



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Ю.Ц. Оганесян, Ю.В. Лобанов, Б.Н. Марков, Г.Н. Флеров

P - 802

γ - СПЕКТРЫ В РЕАКЦИЯХ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

Дубна 1961 год

Ю.Ц. Оганесян, Ю.В. Лобанов, Б.Н. Марков, Г.Н. Флеров

P - 802

у -СПЕКТРЫ В РЕАКЦИЯХ
С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

1240/3 48

А н н о т а ц и я

С помощью однокристаллического спектрометра исследовались спектры γ -квантов при облучении Cu, Ta, W и U - мишеней ионами O_{16} в интервале энергий 80-140 Мэв.

На каждый акт образования составного ядра наблюдается каскадное испускание 20-30 мягких γ -квантов.

Обсуждается влияние углового момента на механизм распада возбужденного ядра.

Abstract

Using the one-crystal spectrometer γ -quantum spectra have been investigated by exposing Cu, Ta, W and U- targets to the O_{16} ions in the energy interval 80-140 MeV.

The cascade emission of 20-30 soft γ -quanta per each act of the compound nucleus formation is observed.

The effect of the angular momentum on the mechanism of the excited nucleus decay is discussed.

1. Введение

В реакциях с тяжелыми ионами имеются большие возможности для изучения в широком диапазоне энергий механизма образования и распада составного ядра.

Преимущество тяжелой частицы заключается в том, что энергия возбуждения, заряд и масса составного ядра могут быть определены значительно точнее, чем в случае α -частиц и дейтронов, где существенны процессы прямого выбивания нуклонов. Наряду с этим при энергиях иона выше кулоновского барьера составное ядро обладает высоким моментом количества движения, который существенно сказывается на механизме его распада.

В последние годы на пучках ускоренных ионов был проведен ряд экспериментов по изучению влияния углового момента на функции возбуждения, угловые распределения испаряющихся нуклонов и осколков деления для большой группы ядер.

Теоретические исследования в области распада вращающегося ядра весьма ограничены.

Общая картина испарения частиц из составного ядра с высоким моментом в квазиклассическом статистическом приближении была рассмотрена В.М.Струтинским^{/1/}.

В работе получены выражения для средней кинетической энергии и момента испаряющихся нейтронов. Количественный анализ показывает, что в процессе остывания компаунд-ядра нуклонами может быть унесена почти вся энергия возбуждения ядра и лишь некоторая часть углового момента. Предполагается, что остаточная энергия и угловой момент при переходе в основное состояние уносятся каскадным испусканием мягких γ -квантов.

Г.А.Пик-Пичаком^{/2/} в модели независимых частиц рассматривается испускание нуклонов из сильно вращающегося ядра. В случае большой энергии вращения u составного ядра предсказывается "центробежный" механизм испускания нуклонов.

Оценки, проведенные в рамках этой модели, также указывают на то, что после испускания нейтронов u ядра остается высокий угловой момент.

Экспериментально γ -излучение, возникающее при распаде составного ядра,

исследовалось в опытах при облучении Sn -мишени ионами углерода с энергией 80 Мэв^{/3/}.

На каждый акт распада составного ядра наблюдалось в среднем испускание - 15 γ -квантов с энергией - 0,7 Мэв.

С пуском большого циклотрона многозарядных ионов (ОИЯИ) опыты в этом направлении продолжались, и предварительные результаты (аппаратурные спектры) при облучении Cu, Ta - мишеней ионами O₁₆ и Xe₂₀ были опубликованы^{/4/}.

В настоящей работе исследовались γ -спектры при облучении Cu, Ta, W и U - мишеней ускоренными ионами O₁₆ в интервале энергий 80-140 Мэв (в лабораторной системе координат).

2. Условия эксперимента

Опыты проводились на внутреннем пучке 300 см циклотрона тяжелых ионов Лаборатории ядерных реакций Объединенного института ядерных исследований.

Трехзарядные ионы кислорода, ускоренные внутри камеры циклотрона, попадали на мишень, укрепленную на специальном пробнике. Интенсивность пучка составляла в опытах от 1 до 7 μ А. Энергия ионов могла варьироваться помещением мишени на различный радиус ускорения и для фиксированного положения определялась экспериментально по торможению ионов O₁₆ в Al-фольгах^{/5/} с ошибкой, не превышающей 3%.

В качестве мишеней использовались Cu, Ta, W и U фольги с естественным изотопным составом, которые крепились к охлаждаемой медной поверхности. Работа на внутреннем пучке потребовала использования "толстых" мишеней во избежание примеси фонового излучения с медной подложки; толщина мишеней в опытах составляла от 25 до 100 μ .

Поток частиц, падающих на мишень, контролировался как с помощью чувствительного электронного регистратора^{/6/}, так и всеволнового нейтронного счетчика BF₃, расположенного как показано на рис. 1.

γ - излучение в интервале энергий 0,05-1,0 Мэв регистрировалось фотоумножителем ФЭУ-33 с кристаллом NaJ(Tl) ($\phi = 30 \times 14$ мм), расположенным вне камеры циклотрона на расстоянии 5 м от мишени. Импульсы от фотоумножителя подавались на вход 100-канального амплитудного анализатора АИ-100/1.

Градуировка спектрометра проводилась с помощью γ -источников Hg^{203} ($E_\gamma = 0,279$ Мэв), Cs^{137} (0,660 Мэв) и Co^{60} (1,13 и 1,33 Мэв). Аппаратурные формы линий Cs^{137} и Hg^{203} представлены на рис. 2.

Для исключения фона комптоновского рассеяния на пути от мишени до кристалла пучок γ -квантов дважды диафрагмировался (рис. 1).

Фотоумножитель мог быть расположен под двумя фиксированными углами к направлению падающего пучка $\theta_1 = 20^\circ$ и $\theta_2 = 115^\circ$.

Эффективность спектрометра под различными углами определялась по линии $E_\gamma = 0,28$ Мэв с помощью сильного источника Hg^{203} , установленного в местоположение мишени и составляла $2,2 \cdot 10^{-7}$, что находится в хорошем согласии с расчетными данными.

3. Экспериментальные результаты

Для потока частиц 10^{12} сек и энергии ионов кислорода 80 Мэв скорость счета γ -квантов составляла 100–500 имп./сек, что позволило получить хорошую статистическую точность в аппаратурных спектрах.

При такой скорости счета вероятность одновременной регистрации двух квантов пренебрежимо мала, поэтому данные измерения представляют спектр одиночных γ -квантов.

На опыте было обнаружено, что существенным источником фона является тормозное излучение электронов в камере ускорителя. Основная часть спектра фонового излучения лежит в интервале энергий $0 \leq E_\gamma \leq eV_0$ (где $2V_0$ — амплитуда ускоряющего напряжения на дуантах циклотрона; в опытах $2V_0 \leq 160$ кВ).

Фон, обусловленный активацией элементов камеры ускорителя, имеет практически непрерывный спектр до энергий $\sim 1,0$ Мэв, однако интенсивность его составляла не более 2% от наблюдаемого эффекта. Тормозным излучением ионов в материале мишени можно пренебречь.

В основном все измерения проводились в положении счетчика под углом $\theta_1 = 20^\circ$ к направлению падающего пучка.

Обработка аппаратурных спектров производилась с учетом приборной формы линий спектрометра и эффективности кристалла^{17/}.

На рис. 3 приведен исправленный спектр γ -квантов, полученный при облучении Cu -мишени ионами O_{16} с энергией ~ 95 Мэв.

Увеличение ошибки в области малых энергий связано с резким возрастанием фона для $E_\gamma < 130$ Кэв. По оси ординат отложена скорость счета γ -квантов в относительных единицах.

Абсолютную интенсивность излучения мы будем выражать через параметр $\bar{\nu}$, численно равный среднему числу γ -квантов, испускаемых при распаде одного ядра. Величина $\bar{\nu}$ может быть определена:

$$\bar{\nu} = \frac{N_\gamma}{n_0 \bar{\sigma}_c N_0 \xi_0}$$

где N_γ - полное число γ -квантов, n_0 - поток бомбардирующих частиц, $\bar{\sigma}_c$ - сечение образования составного ядра, усредненное по толщине мишени^{х)}, N_0 - число работающих ядер, ξ_0 - эффективность спектрометра в предположении изотропного распределения γ -квантов.

Оценки, проведенные таким методом, для реакции $\text{Cu} + \text{O}_{16}$ дают $\bar{\nu} \sim 30$.

Средняя энергия γ -квантов рассчитывалась как

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

и для спектра рис. 3 оказалась равной $\bar{E}_\gamma = 0,33 \pm 0,03$ Мэв.

Некоторые сведения об угловом распределении γ -квантов в реакции $\text{Cu} + \text{O}_{16}$ можно получить из сравнения спектров, измеренных под углами $\theta_1 = 20^\circ$ и $\theta_2 = 115^\circ$ к направлению потока ионов. Как видно из рис. 4, угловое распределение в интенсивной части спектра близко к изотропному. Наблюдается лишь небольшая, выходящая за пределы статистических ошибок, разница в области энергий $E_\gamma \geq 0,4$ Мэв.

На рис. 5 приведен γ -спектр реакции $\text{Ta} + \text{O}_{16}$, полученный при энергии ионов кислорода ~ 80 Мэв. Энергия бомбардирующих частиц была выбрана вблизи кулоновского барьера для уменьшения вклада деления ядер под действием тяжелых ионов.

х) При определении $\bar{\sigma}_c$ использовались теоретические данные Томаса^{18/} по сечению образования составного ядра под действием тяжелых ионов.

По нашим оценкам число γ -квантов на акт распада в реакции $Ta + O_{16}$ составляет величину ~ 20 при средней энергии спектра $\bar{E}_{\gamma} = 0,5 \pm 0,05$ Мэв.

Определенный интерес представляет исследование γ -излучения при распаде магического составного ядра. Изотопы магических ядер свинца ($Z = 82$) могли быть получены в наших опытах при облучении W -мишени ионами O_{16} . В этих экспериментах важно знать вклад от реакций с вылетом заряженных частиц типа $(O_{16}, p \text{ или } n)$ и $(O_{16}, \alpha \text{ или } n)$, при наличии которых трудно определить z составного ядра.

На основании кривых возбуждения, полученных при облучении Bi -ионами N_{14} в опытах В.А.Карнаухова^{/9/}, можно предполагать, что в нашем случае при энергии ионов кислорода ≤ 80 Мэв в основном будут идти реакции $(O_{16}, 3n)$ и $(O_{16}, 4n)$.

На рис. 6 представлен γ -спектр реакции $W + O_{16}$. Для магического составного ядра Pb отчетливо наблюдается увеличение жесткости излучения по сравнению с соседним ядром таллия, полученным в опыте $Ta + O_{16}$ (сплошная линия). Средняя энергия излучения по оценкам составляет $\bar{E}_{\gamma} = 0,75 \pm 0,06$ Мэв, число квантов на компаунд-ядро $\bar{\nu} \sim 15$.

4. Обсуждение результатов

В результате поставленных опытов получены некоторые сведения о характере γ -излучения возбужденного ядра при взаимодействии с тяжелыми ионами. На каждый акт образования составного ядра наблюдается одновременное испускание большого числа γ -квантов в диапазоне энергий 0,3-0,7 Мэв.

Из полученных результатов следует, что полная энергия, уносимая γ -излучением, не зависит существенно от массы компаунд-ядра и составляет величину 9-11 Мэв.

Прежде чем сделать предположение относительно механизма испускания квантов, обратимся к рис. 7, где приведены γ -спектры для возбужденного ядра Tl , полученного в реакции $Ta + O_{16}$ и в опытах по радиационному захвату тепловых нейтронов^{/10/}.

Отчетливо видно качественное различие в спектрах: γ -излучение, возникающее в реакции $Ta + O_{16}$, существенно мягче того, которое наблюдается при радиационном захвате теплового нейтрона.

Нам представляется, что, согласно гипотезе Струтинского, это различие вызвано тем, что при распаде вращающегося ядра излучение γ -квантов происходит из состояний с большим угловым моментом. Приведем некоторые оценки для возбужденного ядра рубидия в опытах $\text{Cu} + \text{O}_{16}$.

Энергии ионов O_{16} ~ 100 Мэв соответствует возбуждение составного ядра ~ 60 Мэв и максимальный угловой момент $j_{\text{max}} \sim 55 \hbar$.

$$\hbar j_{\text{max}} = [2 A_1 m (E - V_c)]^{1/2} (R_1 + R_2),$$

где $A_1 m$ - масса иона, R_1, R_2 - радиусы ядер частицы и мишени; E - кинетическая энергия иона; V_c - кулоновский барьер в системе центра масс.

$$V_c = \frac{e^2 z_1 z_2}{r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})},$$

Средний угловой момент может быть получен при усреднении по прицельному параметру и по энергии иона (т.к. в опыте использовалась "толстая" мишень) и равен $\sim 30 \hbar$.

После испарения нейтронов момент ядра понизится. Дальнейший переход в основное состояние будет происходить испусканием γ -квантов, которые унесут остаточное возбуждение и момент. Тогда, в общем случае, число и средняя энергия квантов будут зависеть от момента ядра после испускания нейтронов.

На опыте в реакции $\text{Cu} + \text{O}_{16}$ наблюдается каскадное испускание ~ 30 γ -квантов. Следует заметить, что при оценке $\bar{\nu}$ не учитывался вклад прямых процессов, идущих без образования составного ядра, поэтому в расчете бралось несколько заниженное значение для $\bar{\sigma}_c$. Качественно влияние углового момента на характер излучения исследовалось также при облучении Ta и W - мишеней ионами O_{16} и N_{14} .

При измерении γ -спектров реакций Ta + O_{16} и W + N_{14} энергия бомбардирующих частиц выбиралась таким образом, что составное ядро таллия обладало одинаковой энергией возбуждения.

Увеличение средней жесткости спектра при облучении ионами азота (рис.8), по-видимому, связано с тем, что в данном случае возбужденное ядро имеет сравнительно меньший угловой момент.

Интересно провести сравнение γ -спектров реакций Ta + O_{16} и W + O_{16}

(рис. 6), где продуктом слияния являются соседние ядра Tl и Pb . Нам представляется, что различие в характере спектров связано с проявлением магической структуры составного ядра Pb .

Следует заметить, что число и энергия γ -квантов будут зависеть также от мультипольности излучения.

В принципе, сведения о мультипольности излучения можно получить при измерении спектров под различными углами к выбранному направлению.

При облучении мишени тяжелыми частицами моменты составных ядер располагаются в плоскости, перпендикулярной направлению падающего пучка. В зависимости от мультипольности угловое распределение γ -квантов будет различным.

В пределах экспериментальных ошибок в реакции $Cu + O_{16}$ наблюдается изотропное распределение γ -квантов при измерении под углами 20° и 115° к направлению пучка (рис. 4).

Однако, экспериментально анизотропия в угловом распределении будет наблюдаться лишь в том случае, если время жизни компаунд-ядра относительно испускания γ -лучей будет меньше времени столкновения с атомами мишени. В случае медной мишени и энергии ионов кислорода 100 Мэв компаунд-ядро имеет скорость $7 \cdot 10^8$ см/сек и среднее время атомных столкновений составляет $\tau \sim 10^{-15}$ сек. Время испускания возбужденным ядром 30 квантов, по-видимому, существенно больше чем 10^{-15} сек и в опыте будет наблюдаться изотропное распределение γ -лучей.

С этой точки зрения результаты могут быть получены при использовании газообразной мишени, где плотность рабочего вещества может варьироваться в широких пределах.

С другой стороны, зависимость коэффициента анизотропии от плотности мишени может дать некоторую информацию о времени жизни составного ядра по отношению к каскаду γ -квантов.

Нам представляется, что эти измерения предпочтительно проводить в опытах, где образуется магическое составное ядро.

Магичность ядра, как это имеет место для реакции $W + O_{16}$, приводит к

увеличению жесткости излучения и уменьшению среднего числа испускаемых γ -квантов.

На основании этого можно предполагать, что при переходе возбужденного магического ядра в основное состояние, относительный вклад интенсивности квадратного излучения будет больше. Однако эта гипотеза нуждается в экспериментальной проверке.

5. Опыты с U -мишенью

Нами была сделана попытка оценить как реализуется угловой момент при делении ядер под действием тяжелых ионов.

В настоящее время известны опыты по угловому распределению осколков деления под действием тяжелых ионов $^{11}/$, $^{12}/$, где наблюдаемая анизотропия является следствием большого момента составного ядра.

Определить из этих опытов долю момента, переходящего в относительное движение осколков деления, не представляется возможным, так как неопределенность таких параметров как температура ядра, момент инерции в седловой точке и др. не позволяет установить количественную связь между коэффициентом анизотропии и угловым моментом возбужденного состояния.

С другой стороны, из данных, полученных на неделящихся ядрах следует, что вид γ -спектра и среднее число испущенных квантов чувствительны к моменту составного ядра.

В опыте мишень из U^{238} облучалась ионами кислорода с энергией - 140 Мэв.

В случае частичной передачи момента составного ядра возбужденным осколкам, мы ожидали существенного отличия в форме спектра от результатов, полученных при спонтанном или вынужденном делении на медленных нейтронах.

Сплошная кривая на рис. 9 представляет спектр мгновенного γ -излучения, полученного при делении урана тепловыми нейтронами $^{10}/$; экспериментальные точки - данные по облучению тяжелыми ионами.

При энергии ионов O_{16} , равной 140 Мэв, сечение деления практически совпа-

дает с сечением образования составного ядра, поэтому расчет среднего числа γ -квантов $\bar{\nu}$ может быть сделан с большой точностью. Из наших данных следует, что при делении ${}_{92}^{238}\text{U}$ ионами ${}_{16}\text{O}$ $\bar{\nu} = 12 \pm 2$.

Хорошее согласие в форме спектров и в среднем числе γ -квантов на акт деления в случае облучения медленными нейтронами и тяжелыми частицами указывает на то, что при делении тяжелыми ионами практически весь угловой момент переходит в относительное движение двух осколков.

Авторы благодарны В.А. Бабинову и В.А. Карнаухову за полезные дискуссии.

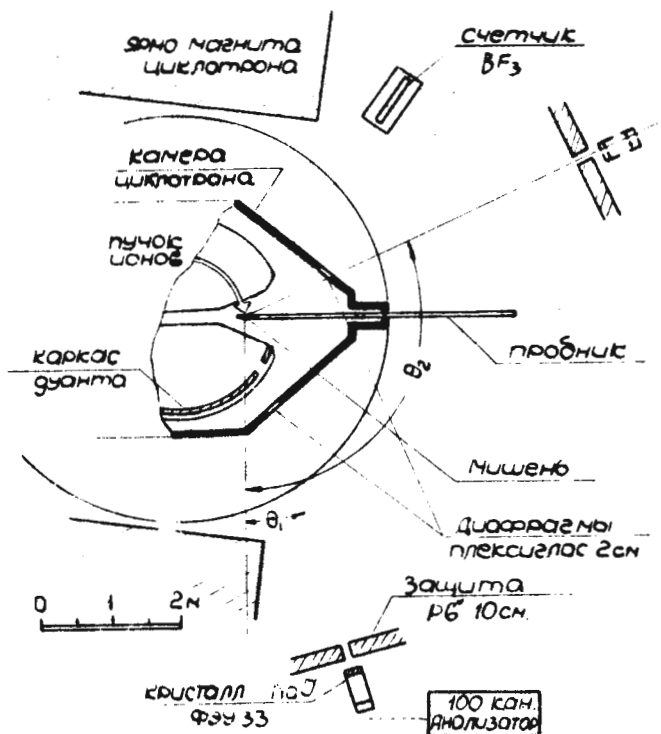


Рис. 1. Схема эксперимента.

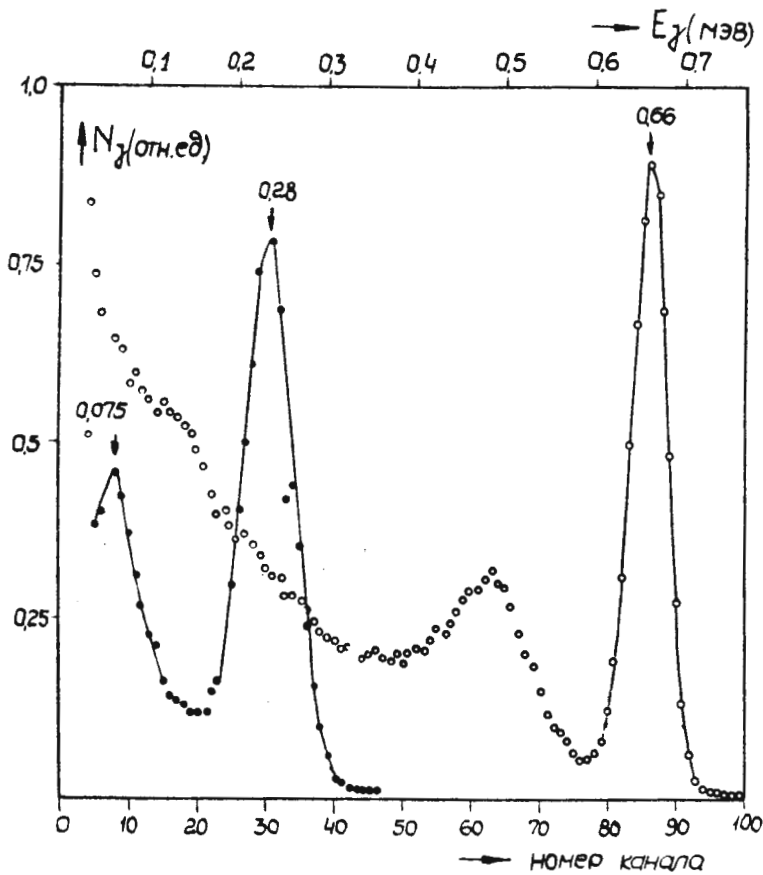


Рис. 2. Аппаратурные спектры γ -источников ${}^{203}\text{Hg}$ ($E_\gamma = 0,28$ Мэв) и CS^{137} ($E_\gamma = 0,66$ Мэв) для кристалла Na J(Tl) (σ 30x 14 мм).

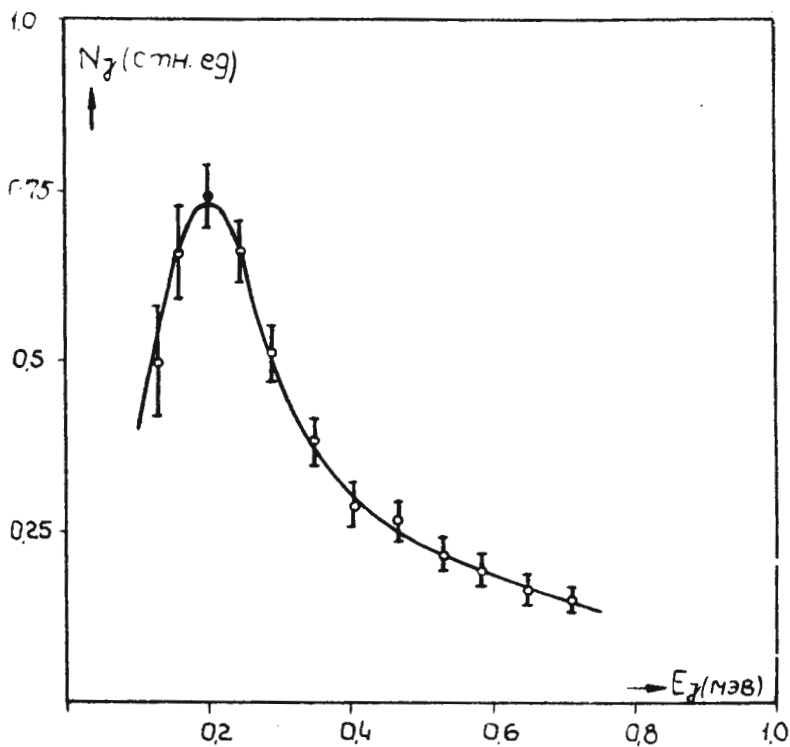


Рис. 3. Обработанный γ -спектр реакции $\text{Cu} + \text{O}_{16}$ для "толстой" мишени при энергии ионов - 95 Мэв.

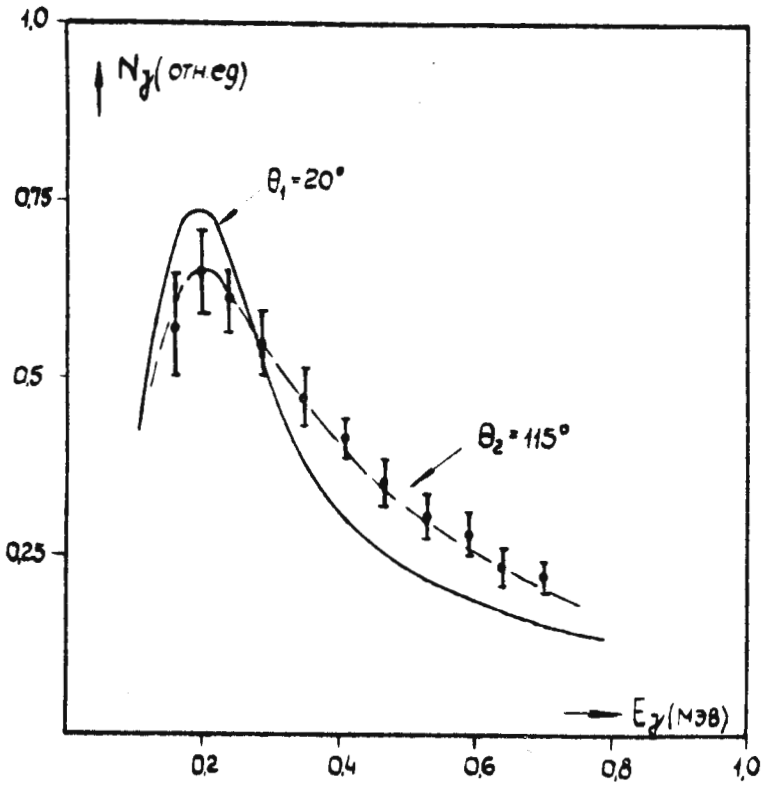


Рис. 4. γ -спектры реакции $\text{Cu} + \text{O}_{16}$ под углами $\theta_1 = 20^\circ$ и $\theta_2 = 115^\circ$ к направлению пучка при энергии ионов 95 Мэв.

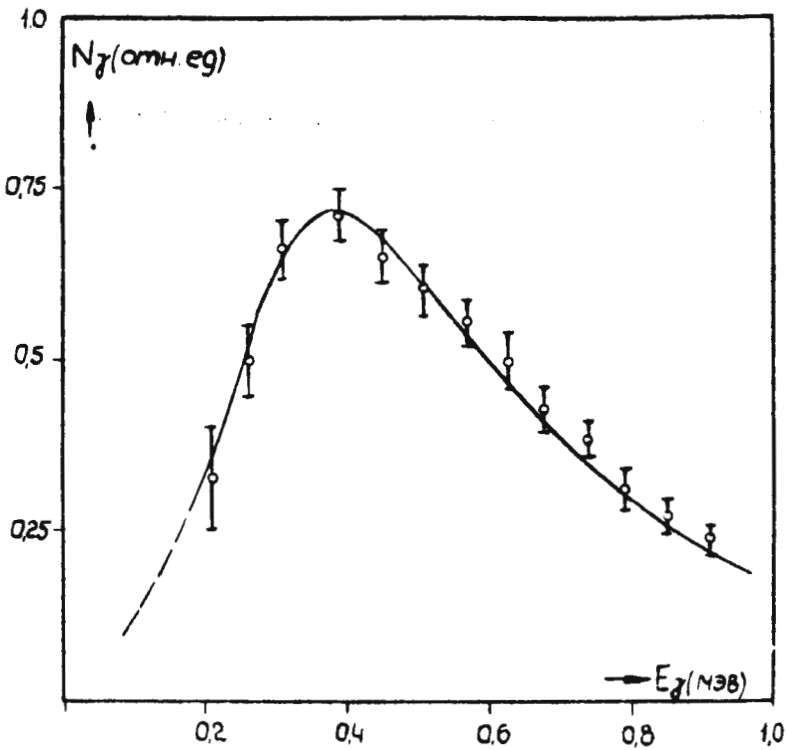


Рис. 5. Спектр γ -квантов при облучении Та-мишени ионами O_{16} с энергией - 80 Мэв.

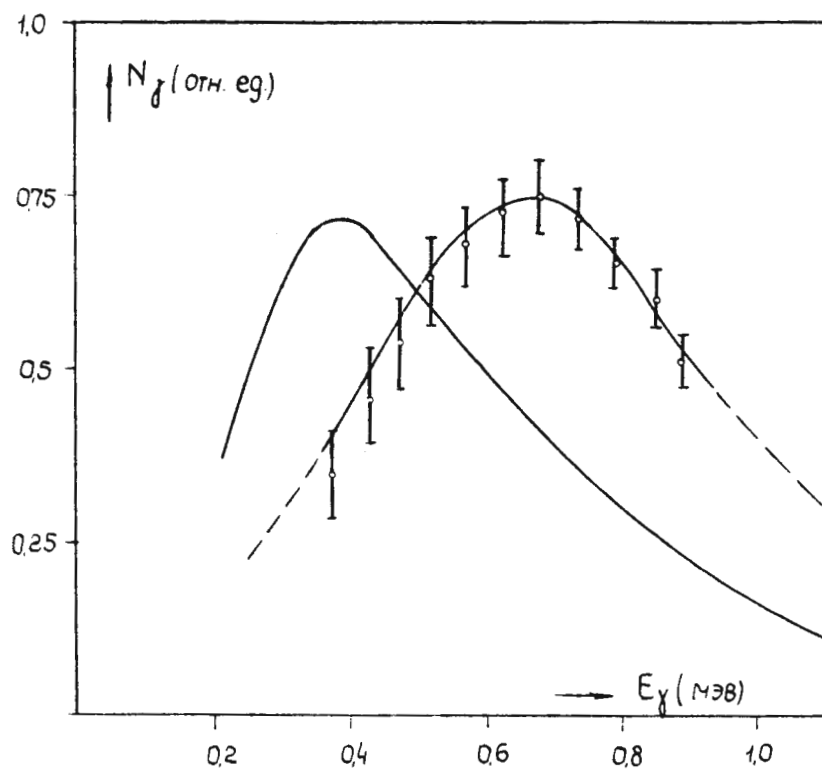


Рис. 6. Сплошная кривая - γ -спектр реакции $Ta + O_{16}$; кривая, проведенная через экспериментальные точки, соответствует реакции $W + O_{16}$; энергия ионов - 80 МэВ.

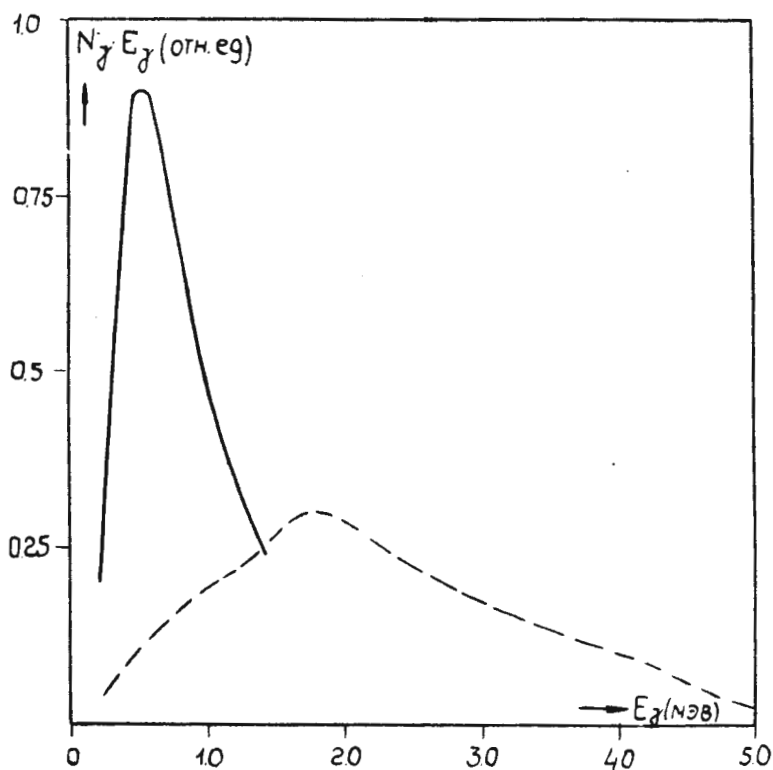


Рис. 7. Спектр излучения возбужденного ядра Tl , полученный: пунктирная кривая - в опытах по радиационному захвату тепловых нейтронов; сплошная кривая - данные реакции $Ta + O_{16}$.

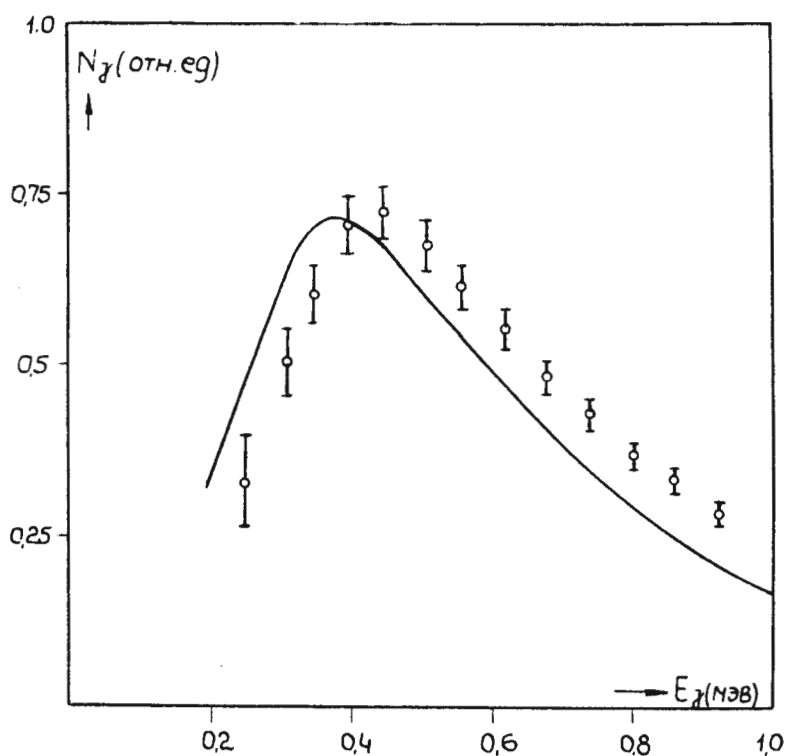


Рис. 8. Спектры γ - квантов возбужденного ядра галлия: сплошная кривая соответствует реакции $Ta + O_{16}$; экспериментальные точки - $W + N_{14}$.

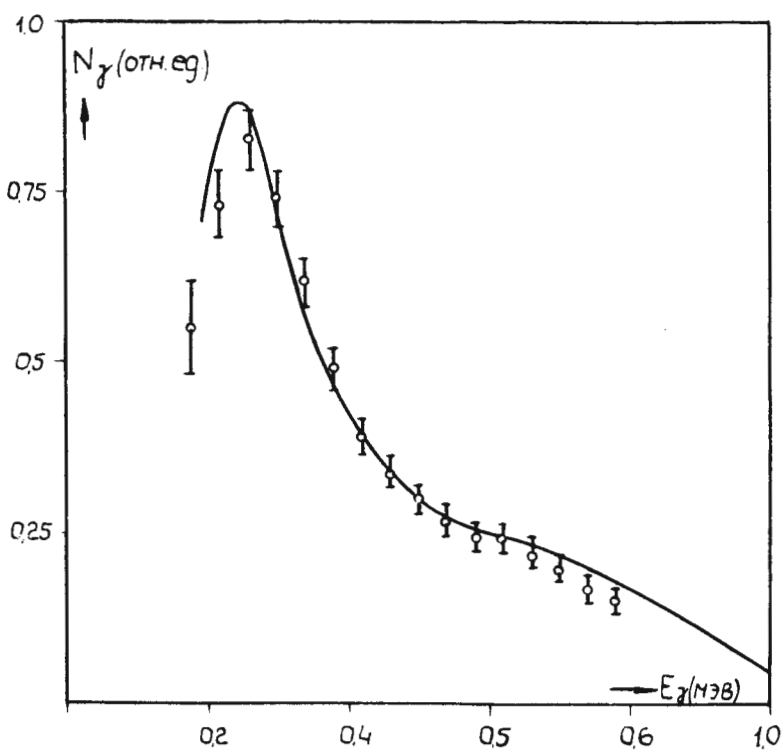


Рис. 9. Энергетический спектр γ - лучей при делении U^{238} ионами кислорода с энергией ~ 140 Мэв. Сплошная кривая γ - спектр, полученный при делении U^{235} тепловыми нейтронами; экспериментальные точки - данные настоящей работы.

Л и т е р а т у р а

1. В.М.Струтинский. "Ядерные реакции при малых и средних энергиях", Москва, 1958, стр. 522.
2. Г.А.Пик-Пичак. ЖЭТФ, 38, 768 (1960).
3. В.А.Карнаухов, Ю.Ц.Оганесян. ЖЭТФ, 38, 1339 (1960).
4. Ю.В.Лобанов, Ю.Ц.Оганесян. Препринт ОИЯИ Р-734 (1961).
5. L.C.Northcliffe. Phys. Rev. 120, 1744 (1960).
6. А.А.Курашов, А.Ф.Линев, ПТЭ, 2, 70 (1957).
7. И.Е.Константинов. "Некоторые вопросы инженерной физики", МИФИ, 1958, вып. 3, 32.
8. T.D.Thomas. Phys. Rev. 116, 703 (1959).
9. В.А.Карнаухов. ЖЭТФ, 36, 1933 (1959).
10. Л.В.Грошев, А.М.Демидов и др. "Атлас спектров γ -лучей радиационного захвата тепловых нейтронов", Москва, Атомиздат, 1958.
11. В.А.Друин, Ю.В.Лобанов, С.М.Поликанов. ЖЭТФ, 37, 38 (1959).
12. H.C.Britt. Phys.Rev. 120, 1768 (1960).

Рукопись поступила в издательский отдел
18 сентября 1961 года.