксперимента. Вблизи $\text{Pu}(\text{Be})$ -источника помещался стартовый детектор $\text{NaJ}(\text{Tl})$

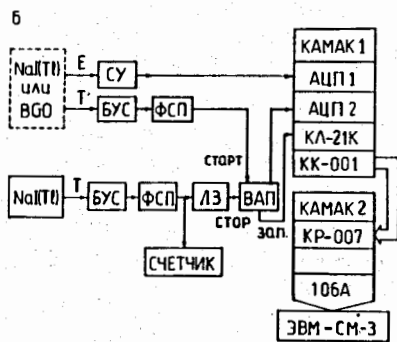
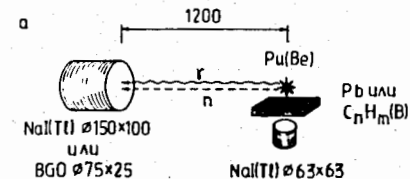


Рис.1. Схема эксперимента по измерению эффективности регистрации нейтронов и гамма-квантов спектрометрами $\text{NaJ}(\text{Tl})$ и ВГО.

Амплитудные спектры детекторов А и В, соответствующие широкому распределению в левой части временного спектра, представлены на рис.2в,г. Данные спектры отнормированы на число гамма-квантов с $E_\gamma \geq 4$ МэВ, зарегистрированных детектором С, а также к единице телесного угла. Полная эффективность регистрации нейтронов от $\text{Pu}(\text{Be})$ -источника, отнесенная на единицу телесного угла, равна 16% для $\text{NaJ}(\text{Tl})$ и 8% для ВГО.

Регистрация гамма-квантов

Ввиду отсутствия подходящих радиоактивных источников моноэнергетического гамма-излучения с энергией $E_\gamma > 6$ МэВ, измерения гамма-

детектор С), защищенный слоем парафина толщиной 10 см, который регистрировал в основном гамма-кванты выше установленного порога ($E_\gamma \geq 4$ МэВ). Исследуемые детекторы $\text{NaJ}(\text{Tl})$ и ВГО, А и В соответственно, находились на расстоянии 1,2 метра от нейтронного источника. Полученные времяпролетные спектры нейтронов представлены на рис.2д,е. Широкое распределение левой части спектров соответствует регистрации гамма-кванта в детекторе С и нейтрона в детекторе А (В). Его ширина обусловлена шириной распределения нейтронов по кинетической энергии. Относительно узкий пик в правой части временных спектров, соответствующий регистрации гамма-кванта детектором А (В) и нейтрона детектором С, сильно подавлен из-за наличия слоя парафина, защищающего детектор С от попадания нейтронов от $\text{Pu}(\text{Be})$ источника.

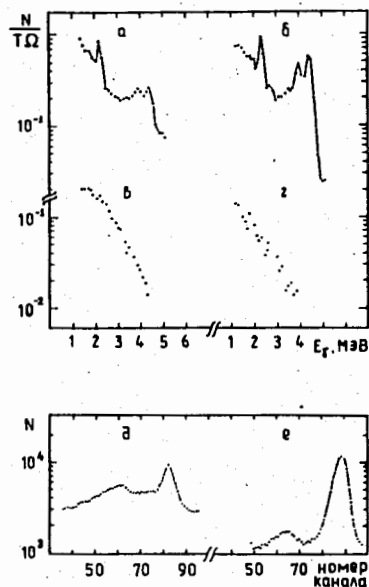


Рис.2. Результаты калибровки двух детекторов с помощью $\text{Pu}(\text{Be})$ -источника:

а,б - амплитудные спектры регистрации гамма-квантов в детекторах $\text{NaJ}(\text{Tl})$ и ВГО;

в,г - амплитудные спектры регистрации нейтронов гамма-спектрометрами $\text{NaJ}(\text{Tl})$ и ВГО;

д,е - времяпролетные спектры, соответствующие регистрации гамма-кванта с $E_\gamma \geq 4$ МэВ в детекторе С ("стоп"-сигнал) и регистрации нейтрона или гамма-кванта в детекторах $\text{NaJ}(\text{Tl})$ и ВГО.

спектров были проведены в резонансных реакциях на пучке протонов с энергией 1,5 МэВ ¹⁵. Основные характеристики этих реакций приведены в таблице 1.

Таблица 1

Выходы гамма-квантов на один протон с $E_p = 1,5$ МэВ для толстой мишени (Y_p, γ) ¹⁹ и результаты измерения эффективности регистрации гамма-спектрометров

Реакция	Выход гамма-квантов на один протон Y_p, γ	Энергия гамма-квантов E_γ (МэВ)	Эффективность регистрации E_k %	
			$\text{NaJ}(\text{Tl})$	ВГО
$^{11}\text{B}(p, \gamma)^{12}\text{C}^*$	$6,7 \times 10^{-9}$	4,43	38 ± 2	57 ± 3
$^{19}\text{F}(p, \alpha \gamma)^{16}\text{O}^*$	$1,2 \times 10^{-6}$	6,13	36 ± 3	46 ± 4
$^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}^*$	$1,3 \times 10^{-9}$	10,8	30 ± 3	37 ± 4
$^{11}\text{B}(p, \gamma)^{12}\text{C}^*$	$8,3 \times 10^{-9}$	17,2	26 ± 4	29 ± 5

Измерения проводились на электростатическом генераторе ЭГ-8 НИИЯФ МГУ. Облучались толстые мишени ^{11}B , CaF_2 , ^{28}Al . Детекторы располагались на расстоянии 11 см от мишени. Напряжение на ФЭУ составляло 1200 и 900 В соответственно для детекторов $\text{NaJ}(\text{Tl})$ и ВГО,

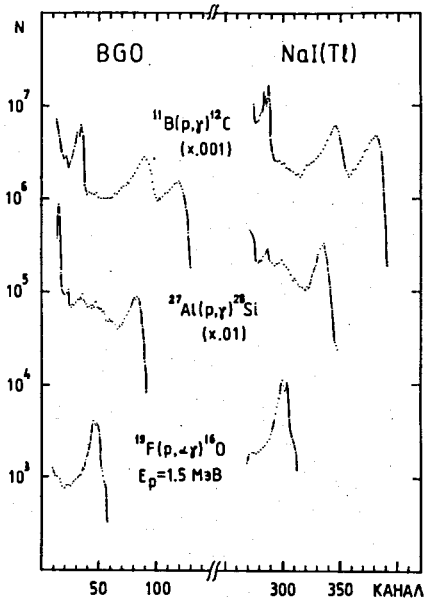


Рис.3. Амплитудные спектры регистрации моноэнергетических гамма-квантов с различными энергиями для спектрометров BGO (левая часть) и $NaI(Tl)$ (правая часть). Спектры получены в реакциях на пучке протонов $E_p = 1,5$ МэВ.

что обеспечивало линейность зависимости амплитудного сигнала ФЭУ от энергии гамма-квантов вплоть до $E_\gamma \sim 25$ МэВ.

В полученных спектрах четко наблюдаются гамма-переходы с $E_0 = 6,13$ МэВ в реакции $^{19}F(p,\gamma)^{16}O$; $E_0 = 10,8$ МэВ в реакции $^{27}Al(p,\gamma)^{28}Si$ и $E_0 = 4,43$ МэВ, $12,8$ МэВ, $17,23$ МэВ в реакции $^{11}B(p,\gamma)^{12}C$ (см.рис.3). Ухудшение абсолютной величины энергетического разрешения детекторов (хотя относительная величина энергетического разрешения $\Delta E_\gamma/E_\gamma$ и улучшается $^{1/3}$) приводит к образованию широкого пика вместо суперпозиции отдельных пиков полного поглощения, одиночного вылета и двойного вылета аннигиляционных гамма-квантов. По этой причине эффективность регистрации гамма-квантов с $E_0 > 4$ МэВ принято характеризовать величиной $\varepsilon(E_0) = S/I(E_0)$, где S - площадь под пиком, соответствующая интервалу энергии ($E_0 - 1,5$ МэВ, $E_0 + 0,5$ МэВ), $I(E_0)$ - количество гамма-квантов с энергией E_0 , испущенных источником 15 . Интенсивность источника $I(E_0)$ определяется по формуле:

$$I(E_0) = N_p \cdot Y_{p,\gamma},$$

где N_p - число протонов, облучивших мишень за данное время экспозиции; $Y_{p,\gamma}$ - выход гамма-квантов на один протон (см.табл.1). Для сравнения двух спектрометров также необходимо учесть телесный угол Ω этих детекторов относительно гамма-источника. С этой целью мы

провели измерение величины

$$\varepsilon_k(4,43) = \varepsilon(4,43) / \Omega_{1,2 \mu}$$

для энергий $E_0 = 4,3$ МэВ, используя $Pu(Be)$ -нейтронный источник. Детекторы $NaI(Tl)$ и BGO находились на расстоянии $1,2$ метра от источника, что обеспечивало необходимую точность определения телесного угла. Эксперимент проводился по вышеописанной схеме измерения эффективности регистрации нейтронов, с тем изменением, что детектор С защищался слоем свинца толщиной 100 мм и на нем устанавливался порог регистрации, равный 100 кэВ. Полученные гамма-спектры, отнормированные на число запусков детектора С и единицу телесного угла, приведены на рис.2а,б. Значение величины ε_k для энергий $E_0 = 6,13$ МэВ, $10,8$ МэВ, $17,2$ МэВ определялись с помощью формул:

$$\varepsilon_k(E_0) = \varepsilon(E_0) \cdot R$$

$$R = \varepsilon_k(4,43) / \varepsilon(4,43),$$

где $\varepsilon(E_0)$ - эффективность регистрации, измеренная в реакциях (p,γ) . Полученные результаты приведены в таблице 1 и на рис.4.

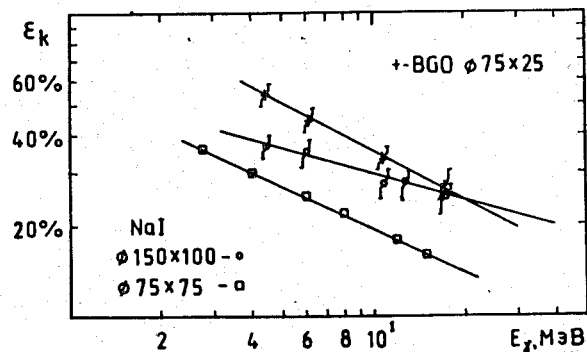


Рис.4. Эффективности регистрации гамма-квантов с амплитудой в области амплитуд, соответствующих полному поглощению энергии гамма-кванта (смотри текст), отнормированные на единицу телесного угла для детекторов BGO $\phi 75 \times 25$ мм (крестик), $NaI(Tl)$ $\phi 150 \times 100$ мм (кружок), измеренные в настоящей работе, и для детектора $NaI(Tl)$ $\phi 75 \times 75$ мм, приведенные в работе 15 .

ФУНКЦИЯ ОТКЛОНА

Для восстановления исходных спектров жесткого гамма-излучения из экспериментально измеренных амплитудных распределений необходимо знать функцию отклика детекторов на моноэнергетическое гамма-излуче-

ние в широком диапазоне энергий E_0 . Были измерены функции отклика детекторов NaJ(Tl) и BGO для энергий $E_0=4,43$ МэВ; $6,13$ МэВ; $10,8$ МэВ; $17,2$ МэВ. Для их описания использовалась модифицированная нами формула из работы [6], которая имеет вид

$$N(E', E_0) = N_0 \cdot \{ AF \cdot g(\epsilon) + AS \cdot g(\epsilon + 5.11) + AD \cdot g(\epsilon + 1.022) + AE \cdot f(\epsilon + 17,2) \}; \quad (I)$$

$$\epsilon = E' - E_0; N_0 = I(E_0) / I(17,2).$$

Параметры AF, AS, AD определяют вид пиков полного поглощения, одиночного вылета и двойного вылета аннигиляционных гамма-квантов. Мы ввели параметр AE , определяющий вклад в гамма-спектр остальных процессов, основным из которых, как показано в [7], является утечка тормозного излучения. Функция $f(\epsilon)$ определялась по функции отклика для $E_0=17,2$ МэВ, где ее вклад наиболее заметен. Аппроксимация аппаратного спектра проводилась для разных его участков с помощью формул:

$$f(\epsilon) = \exp(a_\psi \cdot \epsilon + b_\psi); \quad \epsilon < 15,7 \text{ [МэВ]} \quad (2)$$

$$f(\epsilon) = C_\psi, \quad C_\psi = \exp(a_\psi \cdot 15,7 + b_\psi); \quad 15,7 \leq \epsilon < 17,2 \quad (3)$$

$$f(\epsilon) = C_\psi \cdot g(\epsilon); \quad g(\epsilon) = \exp\{-\epsilon^2 / (2z^2)\}; \quad \epsilon \geq 17,2, \quad (4)$$

где a_ψ и b_ψ - подгоночные параметры (см. табл.2), z - дисперсия распределения Гаусса, которым описывалась форма пиков полного и неполного поглощения (формула (I)).

Таблица 2

Подгоночные параметры

	NaJ(Tl)	BGO
a_ψ	0,3295	0,1517
b_ψ	0,909	4,724

Для энергий $E_0=4,43$ МэВ; $6,13$ МэВ; $10,8$ МэВ; $17,2$ МэВ методом наименьших квадратов получены значения величин AF, AS, AD, AE, z . Значения указанных параметров приведены на рис.5. Сравнение полученных функций отклика с экспериментальными данными представлено на рис.6.

О целью изучения влияния функций отклика на аппаратный спектр детекторов мы провели преобразование спектра $h(E_\gamma)$, полученного на основе статистической модели распада составного ядра в реакции ^{22}Ne (178 МэВ) + ^{150}Nd [8], в аппаратный спектр детекторов NaJ(Tl) и BGO по формуле:

$$N(E') = \int_{E'}^{24,13\text{B}} h(E_\gamma) \cdot N(E', E_\gamma) \cdot dE_\gamma.$$

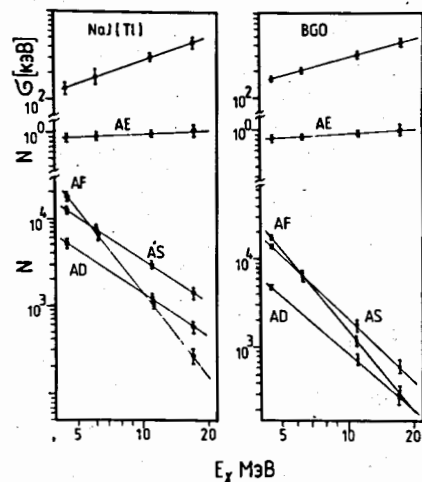


Рис.5. Значения параметров функции отклика для детекторов NaJ(Tl) - левая часть, и BGO - правая часть, полученных методом наименьших квадратов.

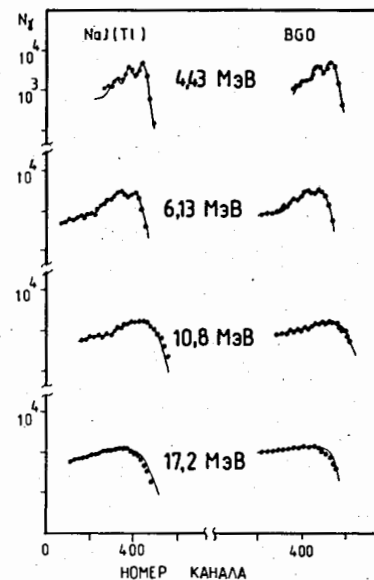


Рис.6. Функции отклика гамма-спектрометров, полученные по формуле (I) - непрерывная линия; точками приведены экспериментальные данные, отнормированные на интенсивность гамма-перехода с $E_0=17,2$ МэВ.

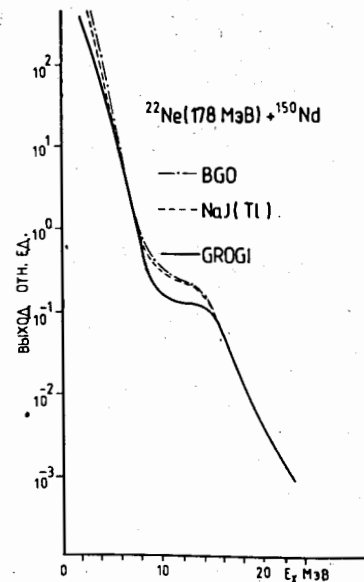


Рис.7. Теоретический спектр гамма-квантов в реакции ^{22}Ne (178 МэВ) + ^{150}Nd (непрерывная линия) и аппаратные спектры детекторов BGO (штрихпунктир) и NaJ(Tl) (штрих), полученные на основе определенных в работе функций отклика.

Результаты, приведенные на рис.7, показывают заметное отклонение формы аппаратных спектров от формы теоретического спектра для $E_\gamma < 4$ МэВ и в области излома теоретического спектра ($E_\gamma \sim 12$ МэВ).

Использование сцинтилляционных детекторов на пучках тяжелых ионов

Как указано выше, в экспериментах по изучению жесткой компоненты гамма-излучения в реакциях на пучках тяжелых ионов основной методической трудностью является подавление интенсивного нейтронного фона, сопровождающего большинство каналов реакции. Этот фон возникает помимо взаимодействия пучка с ядрами мишени, также и при взаимодействии его с деталями камеры рассеяния, цилиндром Фарадея, коллиматором пучка и т.д. В дальнейшем эту составляющую фона будем называть "фон экспериментальной кабины".

Схема одного из экспериментов по изучению жесткой компоненты гамма-излучения приведена на рис.8. Эксперимент проводился на выведенном пучке ускорителя тяжелых ионов У-300 ДЯР ОИЯИ. Пучок ионов ^{22}Ne с энергией 178 МэВ падал на мишень ^{90}Tl - металлическую фольгу толщиной 15 мкг/см². На расстоянии 20 мм от мишени помещался $\text{NaI}(\text{Tl})$ -детектор $\phi 63 \times 63$ мм, расположенный под углом 90° к направлению пучка ионов. Этот детектор имел относительно большую эффективность регистрации характеристического гамма-излучения ($E_\gamma \sim 1$ МэВ), сопровождающего процесс распада составного ядра, и служил в качестве стартового детектора. Энергетические спектры гамма-квантов с $E_\gamma > 5$ МэВ измерялись двумя детекторами $\text{NaI}(\text{Tl}) \phi 150 \times 100$ мм и $\text{BGO} \phi 75 \times 25$ мм в совпадении со стартовым детектором. Данные детек-

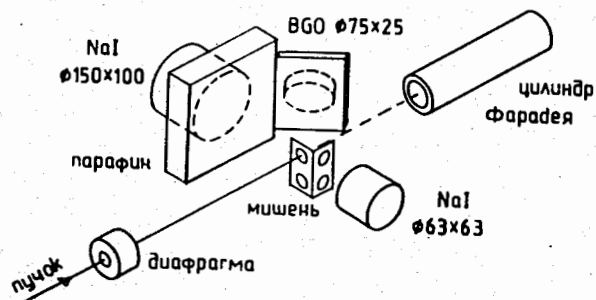


Рис.8. Схема эксперимента по измерению жесткой компоненты гамма-излучения в реакциях с тяжелыми ионами.

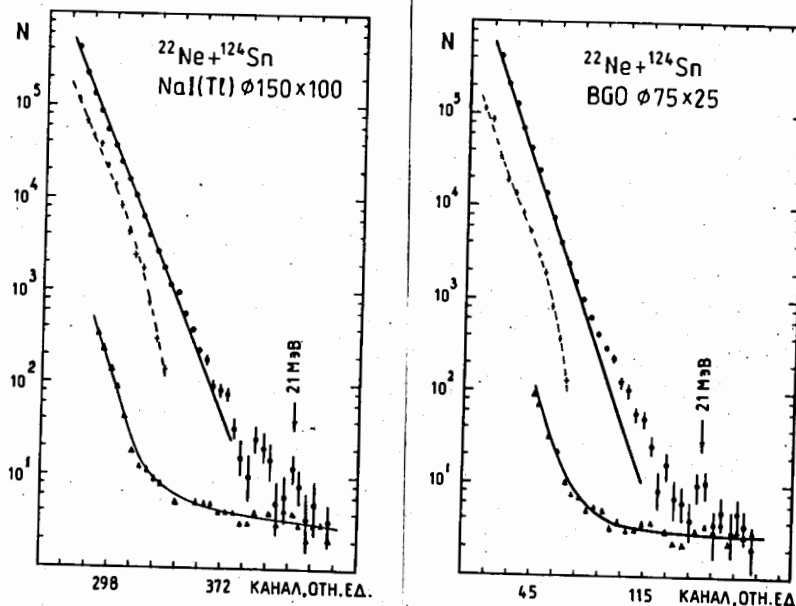


Рис.9-10. Гамма-спектры для кристалла $\text{NaI}(\text{Tl})$ и BGO , (•) - данные, полученные в реакции $\text{Sn} + \text{Ne}$, (+) - фон экспериментальной кабины (см. текст), (Δ) - фон в отсутствие пучка тяжелых ионов.

торы размещались на расстоянии соответственно 190 мм и 120 мм от мишени. С целью уменьшения фона от нейтронов, испущенных из мишени, детекторы защищались пластинами парафина с 3% содержанием ^{10}B . Толщина пластин составляла 100 мм для $\text{NaI}(\text{Tl})$ и 50 мм для BGO .

Для проверки стабильности работы гамма-спектрометров перед началом и в конце каждого сеанса облучения проводились калибровки по двум гамма-линиям: $E_0 = 4,43$ МэВ - гамма-кванты от $\text{Pu}(\text{Be})$ -источника и $E_0 = 2,22$ МэВ - гамма-кванты, соответствующие процессу захвата тепловых нейтронов ядрами водорода, входящими в состав защиты $\text{Pu}(\text{Be})$ -источника. Энергетические спектры гамма-квантов, сопровождающих реакцию слияния, полученные за вычетом случайных совпадений, представлены на рис.9 и 10. На рисунках приведены спектры гамма-квантов также истинных совпадений, но обусловленные фоном экспериментальной кабины. Из рисунков следует, что использование BGO -детектора дает лучшее соотношение эффект/фон для энергий $E_\gamma < 15$ МэВ. Это объясняется, в основном, меньшим объемом BGO -детектора и его меньшей чувствительностью к нейтронам по сравнению с $\text{NaI}(\text{Tl})$ -детектором. Выход гамма-

квантов с энергией $E_\gamma \gg 18$ МэВ, как видно из рис.9 и 10, сравним с высокоэнергетическим фоном. Этот фон измерялся в отсутствие пучка ионов, и он соответствует событиям регистрации космических ливней^{2/}. Его вклад в наблюдаемые гамма-спектры на пучке ионов можно существенно уменьшить, организовав отбор событий по энергии гамма-квантов с $E_\gamma < 3$ МэВ, регистрируемых в стартовом детекторе (детектор С), см. рис.11.

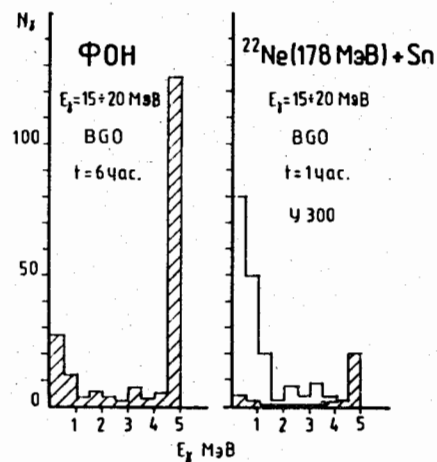


Рис.11. Амплитудные спектры стартового детектора $\text{NaJ}(\text{Tl})$ в совпадении с гамма-квантами для диапазона $E_\gamma = 15+20$ МэВ, зарегистрированными в детекторах BGO (см. текст). Левая часть – фон в отсутствие пучка ионов, правая часть – спектр в эксперименте „ $\text{Sn}+\text{He}$ “; заштрихован вклад фона космического происхождения.

Заключение

Приведенные выше результаты измерений показывают, что сцинтилляционный BGO-детектор с относительно небольшими размерами $\varnothing 75 \times 25$ мм сравним по эффективности регистрации гамма-квантов с энергией $E_\gamma = 4+20$ МэВ со сцинтилляционным детектором $\text{NaJ}(\text{Tl})$, имеющим размеры $\varnothing 150 \times 100$ мм. В то же время проведенные эксперименты на пучке тяжелых ионов показали, что его меньшая чувствительность к нейтронам и меньший объем приводят к заметному улучшению соотношения эффект/фон при условии, когда оба детектора захватывают приблизительно одинаковый телесный угол относительно мишени.

На основе полученных данных выработана простая формула аппроксимации функции отклика сцинтилляционных детекторов гамма-излучения, что позволяет пятью параметрами с удовлетворительной точностью описать функции отклика для данных детекторов в широкой области энергий гамма-излучения $E_\gamma = 4+20$ МэВ.

Показано, что аппаратные спектры для вышеуказанных детекторов слабо отличаются от истинного энергетического спектра гамма-квантов, если они имеют вид монотонно спадающей функции. Обработка аппаратных спектров с помощью функции отклика целесообразна лишь в случае наблюдения в них структурных особенностей.

В заключение авторы приносят благодарность Ю.Э.Пенионжквичу за поддержку работы, Г.М.Тер-Акопяну за предоставление BGO-детекторов, Н.В.Еремину за помощь в проведении измерений на ЭГ-8 в НИИЯД МГУ, А.Е.Соколу за полезные советы по работе с BGO-детекторами.

Л и т е р а т у р а

1. Snover K.A. Journal de Phys., 1984, C4, 45, p.337.
2. Newton J.O. et al. Phys.Rev.Lett., 1981, 46, p.1383.
3. Drake O.M. Nucl.Instr. and Methods, 1981, 188, p.313.
4. Oblozinsky P., Illavac S. Proceedings of Europhysics Topical Conference on Neutron Induced Reactions. Smolenice, 1982, p.397.
5. Grosswandt B., Waibel E. Nucl.Instr. and Methods, 1975, 131, p.133.
6. Sie S.H. Nucl.Instr. and Methods, 1978, 155, p.475.
7. Grosswandt B., Waibel E. Nucl.Instr. and Methods, 1975, 131, p.143.
8. Grusha O.V. et al. Nucl.Phys., 1984, A429, p.313.
9. Муминов В.А., Хайдаров Р.А. Рентгенофлуоресцентный анализ возбуждением ускоренными легкими ионами. Ташкент, Из-во "ФАН", 1980 г.

Рукопись поступила в издательский отдел
12 июня 1986 года.