

Вестник МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

№ 5 — 1963

В. Г. ШЕВЧЕНКО, Б. А. ЮРЬЕВ

СЦИНТИЛЛЯЦИОННАЯ МЕТОДИКА ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ РЕАКЦИИ (γ , p)

Описывается методика сцинтилляционных спектрометров, разработанная и употребляемая на 35 Мэв бетатроне НИИЯФ МГУ для измерения сечений, а также угловых и энергетических распределений фотопротонных реакций. Излагаются способы, позволившие применять такую методику в условиях сильного электронного и γ -фона. В качестве примера приводятся результаты, полученные при измерении сечения реакции (γ , p) на вольфраме.

Исследование реакций (γ , p) имеет большое значение для углубления наших представлений о взаимодействии γ -квантов с ядрами. Именно при изучении реакций (γ , p) были впервые [1] получены сведения, не укладывавшиеся в рамки «составного ядра» Бора и свидетельствовавшие о существовании нового механизма ядерных реакций: прямого взаимодействия.

Исследования угловых и энергетических распределений фотопротонов дали обширную информацию об оболочечных уровнях ядер, проявляющихся при прямом фотоэффekte. Однако до последнего времени мы почти не имеем работ по измерениям зависимости сечений реакций (γ , p) от энергии γ -квантов. Это объясняется тем, что методика ядерных фотопластинок, использовавшаяся в большинстве исследований ядерных реакций (γ , p), мало пригодна для измерения сечений во многих точках из-за своей трудоемкости. Активационная методика, широко распространенная для измерений кривых сечений (γ , n), мало применима в случае реакций (γ , p) из-за того, что подавляющее большинство ядер, образующихся после вылета протона, стабильны. А между тем сечения реакций (γ , p) намного превышают сечения других фотоядерных реакций на ряде легких и средних ядер (Al [2], Ca [3]) и их измерения совершенно необходимы для получения сведений о кривых полного поглощения γ -квантов ядрами. На тяжелых ядрах реакция (γ , p) составляет лишь несколько процентов от полного выхода. Однако и в этом случае измерение сечений (γ , p) представляет большой интерес, так как существенная часть фотопротонов из тяжелых ядер образуется благодаря $E2$ -поглощению γ -квантов [4—7]. Поэтому измерение сечений служит средством изучения «квадрупольного резонанса» в тяжелых ядрах [8—10].

В настоящей работе описывается методика измерения выходов фотопротонов с помощью сцинтилляционных спектрометров с тонкими кристаллами иодистого цезия, применяемая для определения сечений реакций (γ, p) на 35 Мэв бетатроне НИИЯФ МГУ.

Применение сцинтилляционной методики для регистрации продуктов фотоядерных реакций существенно затрудняется высокой чувствительностью сцинтиллятора к электронному и γ -фону, уровень которого очень высок при работе на электронных ускорителях.

Этот фон может быть подразделен на фон, создаваемый при рассеянии электронов в процессе ускорения и при рассеянии пучка γ -излучения на встречающихся предметах, и на фон, создаваемый при взаимодействии γ -квантов с мишенью. Если первый может быть устранен путем усиления защиты, то второй, т. е. электронный и γ -фон от мишени, принципиально не устраним при регистрации заряженных продуктов фотоядерных реакций, так как пробеги этих продуктов в веществе значительно меньше толщины слоев, необходимых для поглощения электронов и γ -квантов. А между тем сечения процессов, вызывающих появление фона (фотоэффект, комптон-эффект и образование пар), в 10^2 — 10^4 раз превышают сечения реакций с образованием заряженных частиц, в том числе и реакции (γ, p).

Указанные трудности привели к тому, что до последнего времени сцинтилляционная методика почти не употреблялась для исследований фотоядерных реакций в области гигантского резонанса. Применение Манном и Халперном [11] для регистрации фотопротонов мало чувствительного к γ -фону сернистого цинка нельзя признать удачным, так как, во-первых, весьма неопределенна эффективность регистрации протонов этим сцинтиллятором (она зависит от уровня дискриминации, а также, по-видимому, от способа изготовления сцинтиллятора) и, во-вторых, с помощью ZnS не удается разрешать протоны различных энергий.

Мы использовали для регистрации протонов кристаллы иодистого цезия, активированного таллием, способные обеспечить хорошее энергетическое разрешение и удобные своей негигроскопичностью.

Рассмотрим методы, применявшиеся нами для уменьшения уровня фона.

Для уменьшения эффективности регистрации фона употреблены тонкие кристаллы. Уменьшение толщины приводит к уменьшению вероятности регистрации γ -квантов, пропорциональной объему кристаллов, и, самое важное, приводит к уменьшению энергии, теряемой электронами в кристалле.

Обычная толщина кристалла 1 мм, позволявшая спектрометрировать протоны с энергией до ~ 15 Мэв, соответствовала эффективному пробегу электронов с энергией $\sim 0,8$ Мэв, тогда как более энергичные электроны оставляли в кристалле энергию $< 0,8$ Мэв. Поэтому фон при регистрации протонов с энергией > 3 Мэв мог в основном возникать лишь при наложении импульсов от нескольких электронов или γ -квантов. Для предотвращения наложений импульсов фона мы увеличивали длительность импульса γ -излучения ускорителя, а также уменьшали разрешающее время регистрирующей аппаратуры. Была разработана специальная схема (рис. 1), позволявшая осуществлять замедленный сброс электронов на мишень в бетатроне и увеличившая длительность импульса γ -излучения от ~ 6 — 7 до 100 — 180 мксек. Схема представляет собой генератор импульсов тока большой амплитуды (до ~ 300 а), подававшихся в смещающую обмотку бетатрона, она состоит из зарядного контура L_1 (включающего и накопительные емкости C_1 — C_4) и

разрядной цепи (коммутирующий тиратрон L_2 и колебательные контуры L_1C_1 , L_2C_2 , L_1C_4 , C_2C_3 , формирующие почти прямоугольный импульс тока длительностью 1 мксек). Амплитуда импульса тока регулировалась путем изменения напряжения, снимаемого с автотрансформатора, и подбиралась такой, чтобы сброс электронов происходил на плоской вершине импульсов тока. Для более точного поддержания энергии электронов поджиг тиратрона осуществлялся от специально разработанной системы точной регулировки и стабилизации энергии бетатрона [12], обеспечивающей стабильность не хуже ± 10 Кэв в течение нескольких дней и ± 25 Кэв в течение месяцев. (Приводится результат, полученный с ко-

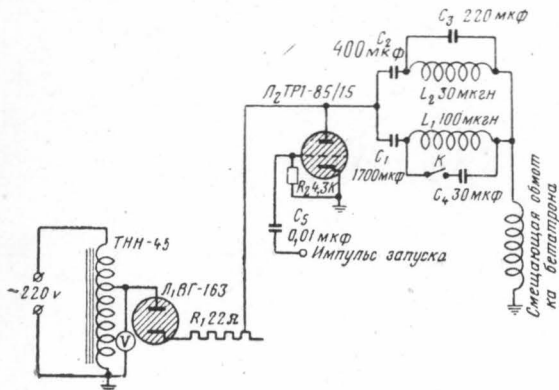


Рис. 1. Схема для удлинения импульса γ -излучения

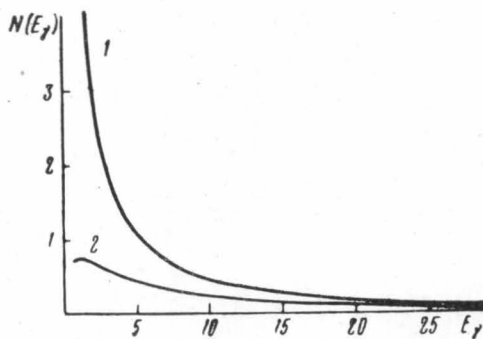


Рис. 2. Спектры тормозного γ -излучения бетатрона: 1 — обычная форма спектра от толстой мишени, 2 — спектр γ -излучения после прохождения через углеродный поглотитель толщиной $33,2$ г/см²

ротким импульсом γ -излучения. Использование схемы удлинения импульса несколько ухудшает стабильность.)

Использование схемы удлинения импульса γ -излучения в 15—20 раз уменьшило вероятность появления импульсов от электронов и γ -квантов.

Чаще всего большие фоновые импульсы образуются за счет наложений электронов и γ -квантов с энергией $\ll 1$ Мэв, так как пробег таких электронов почти целиком укладывается в кристалле.

С этой точки зрения весьма неблагоприятной оказывается форма спектра тормозного γ -излучения, быстро растущего с уменьшением энергии γ -квантов (рис. 2), т. е. как раз в неиспользуемой нами области энергии. Это положение не усугубляется тем, что сечения двух основных процессов, вызывающих появление электронного и γ -фона из мишени (фото- и комптон — эффекта), также растут с уменьшением энергии γ -квантов. Для исправления формы спектра и существенного ослабления его малоэнергичной части тормозное излучение перед попаданием в коллиматор пропускалось через углеродный поглотитель. В качестве поглотителя применялся углерод, так как он обладает оптимальным соотношением коэффициентов поглощения малоэнергичной (< 10 Мэв) и рабочей (> 10 Мэв) части γ -спектра. В случае обычно употреблявшегося нами поглотителя толщиной $33,2$ г/см² рабочая часть спектра (15—30 Мэв) ослаблялась в $\sim 1,6$ раза, тогда как γ -кванты с энергией 1 Мэв ослаблялись более чем в 8 раз. Форма спектра, полу-

чающегося после прохождения такого поглотителя, представлена на рис. 2.

Рассмотрим расположение аппаратуры, показанное на рис. 3.

Пучок тормозного излучения, падавший на мишень после прохождения через поглотитель и свинцовый коллиматор толщиной 30 см, имел диаметр 12 мм. Остальная часть пучка и рассеянное от камеры бетатрона излучение поглощалось в коллиматоре и защитной свинцовой стеной, имевшей толщину 40 см. Для замедления фотонейтронов, возникавших в свинце, за стеной помещался слой парафина толщиной 10 см.

Во избежание рассеяния γ -квантов в воздухе мишень располагалась в вакуумной камере и пучок подводился к мишени и выходил из

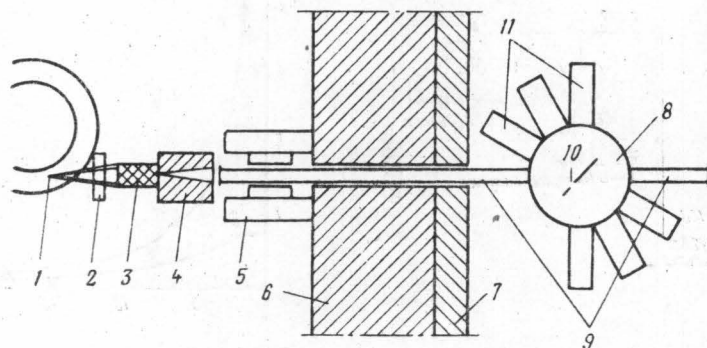


Рис. 3. Расположение аппаратуры: 1 — мишень бетатрона, 2 — тонкостенная ионизационная камера-монитор, 3 — углеродный поглотитель, 4 — коллиматор, 5 — очищающий магнит, 6 — защитная стенка из свинца, 7 — парафин, 8 — вакуумная камера, 9 — вакуумные патрубки для прохождения пучка γ -излучения, 10 — мишень из исследуемого вещества, 11 — сцинтилляционные спектрометры

камеры по патрубкам длиной ~ 1 м с внутренним диаметром 50 мм, концы которых были заклеены алюминиевой фольгой. Вакуумная камера диаметром 160 мм изготовлялась из алюминия, но для уменьшения электронов и протонного фона стенки ее были закрыты тонким органическим стеклом с окнами для ввода и вывода пучка γ -квантов и сцинтилляционных спектрометров, располагавшихся под углами 30, 60, 120, 150 и под углами 90° друг против друга.

Для отвода из γ -пучка электронов, возникающих в воздухе, на стенках коллиматора и входном окне патрубка между коллиматором и защитной стеной помещался магнит, и входной патрубок проходил между его полюсами (поле ~ 800 эрстед). Пучок γ -квантов, прошедший через вакуумную камеру, поглощался в бетонной стене, находившейся для уменьшения рассеяния на расстоянии ~ 20 м от установки.

В сцинтилляционных спектрометрах использовались, как отмечалось выше, кристаллы CsJ (Tl) диаметром ~ 30 мм, располагавшиеся приблизительно в 8 см от мишени и фотоумножителя ФЭУ-13. Световые вспышки от иодистого цезия передавались к фотокатодам ФЭУ-13 с помощью конических светопроводов толщиной 35 мм, изготовлявшихся из органического стекла и на вакуумных уплотнениях, вставленных в стенки камеры. Режим, подобранный для питания фотоумножителей,

обеспечивал линейность и разрешение при регистрации α -частиц Sm^{242} ($E_\alpha = 6,064$ и $6,110$ Мэв ($\sim 5-7\%$ без светопроводов и $\sim 10-12\%$ со светопроводами)). С анода фотоумножителей сигналы через катодные повторители поступали на одноканальные дифференциальные анализаторы импульсов типа ААДО-1. Параметры выходных цепей ФЭУ, катодных повторителей и входных цепей анализаторов были подобраны так, чтобы длительность анализируемых импульсов для предотвращения наложений не превышала 2 мксек. С этой же целью работа велась при достаточно больших усилениях ФЭУ, позволяющих получать на выходе импульсы в несколько десятков вольт и обходиться без ламповых усилителей. Проверка показала, что электронный и γ -фон значительно уменьшены и что методика пригодна для измерений выходов и энергетических распределений фотопротонов, причем при исследовании сравнительно легких ядер ($A < 40$) измерения возможны под всеми углами, тогда как с увлечением A -фон под передними углами возрастает, так что на ядрах с $A > 150$ измерения всего протонного спектра становятся возможными лишь под углами 120 и 150° . Это объясняется тем, что угловые распределения фото- и комптонэлектронов, а также электроннопозитронных пар, образующихся в мишени под действием тормозного спектра, имеют максимумы в передней полусфере. Приведем некоторые результаты, полученные при измерении сечения реакций (λ, ρ) на вольфраме. Регистрация протонов велась под углами 120 и 150° . Спектры фоновых импульсов, снятые без мишени, представлены на рис. 4. Для измерения фоновых импульсов с мишенью (их спектр также показан на рис. 4) перед кристаллами CsJ (Т1) помещались пластинки из органического стекла толщиной $\sim 1,5$ мм, почти полностью поглощавшие фотопротоны из мишени, тогда как ослабление γ -квантов такой пластинкой ничтожно ($< 5\%$ для $E_\gamma > 300$ Кэв). Электроны поглощаются уже заметно, но их вылет под задние углы должен быть сравнительно мал. Однако, учитывая эту неопределенность в определении фона таким методом, мы для контроля использовали другой метод, заключавшийся в сопоставлении выходов, измеренных при различных интенсивностях тормозного γ -излучения. Дело в том, что при снижении интенсивности уменьшается вероятность наложения импульсов, вызываемых электронами и γ -квантами, и тем самым снижается фон в интересующей нас области энергий протонов. В результате мы пришли к выводу, что истинный фон приблизительно в $1,5$ раза превышает значение, полученное при измерениях с пластинками из органического стекла. На рис. 5 приведена кривая выхода фотопротонов с энергией > 7 Мэв из вольфрама, полученная под углом 120° , и измеренные значения фона. Как видим, даже при довольно большой толщине употребляющейся мишени (50 мг/см²) фон составляет в среднем лишь $15-20\%$ от выхода, фон несколько повышается при энергии $E_{\gamma\text{max}}$ в области 30 Мэв вследствие уменьшения длительности импульса γ -излу-

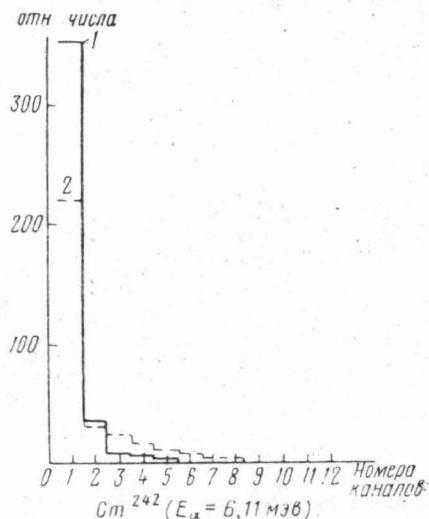


Рис. 4. Спектры фоновых импульсов: 1 — без мишени, 2 — с мишенью и поглотителем протонов из органического стекла

чения. На рис. 5 приведена кривая выхода фотопротонов с энергией > 7 Мэв из вольфрама, полученная под углом 120° , и измеренные значения фона. Как видим, даже при довольно большой толщине употребляющейся мишени (50 мг/см²) фон составляет в среднем лишь $15-20\%$ от выхода, фон несколько повышается при энергии $E_{\gamma\text{max}}$ в области 30 Мэв вследствие уменьшения длительности импульса γ -излу-

чения при этих энергиях. Для получения полного выхода в результате, полученные под определенным углом, вносилась поправка на угловое распределение, найденная из работы [10]. Для вычисления из кривой выхода энергетической зависимости сечения удобно применить в данном случае матричный метод Пенфолда и Лейсса [13], так как искажение спектра углеродным поглотителем легко учитывается в этом методе при вычислении истинного сечения из приведенного. Следует,

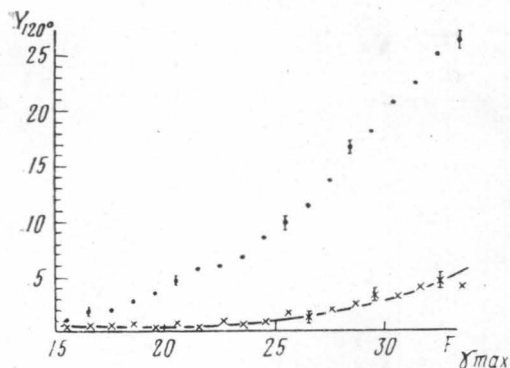


Рис. 5. Выход фотопротонов из вольфрама под углом 120° к направлению пучка γ -лучей (\cdot) и величина фона под этим углом (\times) в зависимости от $E_{\gamma_{max}}$

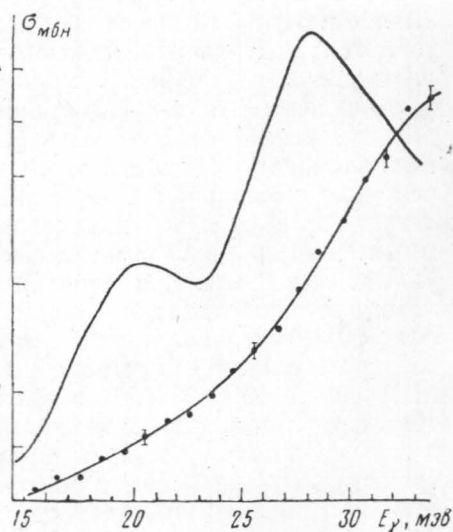


Рис. 6. Сечение реакции (γ, p) на вольфраме

однако, иметь в виду, что при больших длительностях импульса γ -излучения возможно увеличение разброса электронов по энергии, а отсюда и отклонение спектра тормозного γ -излучения от формы, получаемой по формуле Шиффа. Для устранения разброса по энергиям можно изменять амплитуду магнитного поля таким образом, чтобы каждый раз осуществлять сброс вблизи от максимального значения поля, где его рост, а вместе с тем и рост энергии электронов происходит медленно. В случае, когда изменение амплитуды магнитного поля невозможно по техническим причинам, необходимо при расчете сечений вводить поправки для учета искажения формы тормозного спектра. Полученное значение сечения на вольфраме представлено на рис. 6. Более подробный анализ этого результата дан в работе [10].

Результаты работы показывают, что разработанная методика с успехом может быть использована для измерения сечений и энергетических распределений фотопротонов из ядер всех элементов периодической системы, а для легких и средних ядер и угловых распределений. В случае тяжелых ядер сильный фон в передней полусфере ограничивает возможность измерения угловых распределений, однако из-за быстро падающего характера фонового спектра (см. рис. 4) такие измерения возможны для высокоэнергетических протонов, а с помощью утолщения углеродных поглотителей и снижения интенсивности излучения можно распространить и на меньшие энергии.

В заключение выражаем благодарность за помощь в работе и за обсуждение Н. Н. Баламатову, Б. П. Левкину, А. В. Балашову, Ю. И. Сорокину и А. В. Рудченко.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hirzel O., Wäffler H. *Helv. Phys. Acta*, **19**, 214, 1946; **20**, 373, 1947.
2. Mc Pherson D., Katz L., Pederson E. *Canad. Jour. Phys.*, **32**, 593, 1954; Spicer B. M. *Phys. Rev.*, **100**, 791, 1955.
3. Балашов В. В., Шевченко В. Г., Юдин Н. П. *Nucl. Phys.*, **27**, 323, 1961.
4. Toms M. E., Stephens W. E. *Phys. Rev.*, **92**, 362, 1953; **98**, 626, 1955.
5. Шевченко В. Г., Юрьев Б. А. *ЖЭТФ*, **41**, 1421, 1961.
6. Шевченко В. Г., Юрьев Б. А. *ЖЭТФ*, **42**, 707, 1962.
7. Шевченко В. Г., Юрьев Б. А. *ЖЭТФ*, **43**, 860, 1962.
8. Неудачин В. Г., Шевченко В. Г., Юдин Н. П. *Ядерные реакции при малых и средних энергиях*. Изд-во АН СССР, 1962, стр. 495.
9. Сорокин Ю. И., Шевченко В. Г., Юрьев Б. А. *ЖЭТФ*, **43**, 1600, 1962.
10. Шевченко В. Г., Юрьев Б. А., Левкин Б. П. *ЖЭТФ*, **44**, 808, 1963.
11. Mann A. K., Halpern I. *Phys. Rev.*, **82**, 733, 1951; **83**, 370, 1951.
12. Баламатов Н. Н., Юрьев Б. А. «Приборы и техника эксперимента», № 4, 1963.
13. Penfold A. S., Leiss I. E. *Analysis of Photo cross section*, University of Illinois, 1958.

Поступила в редакцию
13. 2 1963 г.

НИИЯФ