

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ РСФСР
Московский ордена Ленина и ордена Трудового Красного Знамени
Государственный Университет имени М. В. Ломоносова

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

С343

0-361

Ю.Ц. Оганесян

1151

γ -ИЗЛУЧЕНИЕ ЯДЕР
С ВЫСОКИМ СПИНОМ
В РЕАКЦИЯХ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

Автореферат диссертации, представленной на соискание
ученой степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
член-корреспондент АН СССР

Г.Н.Флеров

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций
Объединенного института ядерных исследований

Дубна 1962 год

Ю.Ц. Оганесян

1151

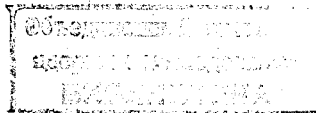
С 343
0-361

1874 Sp.
γ -ИЗЛУЧЕНИЕ ЯДЕР
С ВЫСОКИМ СПИНОМ
В РЕАКЦИЯХ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

Автореферат диссертации, представленной на соискание
ученой степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
член-корреспондент АН СССР

Г.Н.Флеров



Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций
Объединенного института ядерных исследований

В в е д е н и е

Ядерные реакции, вызываемые ускоренными тяжелыми ионами, очень многообразны. При энергиях ионов, превышающих кулоновский барьер, одним из основных процессов является слияние взаимодействующих ядер с образованием возбужденного составного ядра. Наряду с высокой энергией возбуждения составное ядро, образованное в реакциях с тяжелыми ионами, обладает специфической особенностью - большим моментом количества движения. Имеющиеся в настоящее время в распоряжении экспериментаторов пучки тяжелых ионов позволяют получать ядра с энергией возбуждения до 100 Мэв и моментом количества движения до $70 \hbar$. Наличие столь высокого момента у составного ядра будет существенно сказываться на механизме его распада. В ряде работ изучались энергетические спектры и угловые распределения заряженных частиц и нейтронов, сопровождающих распад вращающихся ядер; детально изучено деление ядер с высоким спином.

Сравнение результатов этих исследований с данными, полученными на пучках легких частиц (протонов, дейтронов) дает наглядное представление о влиянии большого момента количества движения на процесс распада составного ядра.

При анализе этих данных обращает на себя внимание следующее. Оценки среднего значения углового момента, уносимого нуклонами при испарении из возбужденного ядра с заданной температурой и энергией вращения, показывают, что вылетом только нуклонов невозможно привести ядро в основное состояние. Нуклоны не могут унести высокого момента составного ядра; после испарения нуклонов температура ядра значительно понижается, в то время как момент количества движения остается достаточно высоким.

При рассмотрении картины испарения частиц из возбужденного ядра с высоким спином В.М.Струтинским^{/1/} было высказано предположение, что остаточный угловой момент после испарения нуклонов уносится каскадным γ -излучением, состоящим из большого числа сравнительно мягких γ -квантов. К аналогичному заключению приходит Г.А.Пик-Пичак^{/2/} при расчете в модели независимых частиц спектров заряженных частиц и нейтронов для вращающихся ядер. Проверка этого предположения, с нашей точки зрения, очень важна для понимания механизма распада возбужденных ядер с высоким угловым моментом.

Экспериментальные исследования характеристик γ -излучения в реакциях с тяжелыми ионами крайне ограничены.

Первые опыты по измерению спектров γ -излучения были проведены нами

для реакции $Sn + C_{12}$ при энергии ионов углерода $\sim 80 \text{ МэВ}^{1/3}$. На каждый акт распада составного ядра наблюдалось испускание $10-12 \gamma$ -квантов со средней энергией $\sim 0,8 \text{ МэВ}$.

В дальнейшем, в работе^{14/} были измерены характеристики γ -излучения при облучения V, Ho, Va ионами He_4 и C_{12} с энергией около 10 МэВ/нуклон .

Первая глава настоящей работы посвящена вопросам, связанным с влиянием высокого момента количества движения составного ядра на механизм его распада.

Во второй главе описаны опыты и обсуждаются результаты, полученные при измерении характеристик γ -излучения при облучении Cu, Ta, W и U -мишеней ионами O_{16} и Ne_{22} с энергией от 4 до 9 МэВ/нуклон в лабораторной системе координат.

Условия эксперимента

Опыты проводились на внутреннем пучке 300 см циклотрона Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ. Ионы O_{16}^{+3} и Ne_{22}^{+4} ускоренные до энергий $4-9 \text{ МэВ/нуклон}$, попадали на мишень, укрепленную на специальном пробнике. Интенсивность пучка в опытах составляла от 1 до 7 мк . Энергия иона варьировалась помещением мишени на различный радиус ускорения и для фиксированного положения определялась экспериментально по торможению ионов в Al -фольгах^{15/} с точностью не менее 3% .

В качестве мишеней использовались Cu, Ta, W и U -фольги естественного изотопного состава, укрепленные к охлаждаемой медной поверхности пробника.

В опытах использовались "толстые" мишени, во избежание примеси фонового излучения с медной подложки; толщина мишеней в опытах была от 25 до 100 мк .

Поток частиц, падающих на мишень, измерялся чувствительным регистратором и контролировался с помощью всеволнового нейтронного счетчика BF_3 ; помещенного вблизи циклотронной камеры.

γ -излучение в интервале энергий $0,05-3 \text{ МэВ}$ регистрировалось однокристалльным сцинтилляционным спектрометром, удаленным на расстояние $\sim 5 \text{ м}$ от мишени. В измерениях использовался кристалл NaJ размером $6 = 40 \times 40 \text{ мм}$. Импульсы с ФЭУ подавались на вход 100 -канального амплитудного анализатора АИ-100/1. Градуировка спектрометра проводилась с помощью источников монохроматических γ -лучей: Hg^{203} ($E_\gamma = 0,279 \text{ МэВ}$); Cs^{137} ($E_\gamma = 0,662 \text{ МэВ}$); Zn^{65} ($E_\gamma = 1,11 \text{ МэВ}$); Co ($E_\gamma = 1,13$ и $1,33 \text{ МэВ}$) и Na^{24} ($E_\gamma = 2,75 \text{ МэВ}$).

Для исключения фона комптоновского рассеяния на пути от мишени до кристалла пучок γ -квантов дважды диафрагмировался. Абсолютная эффективность спектрометра определялась с помощью сильных калиброванных γ -источников

различной энергии, установленных на место расположения мишени, и составляла $4 \cdot 10^{-7}$. Особое внимание было обращено на источники фонового γ -излучения.

В процессе работы выяснилось, что существенная часть интенсивности фонового излучения во всем измеряемом диапазоне энергий γ -лучей обусловлена взаимодействием нейтронов с кристаллом $NaJ(Tl)$.

Согласно экспериментальным данным, из возбужденного составного ядра для исследуемых нами реакций, будет испаряться в среднем $3-5$ нейтронов, спектр которых имеет вид максвелловского распределения с энергией в максимуме $2,5-3,0 \text{ МэВ}$.

Следует отметить, что во избежании искажения γ -спектра из-за комптоновского рассеяния на деталях камеры ускорителя γ -излучение регистрируется в узком телесном угле. Защита от рассеянных γ -лучей является "прозрачной" для нейтронов и соотношение интенсивностей γ -квантов и нейтронов может существенно отличаться от ожидаемой величины. Сечение неупругого рассеяния для $2,5 \text{ МэВ}$ нейтронов составляет $1,96$ барн для воды и $0,47$ барн для патрия. γ -излучение при неупругом рассеянии дает вклад, в основном, в мягкую часть γ -спектра ($E_\gamma \leq 0,8 \text{ МэВ}$). Сечение активации на ноде для энергии $E_n \sim 1-2 \text{ МэВ}$ невелико ($\sim 0,1$ барн), но резко возрастает в области энергий $E_n \leq 1 \text{ КэВ}$, достигая величины $50-100$ барн. С другой стороны, известно, что на каждый акт захвата медленного нейтрона возбужденным ядром J^{128} испускается в среднем 3γ -кванта с энергией $2-2,5 \text{ МэВ}$. Ввиду того, что в наших опытах регистратор удален на большое расстояние от мишени, в кристалл могли попадать рассеянные нейтроны, спектр которых значительно мягче, чем непосредственно вблизи мишени.

В связи с этим была сконструирована защита, предохраняющая спектрометр от потока рассеянных нейтронов. Фотоумножитель помещался в свинцовую защиту (толщина стенки 50 мм), которая в свою очередь, была окружена 200 мм слоем 3% раствора борной кислоты в воде; дополнительно, вокруг кристалла NaJ был расположен 5 мм слой порошка B_4C . Вся аппаратура помещалась за $1,0 \text{ м}$ бетонной защитой, в которую был вмонтирован нацеленный на мишень коллиматор диаметром 100 мм . Контрольные опыты показали, что вклад фонового γ -излучения, обусловленного нейтронами, в нашем случае не превышает 7% от полной интенсивности γ -лучей, регистрируемых спектрометром. В области энергий $E_\gamma < 0,2 \text{ МэВ}$ наблюдался интенсивный счет γ -квантов, обусловленный тормозным излучением электронов внутри вакуумной камеры циклотрона.

Граница спектра тормозного излучения существенно зависит от амплитуды В.Ч. напряжения на дуантах, поэтому при проведении опытов ставилась задача получения необходимого тока пучка на заданном радиусе ускорения при минимальном значении ускоряющего потенциала.

Активация мишени и элементов ускорительной камеры, не защищенных от пучка в процессе облучения, составляла не более 2% от полной скорости счета γ квантов. Фон, обусловленный кулоновским возбуждением ядер мишени и тормозным излучением ионов, был пренебрежимо мал.

В ряде опытов одновременно с γ -излучением регистрировался выход нейтронов, возникающих при бомбардировке мишени пучком ионов. Для этих целей использовался фотомножитель (ФЭУ-33) со стильбеновым кристаллом, защищенный от камеры циклотрона 2-метровой бетонной стеной. Перед коллиматором помещалась 2 мм свинцовая пластина для снижения γ -фона ускорителя. Надежная дискриминация от γ -лучей достигалась для нейтронов с энергией $E_n \geq 3$ Мэв.

Экспериментальные результаты

При интенсивности пучка $\sim 10^{12}$ част./сек скорость счета γ -квантов составляла 100-300 имп/сек, что позволило получить хорошую статистическую точность в аппаратных спектрах импульсов. В основном все измерения проводились в положении γ -спектрометра под углом $\theta = 115^\circ$ к направлению падающего пучка. Обработка аппаратных спектров производилась с учетом приборной формы линий монохроматических γ -лучей и эффективности кристалла.

Для реакции $Cu + Ne_{22}$ были измерены спектры γ -лучей при энергии пучка, падающего на мишень 74, 94, 115 и 140 Мэв. Вид γ -спектра для двух значений энергий ионов 74 и 94 Мэв представлен на рис. 1.

По оси абсцисс отложена энергия γ -лучей, по оси ординат - относительное число квантов в единичном интервале энергий.

Абсолютную интенсивность излучения мы будем выражать через параметр $\bar{\nu}$ численно равный среднему числу γ -квантов, отнесенных к распаду одного ядра. Величина $\bar{\nu}$ определялась как:

$$\bar{\nu} = \frac{N_\gamma}{n_0 \bar{\sigma}_c N_0}$$

где $N_\gamma = \int_0^\infty \frac{N_\gamma dE_\gamma}{\epsilon_0(E_\gamma)}$ - полное число γ -квантов, возникающих в реакции;

n_0 - интенсивность пучка ионов;

$\bar{\sigma}_c$ - сечение образования составного ядра, усредненное по толщине мишени;

N_0 - число работающих ядер мишени;

ϵ_0 - абсолютная эффективность регистрации γ -спектрометра.

В каждом опыте определялась средняя энергия γ -спектра как

$$\bar{E}_\gamma = \int E_\gamma N_\gamma dE_\gamma / \int N_\gamma dE_\gamma$$

Экспериментальные значения $\bar{\nu}$ и \bar{E}_γ для всех исследуемых реакций представлены в виде общей таблицы, в которую включены также основные характеристики составного ядра.

При определении $\bar{\nu}$ использовались расчетные значения сечения образования составного ядра.

Полученные в опыте значения для $\bar{\nu}$ показывают рост среднего числа γ -лучей, испускаемых ядром с увеличением энергии бомбардирующих частиц. Следует отметить, что при энергиях частиц вблизи кулоновского барьера реакции, учитывая сильную зависимость $\sigma_c(E)$, монохроматичность пучка ($\frac{\Delta E}{E} = 3\%$) может внести сильную погрешность в $\bar{\nu}$. С другой стороны, в области энергий ионов $E > 8$ Мэв/нукл. можно ожидать существенной конкуренции со стороны прямых реакций.

С этой целью для заданной энергии пучка наряду с измерением спектра γ -лучей определялся выход нейтронов, возникающих в реакции. Измерения отношения нейтронного и γ -излучения при различных энергиях пучка позволили надежно интерпретировать зависимость среднего числа γ -квантов $\bar{\nu}$ в зависимости от энергии бомбардирующих ионов.

Были проведены измерения спектра γ -излучения при распаде магического составного ядра. Изотопы магических ядер свинца ($Z = 82$) могли быть получены нами при облучении W-мишени ионами O_{16} . Было проведено сравнение спектров γ -лучей при облучении Ta и W мишеней ионами O_{16} с энергией 100 Мэв.

Энергия ионов была выбрана вблизи кулоновского барьера для того, чтобы исключить процесс деления ядер и вместе с тем, по возможности, уменьшить вклад со стороны реакций с вылетом заряженных частиц, которые смогут существенно исказить ожидаемый эффект. Для магических изотопов свинца средняя энергия γ -спектра примерно в 1,2 раза больше, чем для соседних ядер Tl, полученных в реакции $Ta + O_{16}$.

Используя собственную модулирующую пучка ионов в циклотроне нами был проведен временной анализ γ -излучения, возникающего в реакциях $Cu + Ne_{22}$ и $Ta + O_{16}$. В этих опытах γ -лучи регистрировались быстрым сцинтилляционным счетчиком с выходом на временной анализатор, построенный по принципу время-амплитудного преобразователя. Разрешение схемы составляло $4,5 \cdot 10^{-10}$ сек, ширина канала была $2 \cdot 10^{-10}$ сек.

Суть метода заключалась в следующем:

Если при облучении мишени время излучения меньше длительности токового импульса, то распределение γ -лучей, зарегистрированных анализатором,

Т а б л и ц а

Реакция	Максим. энергия ионов $E_{\text{макс.}}$ (Мэв)	Сечение (барн) $\bar{\sigma}_e$	Энергия возб. E^* (Мэв)	Средний угловой момент $\bar{l}(\hbar)$	Среднее число γ -квантов на ядро $\bar{\nu}$ (эксп.)	\bar{E}_γ (Мэв)	Суммарная энергия γ -излучения $\bar{\nu} \bar{E}_\gamma$ (Мэв)
$\text{Cu} + \text{Ne}_{22}$	74	0,36	56	19	6	0,80	5
	94	0,71	66	25	10	0,75	7
	115	0,92	75	29	13	0,70	9
	140	1,06	86	35	11	0,70	8
$\text{Ta} + \text{O}_{16}$	85	0,27	49	17	7	0,85	6
	100	0,47	61	25	9	0,80	7
$\text{W} + \text{O}_{16}$	85	0,27	50	16	7	1,05	8
	100	0,47	62	24	8	1,00	8
$\text{U} + \text{O}_{16}$	145	1,13	78	45	10 ± 2	-	-

должно полностью повторять временные характеристики внутреннего пучка ионов на данном радиусе.

Измерения, проведенные в различных участках резонансной кривой, показали, что положение максимумов и ширина пиков распределения γ -лучей в точности соответствует фазовым характеристикам внутреннего пучка ионов. Наиболее узкий пик имеет ширину $\sim 2-3 \cdot 10^{-9}$ сек, поэтому верхняя граница времени каскадного γ -излучения оценивается как τ изл. $< 2 \cdot 10^{-9}$ сек.

Для излучения характеристик мгновенного γ -излучения при делении тяжелых ядер с большим моментом количества движения урановая мишень бомбардировалась пучком ускоренных ионов кислорода с энергией 145 Мэв. Измеренный γ -спектр сравнивался со спектром γ -излучения при делении U^{238} тепловыми нейтронами. Согласно данным, на каждый акт деления при захвате теплового нейтрона наблюдается испускание 8 ± 2 квантов, которые уносят в среднем энергию 7 ± 1 Мэв. Аналогичные данные были получены Личманом и др. при спонтанном делении Cf^{252} .

Из наших данных следует, что при делении $\text{U}^{238} + \text{O}_{16}$ наблюдается испускание $\bar{\nu} = 10 \pm 2$ квантов, а форма γ -спектра совпадает с данными из опытов по делению тепловыми нейтронами.

Из данных, полученных в настоящей работе, следует, что при облучении различных мишеней ускоренными тяжелыми ионами наблюдается мгновенное γ -излучение (τ изл. $< 10^{-9}$ сек), состоящее из большого числа γ -квантов со средней энергией 0,7-1,1 Мэв. Средняя энергия γ -квантов, полученная нами для реакций $\text{Cu} + \text{Ne}_{22}$ и $\text{Ta} + \text{O}_{16}$, примерно на 20% меньше, чем в опытах Молленауэра, где измерялись γ -спектры для реакций $\text{Ho} + \text{C}_{12}$ и $\text{V} + \text{C}_{12}$ при энергии ионов ~ 110 Мэв. Это разногласие может быть устранено, если учесть вклад двойных наложений, которые могли иметь место в работе ^{4/} из-за относительно высокой эффективности регистрации γ -каскада. Сравним полученный нами γ -спектр возбужденного ядра Y (в реакции $\text{Cu} + \text{Ne}_{22}$) со спектром γ -лучей при радиационном захвате теплового нейтрона ядром Rh^{103} (близкого к ядру Y).

Из рис. 2 отчетливо видно качественное различие в спектрах: излучение, возникающее в реакции $\text{Cu} + \text{Ne}_{22}$, существенно мягче, чем при радиационном захвате теплового нейтрона. Нам представляется, что, согласно гипотезе Струтинского ^{1/}, это различие вызвано тем, что при распаде вращающегося ядра излучение γ -квантов происходит из состояний с большим моментом количества движения.

В квазиклассическом статистическом приближении ^{1/} был проведен расчет спектров каскадных γ -переходов для реакции $\text{Ta} + \text{O}_{16}$. Учет высокого момента количества движения составного ядра дал некоторое смягчение спектра γ -излучения, однако полученные результаты не могли объяснить экспериментальные данные. Причина разногласия объясняется тем, что в процессе каскадного γ -излучения "тепловая" компонента энергии возбуждения уменьшается значительно быстрее, чем вращательная. Вследствие этого в процессе каскадного γ -излучения относительный вклад энергии вращения возрастает и надежность квазиклассического статистического рассмотрения становится сомнительной. Для детального рассмотрения необходимы неизвестные в настоящее время сведения о структуре уровней ядер с высоким спином при энергии возбуждения несколько Мэв. В частном случае для деформированных четно-четных ядер энергия последних квантов будет, по-видимому, определяться γ -переходами ротационной полосы, что подтверждается опытами Моринага с α -частицами.

В реакции $\text{Cu} + \text{Ne}_{22}$ с увеличением углового момента составного ядра наблюдается рост полной энергии γ -излучения. Эти результаты количественно объясняют характерный сдвиг максимумов функций возбуждения в сторону больших энергий при испарении нейтронов из возбужденного ядра в реакциях с тяжелыми ионами.

При облучении Ta и W -мишеней ионами O_{16} с энергией 80-100 Мэв было установлено, что средняя энергия γ -лучей в реакции $\text{W} + \text{O}_{16}$ примерно

в 1,2 раза больше, чем в случае $Ta + O_{16}$. Это различие представляет интерес, так как энергия возбуждения и средний угловой момент составных ядер в этих реакциях практически тождественны. Контрольные опыты по измерению спектров γ -излучения соседних ядер в "перекрестных" реакциях показали, что наблюдаемый эффект не может быть объяснен различной четностью ядер, образующихся при облучении Ta и W ионами кислорода. Нам представляется, что различие в характере спектров связано с проявлением магической структуры составного ядра Pb .

Опыты по измерению спектра γ -лучей из реакции $U + O_{16}$ были проведены с целью определить как реализуется начальный угловой момент компаунд-ядра в процессе деления. При делении начальный момент количества движения будет проявляться в относительном движении осколков, что приведет к анизотропии в угловом распределении продуктов деления.

Изучению угловых распределений осколков деления под действием тяжелых ионов посвящен ряд работ. Однако из этих опытов трудно установить, как "реализуется" большой момент возбужденного ядра в процессе деления из-за неопределенности таких параметров как температура ядра, момент инерции в седловой точке и др. В то же время из данных, полученных на неделящихся ядрах, следует, что вид γ -спектра и среднее число излучаемых квантов существенно зависят от момента составного ядра.

При облучении U^{238} ионами O^{16} мы получили хорошее согласие в форме спектра и в среднем числе γ -квантов с опытами при делении U^{235} медленными нейтронами и спонтанном делении Cf^{252} . Это указывает, по-видимому, на то, что при делении ядер тяжелыми ионами основная часть углового момента переходит в относительное движение двух осколков.

З а к л ю ч е н и е

Настоящая работа посвящена исследованию влияния высокого момента количества движения на характеристики γ -излучения, сопровождающего распад возбужденного составного ядра в реакциях с тяжелыми ионами.

Из анализа экспериментальных результатов установлено следующее:

1. При облучении различных мишеней ускоренными ионами O_{16} и Ne_{22} наблюдается интенсивное γ -излучение; среднее число γ -квантов на каждый акт распада составного ядра достигает 10-13 (оценки проведены для "толстых" мишеней).

2. Спектр γ -излучения в реакциях с тяжелыми ионами существенно мягче

чем при радиационном захвате тепловых нейтронов. Это объясняется тем, что в нашем случае γ -излучение происходит из состояний с высоким угловым моментом.

3. С увеличением момента количества движения компаунд-ядра наблюдается рост среднего числа γ -квантов в каскаде.

4. Каскадное γ -излучение является быстрым процессом; переход ядра в основное состояние происходит за время меньше 10^{-9} сек.

5. С увеличением момента количества движения ядра суммарная энергия каскадного излучения растет. Полученные результаты объясняют экспериментально наблюдаемый сдвиг максимумов функций возбуждения в сторону больших энергий при испарении нейтронов из возбужденного ядра в реакциях с тяжелыми ионами по сравнению с данными на легких частицах (протоны, дейтроны).

6. Для ядер с магическим числом протонов ($z = 82$) средняя энергия γ -спектра примерно в 1,2 раза больше по сравнению с соседними ядрами таллия ($z = 81$).

7. Форма γ -спектра и среднее число γ -квантов, сопровождающих деление ядра с высоким спином, практически совпадают с результатами, полученными при делении U^{235} тепловыми нейтронами и спонтанного деления Cf^{252} . Это, по-видимому, свидетельствует о том, что в процессе деления большой угловой момент составного ядра реализуется, в основном; в угловом распределении осколков деления и лишь незначительная часть переходит в собственный спин осколков.

Эти данные дают представление о том, как реализуется в процессе деления высокий спин возбужденного ядра.

Основной материал, использованный в диссертации, опубликован в работах /3,5-7/.

Работы были доложены на XI сессии Ученого совета ОИЯИ и на Конференции по исследованиям на циклотронах (Краков, 1981 г.). Краткое изложение результатов приведено в обзорном докладе Г.Н.Флерова на симпозиуме по прямым взаимодействиям и механизму ядерных реакций (Падуя, 1982 г.).

Считаю своим приятным долгом поблагодарить Г.Н.Флерова за руководство настоящей работой, а также Ю.В.Лобанова, Б.Н.Маркова и А.Ф.Линева за помощь в проведении экспериментов.

Л и т е р а т у р а

1. В.М.Струтинский. Ядерные реакции при малых и средних энергиях. Изд. АН СССР, Москва, 1958 г.
2. Г.А.Пик-Пичак. ЖЭТФ, **38**, 768, 1960.
3. В.А.Карнаухов, Ю.Ц.Оганесян. ЖЭТФ, **38**, 1339, 1960.
4. J.E.Mollenauer, University of California Radiation Laboratory Report UCRL-9724.
5. Ю.Ц.Оганесян. ЖЭТФ, **38**, 936, 1959.
6. Ю.Ц.Оганесян, Ю.В.Лобанов, Б.Н.Марков, Г.Н.Флеров. Препринт ОИЯИ, Р-1119 (1962).
7. Ю.Ц.Оганесян, А.П.Кабаченко, А.Ф.Линев. Препринт ОИЯИ Р-1125 (1962).

Рукопись поступила в издательский отдел
28 декабря 1962 года.

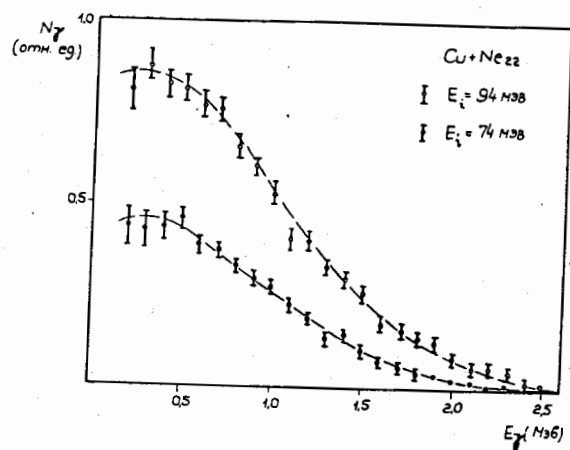


Рис. 1. Спектры γ -излучения из реакции $Cu + Ne_{22}$, измеренные для энергии пучка $E_{Ne} = 74$ и 94 Мэв.

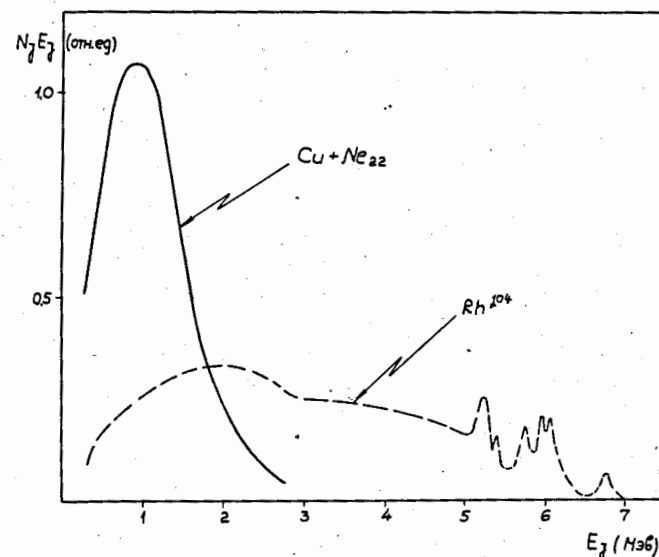


Рис. 2. Спектры γ -излучения, представленные в виде $E_{\gamma} N_{\gamma} = f(E_{\gamma})$ из реакций $Rh^{103}(n, \gamma)$ и $Cu + Ne_{22}$.