

31. Burkhardt J. L. Dipole photonuclear reactions and the independent particle model.—«Phys. Rev.», 1953, v. 91, p. 420—421.
32. Натаф Р. Модели ядер и ядерная спектроскопия. М., «Мир», 1968, с. 331.
33. Браун Дж. Единая теория ядерных моделей и сил. М., Атомиздат, 1970, с. 39.
34. Горячев Б. И., Ишханов Б. С., Капитонов И. М. и др. Гигантский дипольный резонанс на изотопах Ni.—«Ядерная физика», 1970, т. 11, с. 252—259.
35. Dushkov I. I., Ishkhanov B. S., Kapitonov I. M. et al. Photoprotons from Zr.—«Phys. Lett.», 1964, v. 10, p. 310—312.
36. Seaborn J. B., Drechsel D., Arenhövel H., Greiner W. Collective correlations in the giant resonance of  $^{60}\text{Ni}$ .—«Phys. Lett.», 1966, v. 23, p. 576—578.
37. Drechsel D., Seaborn J. B., Greiner W. Collective correlations in spherical nuclei and the structure of giant resonances.—«Phys. Rev.», 1967, v. 162, p. 983—991.
38. Goulard B., Fallieros S. Transition densities of dipole excitations in nuclei with  $N > Z$ .—«Can. J. Phys.», 1967, v. 45, p. 3221—3233.
39. Berman V. L., Caldwell J. T., Harvey R. R. et al. Photoneutron cross sections for  $\text{Zr}^{90}$ ,  $\text{Zr}^{91}$ ,  $\text{Zr}^{92}$ ,  $\text{Zr}^{94}$  and  $\text{Y}^{89}$ .—«Phys. Rev.», 1967, v. 162, p. 1098—1111.

ГЛАВА 5

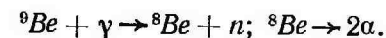
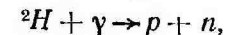
ИСТОЧНИКИ  $\gamma$ -ИЗЛУЧЕНИЯ

§ 20. Радиоактивные источники.

При радиоактивном распаде испускаются  $\gamma$ -кванты с  $E_\gamma = 10 \text{ кэВ} - 8 \text{ МэВ}$ . Собственные ширины  $\gamma$ -линий на много порядков меньше энергий  $\gamma$ -квантов, поэтому радиоактивные источники можно считать монохроматическими. Интенсивность радиоактивных источников может быть доведена до  $10^{14}$  фотонов в секунду.

Существенный недостаток радиоактивных источников, ограничивающий область их применения, заключается в том, что энергии  $\gamma$ -квантов, испускаемых ими, ниже порога большинства фотоядерных реакций. Кроме того, работая с радиоактивными источниками, экспериментатор лишен возможности плавно менять энергию фотонов.

С помощью радиоактивных источников изучались лишь две фотоядерные реакции — фоторасщепления дейтона и бериллия-9 (пороги соответственно — 2,22 и 1,67 МэВ):



Данные об этих реакциях получены с помощью  $\gamma$ -источников  ${}^{208}\text{Tl}$  ( $E_\gamma = 2,614 \text{ МэВ}$ ) и  ${}^{214}\text{Bi}$  ( $E_\gamma = 1,764 \text{ МэВ}$ ).

§ 21.  $\gamma$ -кванты из ядерных реакций

Монохроматические  $\gamma$ -кванты более высокой энергии можно получить, используя ядерные реакции, которые приводят к сильному возбуждению конечного ядра. Если ядро сильно возбуждено, то вероятность его распада  $\Gamma$  определяется соотношением

$$\Gamma = \Gamma_x + \Gamma_\gamma,$$

где  $\Gamma_x$  — вероятность испускания ядром нуклонов и более сложных частиц, а  $\Gamma_\gamma$  — вероятность излучения  $\gamma$ -кванта.

Если энергия возбуждения меньше энергии связи последнего нуклона, то  $\Gamma_x=0$  и  $\Gamma=\Gamma_\gamma$ . Вероятность излучения  $\gamma$ -кванта  $\Gamma_\gamma$  также велика при возбуждениях ядер, вызванных захватом медленных нейтронов. В этом случае  $\Gamma=\Gamma_n+\Gamma_\gamma$ , где  $\Gamma_n$  — вероятность обратного испускания нейтрона, причем для многих ядер  $\Gamma_\gamma \gg \Gamma_n$ . Испускание  $\gamma$ -квантов при захвате медленных нейтронов называется радиационным захватом или реакцией  $(n, \gamma)$ .

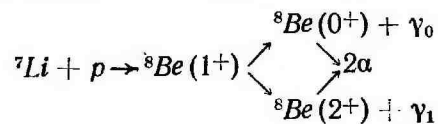
При радиационном захвате медленных нейтронов обычно образуются  $\gamma$ -кванты с энергиями от 4 до 11 МэВ (энергии связи нейтронов в различных ядрах). Энергетический спектр  $\gamma$ -квантов такого источника содержит одну или несколько линий. Так, при захвате тепловых нейтронов ядрами азота и висмута образуются  $\gamma$ -кванты с одной энергией (10,38 и 4,17 МэВ). В то же время при захвате нейтронов ядрами  $^{48}\text{Ti}$  испускаются со сравнимыми выходами  $\gamma$ -кванты с энергиями 6,75 и 6,41 МэВ.

Создание достаточно интенсивных источников  $\gamma$ -квантов путем радиационного захвата нейтронов предполагает использование мощных ядерных реакторов. Современные ядерные реакторы создают плотности потоков тепловых нейтронов, достигающие  $10^{10}$  част/(с·см<sup>2</sup>), что позволяет получать интенсивности  $\gamma$ -квантов радиационного захвата до  $10^8$  квант/с.

Неизбежным недостатком  $\gamma$ -источников такого типа является большой нейтронный фон.

Если энергия возбуждения ядра значительно превышает энергию связи последнего нуклона, то, как правило, возбуждение будет сниматься испусканием протонов, нейтронов или более сложных частиц. Однако и здесь возможны особые случаи, когда  $\Gamma_x \approx 0$  и  $\Gamma \approx \Gamma_\gamma$ . Рассмотрим в качестве примера состояние  $1^+$  в ядре  $^8\text{Be}$ , имеющее энергию возбуждения 17,64 МэВ. Оно лежит ниже порога испускания нейтрона (18,9 МэВ), а обычный распад ядра  $^8\text{Be}$ , идущий по схеме  $^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ , запрещен, поскольку система двух  $\alpha$ -частиц может находиться лишь в состояниях  $0^+$ ,  $2^+$ ,  $4^+$  и т. д. Поэтому указанное выше состояние в  $^8\text{Be}$  распадается с излучением  $\gamma$ -кванта. Спектр  $\gamma$ -квантов содержит две линии: при переходе в основное состояние  $0^+$  испускаются  $\gamma$ -кванты с  $E_{\gamma_0} = 17,64$  МэВ (узкая линия), при переходе на первое возбужденное состояние  $2^+$  —  $\gamma$ -кванты с  $E_{\gamma_1} = 14,74$  МэВ (широкая линия). При этом интенсивность первой линии примерно в два раза превосходит интенсивность второй.

Для создания в  $^8\text{Be}$  возбуждения с энергией 17,64 МэВ используется захват ядром  $^7\text{Li}$  протонов с  $E_p = 440$  кэВ:



За счет уменьшения толщины литиевой мишени энергетическая ширина  $\gamma_0$ -линии (17,64 МэВ) может быть доведена примерно до 12 кэВ.

Варьируя энергию протонов  $E_p$ , можно плавно менять энергию  $\gamma$ -квантов  $E_{\gamma_0}$  и  $E_{\gamma_1}$ , поскольку эти величины связаны соотношением

$$E_{\gamma_0} = (17,25 + 7/8E_p) \text{ МэВ},$$

$$E_{\gamma_1} = (14,35 + 7/8E_p) \text{ МэВ}.$$

Однако возможности изменения энергии сильно ограничены, так как увеличение энергии протонов приводит к быстрому уменьшению интенсивности  $\gamma$ -излучения. Так, уже при  $E_p = 800\text{—}900$  кэВ интенсивность  $\gamma$ -квантов уменьшается примерно в 20 раз. Кроме того, начинает доминировать  $\gamma$ -линия с меньшей энергией.

Другой часто используемой реакцией является реакция  $F(p, \alpha\gamma)$ , в которой генерируются три  $\gamma$ -линии с энергиями 6,14, 6,92 и 7,12 МэВ, возникающие при распаде возбужденных состояний ядра  $^{16}\text{O}$ . Их относительные интенсивности можно менять, варьируя энергии протонов. Так, при  $E_p = 2,05$  МэВ 80%  $\gamma$ -квантов испускается с энергией 7,12 МэВ. Энергетическая ширина  $\gamma$ -линии 130 кэВ.

Реакция радиационного захвата протонов легкими ядрами наиболее удобна для создания  $\gamma$ -источников подобного типа. Одна из причин этого в том, что энергии связи протонов в легких ядрах велики, что позволяет получать монохроматические  $\gamma$ -кванты довольно больших энергий. Так, в реакциях  $^3\text{H}(p, \gamma)^4\text{He}$  (энергия связи протона в  $^4\text{He}$  — 19,81 МэВ) можно получить  $\gamma$ -кванты с энергией более 20 МэВ. Энергетическая ширина  $\gamma$ -пучка в этой реакции может быть доведена до 40 кэВ. Плавное увеличение энергии протонов приводит и к плавному увеличению энергии  $\gamma$ -квантов. Верхняя граница энергии протонного пучка определяется выходом нейтронов в конкурирующей реакции  $^3\text{H}(p, n)$ , начинающейся при  $E_p = 1,02$  МэВ.

Получение удобного для экспериментов пучка монохроматических  $\gamma$ -квантов с энергиями существенно большими 20 МэВ в реакции  $(p, \gamma)$ , так же как и в других ядерных реакциях, невозможно. Это связано с тем, что даже легкие ядра, захватывая протоны с  $E_p > 1$  МэВ, оказываются в той области энергий возбуждения, где уровни составного ядра начинают перекрываться. Кроме того, при возрастании энергии возбуждения увеличивается роль каскадных  $\gamma$ -переходов. Все это приводит к сильному усложнению спектра  $\gamma$ -квантов и неизбежной конкуренции распадов с вылетом нуклонов и других частиц. Недостаток источников этого типа заключается также в сравнительно невысокой интенсивности  $\gamma$ -квантов.

Еще раз подчеркнем, что диапазон плавного изменения энергии  $\gamma$ -квантов у источников рассматриваемого типа сильно ограничен.



## § 22. Тормозное излучение от электронных ускорителей

Двигаясь с ускорением, быстрые электроны испускают электромагнитное излучение, называемое тормозным. Для получения тормозного  $\gamma$ -излучения достаточно поток электронов направить на любую мишень. В этом случае тормозное излучение возникает за счет ускоренного движения электронов в кулоновском поле ядер и атомарных электронов мишени.

Энергетический спектр  $\gamma$ -квантов тормозного излучения непрерывен и имеет верхнюю границу  $T$ . Если полная энергия электронов до взаимодействия с мишенью была равна  $E_0$ , то

$$T = E_0 - mc^2, \quad (22.1)$$

где  $mc^2$  — энергия покоя электрона (0,511 МэВ). Исключая область вблизи верхней границы, энергетический спектр тормозного излучения подчиняется простой зависимости  $1/E_\gamma$ , где  $E_\gamma$  — энергия испущенного  $\gamma$ -кванта.

Угловое распределение тормозного излучения обладает азимутальной симметрией. Оно определяется лишь величиной угла  $\theta$  между направлениями движения фотонов и первичных электронов и характеризуется резким максимумом в направлении движения электронного пучка до взаимодействия с мишенью (т. е. при  $\theta=0^\circ$ ). Наибольшая доля радиации заключена в пределах малого угла для релятивистских электронов угла  $\theta_0 < mc^2/E_0$ . Отсюда следует, что по мере увеличения энергии электронов тормозное излучение сосредоточивается во все более малом телесном угле.

Эффективное сечение образования фотонов тормозного излучения рассчитывалось во многих работах. Для тонкой мишени (толщина которой существенно меньше радиационной длины материала, из которого она изготовлена) такой расчет был выполнен в работе [1]. Полученное в этой работе энергетическое и угловое распределение тормозного излучения (спектр Шиффа) подтверждено экспериментально и нашло наибольшее применение. Приведем в качестве иллюстрации выражение для дифференциального эффективного сечения образования на единицу телесного угла фотонов тормозного излучения, летящих в переднем направлении (спектр Шиффа при  $\theta=0$ )

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2\pi} \frac{4Z^2}{137} r_0^2 \left( \frac{E_0}{mc^2} \right)^2 \frac{dE_\gamma}{E_\gamma} \left[ \frac{E_0^2 + E^2}{E_0^2} \ln M(0) - \frac{(E_0 + E)^2}{E_0^2} \right], \quad (22.2)$$

где  $E$  — полная энергия рассеянного электрона,  $Z$  — атомный номер материала мишени,  $r_0$  — классический радиус электрона ( $r_0 = e^2/mc^2$ ), а

$$\frac{1}{M(0)} = \left( \frac{mc^2 E_\gamma}{2E_0 E} \right)^2 + \frac{Z^{2/3}}{(111)^2} \quad (22.3)$$

Член в квадратных скобках влияет на форму спектра вблизи верхней границы.

Выражение (22.2) пригодно для анализа тех экспериментальных данных, в которых используются фотоны тормозного излучения, летящие в пределах малого телесного угла в переднем направлении.

Поскольку сечение тормозного излучения быстро растет с увеличением атомного номера мишени, то последняя обычно изготавливается из вещества с большим  $Z$  (платина, вольфрам и др.). На рис. 43 в качестве примера приведены спектры тормозного излучения при различных  $E_0$ , рассчитанные для платиновой мишени по формуле Шиффа [1].

Любой ускоритель электронов может быть использован как источник тормозного излучения. Такие источники обеспечивают наиболее интенсивные потоки высокоэнергичных  $\gamma$ -квантов. При токе электронного пучка в 100 мкА и тормозной мишени толщиной в 0,01 радиационную длину интенсивность фотонов независимо от энергии падающих электронов приблизительно равна  $6 \cdot 10^{12}/E_\gamma$  фотонов на МэВ.

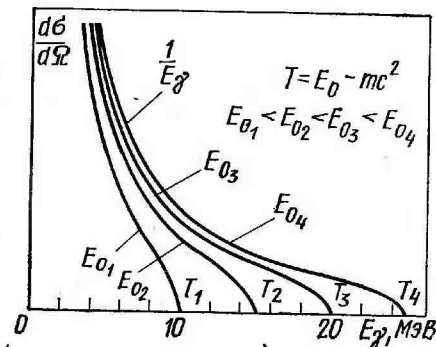


Рис. 43. Спектры тормозного излучения для платиновой мишени при различных  $E_0$

## § 23. Сравнительные характеристики электронных ускорителей

Широкое практическое применение получили четыре типа ускорителей электронов — бетатрон, синхротрон, микротрон и линейный ускоритель. Функциональные особенности каждого из них определяют ряд важных с точки зрения физического эксперимента параметров генерируемых ими электронных, а следовательно, и  $\gamma$ -пучков. К таким параметрам относятся:

- 1) энергия электронов (возможность ее плавного изменения, границы изменения, энергетическое разрешение);
- 2) интенсивность;
- 3) распределение интенсивности во времени.

Если первые две характеристики очевидны, то последняя требует пояснения. Пусть, проводится эксперимент по измерению спектра фотонейтронов. Наиболее совершенной (с точки зрения точности определения энергии нейтронов) является методика времени пролета. Однако, для того чтобы реализовать заложенные в этой методике возможности, поток  $\gamma$ -квантов, падающих на исследуемый объект, должен быть достаточно интенсивным.

дурмый образец, должен быть распределен во времени в виде последовательности импульсов очень короткой длительности (порядка нескольких наносекунд). Напротив, в тех случаях, когда производится регистрация образующихся в фотоядерных реакциях заряженных частиц в условиях интенсивного фона, в том числе в экспериментах с применением схем совпадений, наиболее целесообразно использование импульсов  $\gamma$ -излучения большой длительности (десятки микросекунд и более).

Кратко опишем основные особенности электронных ускорителей как источников тормозного  $\gamma$ -излучения.

**Бетатрон.** В этом индукционном циклическом ускорителе электроны движутся по круговой орбите постоянного радиуса в нарастающем во времени магнитном поле, силовые линии которого пронизывают всю плоскость орбиты. Магнитное поле изменяется во времени по синусоидальному закону и создает вихревое электрическое поле, ускоряющее электроны. Рабочим циклом обычно является первая четверть периода магнитного поля. Электроны инжектируются в камеру в начале каждого периода и их энергия возрастает до тех пор, пока увеличивается напряженность магнитного поля. В конце ускорения электроны не выводятся из камеры, а направляются («сбрасываются») на тормозную мишень, расположенную внутри камеры. Это достигается подачей мощного импульса тока в специальную обмотку (называемую смещающей), расположенную вблизи траектории движения электронов. Импульс тока создает дополнительное магнитное поле, изменяющее радиус равновесной орбиты. Таким способом можно прервать процесс ускорения электронов в любой момент времени и обеспечить плавное изменение конечной энергии электронов во всем доступном для данного ускорителя диапазоне. Это важное достоинство бетатронов. Другие достоинства ускорителей этого типа в простоте конструкции и управления, а также надежности в эксплуатации.

Бетатроны целесообразно использовать для ускорения электронов до энергии 50 МэВ. Получение существенно больших энергий связано с необходимостью уменьшения радиационных потерь электронов, которые растут, как  $E^4$ , а следовательно, сильного увеличения радиуса равновесной орбиты (радиационные потери обратно пропорциональны радиусу орбиты). Это приводит к быстрому возрастанию размеров и веса электромагнита. Самый большой бетатрон ускоряет электроны до энергии 340 МэВ.

Энергетическое разрешение электронного пучка в бетатроне — 0,1—0,5%. Число электронов в секунду достигает  $10^{12}$ — $10^{13}$ .

Частота следования импульсов определяется частотой изменения магнитного поля и обычно равна промышленной частоте 50 Гц. Длительность  $\gamma$ -импульса легко варьируется от 0,1 до 100 мкс. Она зависит от скорости изменения радиуса равновесной орбиты электронов, которая в свою очередь определяется амплитудой импульса тока, подаваемого в смещающую обмотку.

**Синхротрон.** Синхротрон — циклический ускоритель, в котором электроны движутся по орбите постоянного радиуса, многократно проходя через промежутки ускоряющих электродов, к которым приложено высокочастотное электрическое напряжение амплитудой в десятки и сотни киловольт. Частота ускоряющего электрического напряжения в синхротроне постоянна (обычно несколько сотен мегагерц), так как постоянна скорость движения электронов. Она равна или кратна частоте вращения электронов на орбите.

В синхротроне поддержание электронов на орбите постоянного радиуса достигается за счет того, что в процессе ускорения напряженность магнитного поля на орбите непрерывно возрастает. Синхротрон, так же как и бетатрон, — импульсный ускоритель электронов, причем число актов ускорения в единицу времени определяется скоростью увеличения напряженности магнитного поля. В то же время в синхротронах, в отличие от бетатронов, используются не сплошные, а значительно более легкие кольцевые магниты, так как магнитное поле должно быть создано лишь в районе орбиты. Это позволяет резко уменьшить радиационные потери электронов, создавая установки радиусом вплоть до нескольких десятков метров и довести энергию ускоренных электронов до 10 ГэВ. В силу этого синхротроны широко используются для получения электронов с энергиями в диапазоне от 100 МэВ до 10 ГэВ. Дальнейшее увеличение энергии вновь ограничивается быстро растущими потерями на излучение. Так, при энергии электронов 10 ГэВ и радиусе орбиты 30 м потери на излучение за оборот достигают 30 МэВ. Такие потери чрезвычайно сложно восполнить за счет высокочастотного электрического поля (энергия, сообщаемая электронам за один оборот в современных синхротронах, не превышает 5 МэВ).

С точки зрения интенсивности, энергетического разрешения и временных характеристик электронного пучка синхротроны близки к бетатронам (см. табл. 1). Так же как и бетатроны, синхротроны допускают возможность плавного изменения энергии электронов, причем прерывание процесса ускорения электронов в любой момент времени можно осуществить выключением генератора высокочастотного электрического напряжения.

**Линейный ускоритель.** В обычном резонансном линейном ускорителе со стоячей волной электроны двигаются с почти постоянной скоростью по прямой линии, проходя последовательно серию ускоряющих промежутков, к электродам которых приложено высокочастотное электрическое напряжение постоянной частоты ( $\approx 10^9$  МГц). Электроды имеют форму цилиндрических трубок и представляют собой полые резонаторы. Длины их подобраны так, что время пролета частицы между соседними ускоряющими промежутками равно половине периода высокочастотного поля. В этом случае в момент пролета электронов через ускоряющий промежуток электрическое поле имеет нужный знак.

Выходные параметры пучков электронных ускорителей

Тип ускорителя	Энергия электронов					Интенсивность		Распределение интенсивности во времени	
	максимальная энергия, МэВ	область наибольшего применения, МэВ	энергетическое разделение, %	возможность плавного изменения энергии	число частиц в секунду	средний ток, мкА	частота, Гц	длительность импульса, мкс	
Бетатрон	340	< 50	0,1—0,5	легко реализуемы	$10^{12}$ — $10^{13}$	$\leq 1$	6—1000	0,1—3	
Синхротрон	10 000	100—10 000	0,1—0,5	легко реализуемы	$10^{13}$ — $10^{14}$	1—10	1—500	0,1—3	
Микроотрон	30	$\leq 30$	0,1—0,5	ограничены	$10^{14}$ — $10^{15}$	10—100	20—1000	0,001—3	
Линейный ускоритель	20 000	$< 300$ $> 1000$	1—10	ограничены	$10^{16}$ — $10^{17}$	1000—10 000	50—1000	0,001—3	

Примечание. В последней колонке для бетатронов и синхротронов даны наиболее типичные длительности импульсов без использования специальных систем медленного сброса электронов на тормозную мишень.

Увеличивая число электродов (резонаторов) и соответственно длину линейного ускорителя, можно повышать энергию электронов до нескольких десятков ГэВ ввиду отсутствия потерь на излучение. Для получения электронов с энергиями более 5 МэВ обычно применяются не резонансные линейные ускорители со стоячей высокочастотной волной, а ускорители, в которых электромагнитная волна движется вдоль волновода. В этом случае электроны перемещаются внутри волновода с той же скоростью, что и бегущая электромагнитная волна, постоянно находясь в ускоряющем электрическом поле. Максимальная энергия электронов, достигнутая на линейном ускорителе, равна 20 ГэВ (Стэнфорд, США).

У существующих линейных ускорителей высокочастотное электрическое напряжение подводится не непрерывно, а импульсами длительностью от нескольких наносекунд до микросекунд, следующими друг за другом с частотой 50—1000 Гц. В соответствии с этим импульсы электронов на выходе линейного ускорителя имеют ту же длительность и частоту следования. Необходимость импульсной работы линейных ускорителей связана с большими потерями энергии в самом высокочастотном генераторе (клистроне или магнетроне) и в стенках резонаторов при подводе к ним высокочастотного электрического напряжения большой мощности. Непрерывный режим работы приводит к сильному нагреванию и разрушению самого генератора и деталей ускорителя. Кроме того, такой режим требует слишком большой мощности питания высокочастотных генераторов. Характеризуя эту сторону работы ускорителей, вводят понятие величины рабочего цикла (duty cycle), выражающей в процентах долю времени, в течение которого производилась подача ускоряющего переменного электрического напряжения (величина рабочего цикла в относительных единицах обратна скважности). В типичном случае при длительности импульсов высокочастотного напряжения в 1 мкс и частоте их следования 1000 Гц рабочий цикл ускорителя равен 0,1%. Увеличение величины рабочего цикла до максимально возможного значения (100%) значительно увеличивает интенсивность электронного пучка и открывает возможность проведения качественно новых фотоядерных экспериментов. Пути повышения величины рабочего цикла линейных ускорителей будут обсуждаться в § 29.

Несмотря на то что электроны двигаются вдоль линейного ускорителя в течение коротких временных интервалов, интенсивность электронного пучка на его выходе во много раз превышает интенсивность электронных пучков таких циклических ускорителей, как бетатрон и синхротрон. Во-первых, это связано с простой вводом электронов в линейный ускоритель, что позволяет эффективно использовать мощные инжекторы. Кроме того, в упомянутых установках циклического типа в процессе ускорения участвует лишь одна группа электронов, имеющих в каждый момент времени вполне определенную энергию, в то время как в линей-



ных ускорителях в процессе одновременного ускорения находится большое число электронных групп различной энергии. Энергии электронов этих групп (сгустков), следующих друг за другом с частотой подводимого электрического напряжения, различаются числом пройденных на данный момент ускоряющих промежутков. Так, при действии электрического напряжения частоты 1000 МГц в течение 1 мкс число сгустков электронов различной энергии, одновременно участвующих в ускорении, может достигать тысячи (при длине ускорителя 300 м). Все это позволяет довести интенсивность электронных пучков линейных ускорителей до  $10^{16}$ — $10^{17}$  электронов в секунду.

Другое достоинство линейных ускорителей — в простоте вывода электронного пучка.

К недостаткам линейных ускорителей можно отнести сильно ограниченные возможности плавного изменения энергии электронов и невысокое энергетическое разрешение пучка (несколько процентов). Последний недостаток может быть устранен (с потерей интенсивности) дополнительным магнитным анализом на выходе.

В линейном ускорителе могут быть получены импульсы электронов очень малой длительности (несколько наносекунд), что в сочетании с большой интенсивностью электронных пучков дает возможность эффективно использовать методику времени пролета.

**Микротрон.** Микротрон (или электронный циклотрон) является циклическим резонансным ускорителем. В нем электроны многократно ускоряются высокочастотным электрическим полем в щели полого резонатора, двигаясь в однородном постоянном магнитном поле по траектории, состоящей из ряда окружностей увеличивающегося радиуса с общей точкой касания внутри резонатора. Условие синхронизма в микротроне сводится к тому, чтобы длительность каждого следующего оборота превышала длительность предыдущего на один или несколько периодов высокочастотного электрического поля. Частота высокочастотного поля у микротронов обычно равна 3000 МГц, число орбит колеблется от 10 до 30, а прирост энергии за оборот равен 0,5—1,0 МэВ.

У существующих микротронов конечная энергия электронов не превышает 30 МэВ. Дальнейшее увеличение энергии путем увеличения числа орбит  $n$  ограничено требованиями к магнитному полю, степень неоднородностей которого должна уменьшаться как  $n^{-2}$ . Энергетическое разрешение электронных пучков микротронов — 0,1—0,5%.

Что касается временных характеристик электронных пучков, то у микротрона, как и у линейного ускорителя, они полностью определяются режимом подачи высокочастотного электрического поля в ускоряющий резонатор. Этот режим по тем же причинам, что и для линейного ускорителя, является импульсным и характеризуется примерно теми же значениями частоты следования и

длительности импульсов. В силу того что в микротроне в процессе одновременного ускорения находится большое число сгустков электронов различной энергии, интенсивность электронных пучков микротронов превышает интенсивность электронных пучков бетатронов и синхротронов (см. табл. 1).

Недостаток микротрона заключается в том, что плавное изменение энергии электронов на его выходе связано с большими техническими трудностями. Для плавного изменения энергии электронов в широком интервале необходимо одновременное плавное изменение напряженности магнитного поля, мощности, передаваемой резонатору от высокочастотного генератора, а также положения инжектора в резонаторе.

В микротроне, как и в линейном ускорителе, могут быть получены импульсы электронов очень малой длительности.

## ГЛАВА 6

### ПРИНЦИПЫ РАБОТЫ С ПУЧКОМ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

#### § 24. Выход фотоядерной реакции и эффективное сечение

Рассмотрим принцип получения эффективных сечений фотоядерных реакций в экспериментах с тормозным  $\gamma$ -излучением. Пусть исследуемая мишень облучается тормозным  $\gamma$ -излучением с верхней границей  $T$  и зарегистрировано  $N(T)$  случаев фотоядерной реакции, эффективное сечение которой необходимо определить, тогда имеет место соотношение

$$N(T) = \epsilon \alpha D(T) \int_0^T \sigma(E_\gamma) W(E_\gamma, T) dE_\gamma, \quad (24.1)$$

где  $\sigma(E_\gamma)$  — эффективное сечение исследуемой фотоядерной реакции, выраженное в  $\text{см}^2$ ;  $W(E_\gamma, T)$  — число фотонов энергии  $E_\gamma$  в единичном интервале энергий тормозного спектра с верхней границей  $T$ , отнесенное к единице дозы;  $D(T)$  — доза тормозного  $\gamma$ -излучения с верхней границей  $T$ , полученная мишенью;  $\alpha$  — количество исследуемых ядер, отнесенное к  $1 \text{ см}^2$  мишени;  $\epsilon$  — эффективность установки, детектирующей продукты фотоядерной реакции. Введем обозначение

$$Y(T) = N(T)/\epsilon D(T). \quad (24.2)$$

В соответствии с этим перепишем соотношение (24.1) в виде

$$Y(T) = \alpha \int_0^T \sigma(E_\gamma) W(E_\gamma, T) dE_\gamma. \quad (24.3)$$



Величина  $Y(T)$  носит название выхода фотоядерной реакции. Именно эта величина, а не эффективное сечение  $\sigma(E_\gamma)$ , есть непосредственный результат экспериментов с тормозным  $\gamma$ -излучением. Если эффективное сечение может иметь резонансный характер, т. е. содержать отдельные максимумы, то выход реакции

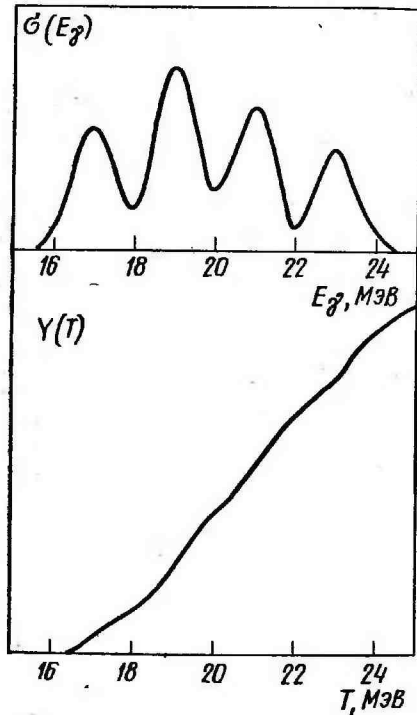


Рис. 44. Эффективное сечение  $\sigma(E_\gamma)$  и выход  $Y(T)$  фотоядерной реакции

$$Y(T_i) \approx \sum_{E_{\gamma 1} \leq E_{\gamma j} \leq T_i} \sigma(E_{\gamma j}) W(E_{\gamma j}, T_i) \Delta E_{\gamma j}. \quad (24.4)$$

Положим  $\Delta E_{\gamma j} = \Delta E_\gamma = \text{const}$  и запишем выражение (24.4) в более простом виде

$$Y_i \approx \Delta E_\gamma \sum_{j=1}^i \sigma_j W_{ji}. \quad (24.5)$$

Соотношение (24.5) не что иное, как система линейных уравнений относительно неизвестных величин  $\sigma_j$ . Очевидно, что число

всегда является монотонно возрастающей функцией энергии (рис. 44). Наличие структуры (максимумов) в сечении проявляется в изменении наклона касательной к графику этой функции (см. также рис. 47, з).

Соотношение (24.3) — интегральное уравнение относительно неизвестного эффективного сечения  $\sigma(E_\gamma)$ . Его решают приближенными методами, которые сводятся к численному дифференцированию кривых выхода  $Y(T)$  с весами, определяемыми формой тормозного спектра. Таким образом, для получения эффективного сечения необходимо знать вид функций  $Y(T)$ . Это достигается проведением измерений при различных значениях верхней границы спектра тормозного  $\gamma$ -излучения.

Пусть в результате таких измерений имеем набор чисел  $Y(T_i)$  ( $i=1, 2, \dots, N$ ). Для каждого из чисел  $Y(T_i)$  интегральное уравнение (24.3) можно заменить суммой

величин  $\sigma_j$  (число точек в сечении), которые могут быть найдены в результате решения этой системы, равно числу точек в кривой выхода, отвечающих различным значениям верхней границы тормозного спектра.

Полагая  $\Delta E_\gamma = 1$  и представляя выражение (24.5) в матричном виде

$$\begin{pmatrix} Y_1 \\ Y_2 \\ \vdots \\ Y_N \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} W_{11} & 0 & \dots & 0 \\ W_{21} & W_{22} & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ W_{N1} & W_{N2} & \dots & W_{NN} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \\ \vdots \\ \sigma_N \end{pmatrix},$$

можем записать

$$Y = W\sigma. \quad (24.6)$$

Решение этого матричного уравнения можно записать, вводя обратную матрицу  $W^{-1}$  ( $W^{-1}W = I$ , где  $I$  — единичная матрица). Тогда

$$W^{-1}Y = W^{-1}W\sigma = \sigma \quad (24.7)$$

и

$$\sigma = W^{-1}Y.$$

Обратная матрица известна, так как известна прямая матрица  $W$ , являющаяся треугольной матрицей тормозного спектра. В качестве последнего обычно используется спектр, полученный Шиффом [1]. Необходимо подчеркнуть, что точность эффективных сечений, полученных из данных о выходе реакции обычно на порядок ниже точности измерения выхода. Поэтому достижение высокой точности в эффективных сечениях в экспериментах с тормозным  $\gamma$ -излучением не простая задача.

Резкое возрастание ошибки в сечении реакции, по сравнению с ошибкой в выходе, можно пояснить следующим примером. Пусть спектр  $\gamma$ -квантов  $W(E_\gamma, T)$  представляет собой прямоугольник высоты  $W_0$ . Тогда, проводя измерения при двух близких значениях верхних границ  $T_1$  и  $T_2$ , получаем

$$Y_1 = \alpha W_0 \int_0^{T_1} \sigma(E_\gamma) dE_\gamma, \quad Y_2 = \alpha W_0 \int_0^{T_2} \sigma(E_\gamma) dE_\gamma, \quad (24.8)$$

$$Y_2 - Y_1 = \alpha W_0 \int_{T_1}^{T_2} \sigma(E_\gamma) dE_\gamma = \alpha W_0 (T_2 - T_1) \bar{\sigma}, \quad (24.9)$$

где  $\bar{\sigma}$  — среднее значение эффективного сечения на участке между  $T_1$  и  $T_2$ . Отсюда

$$\bar{\sigma} = \frac{Y_2 - Y_1}{\alpha W_0 (T_2 - T_1)} = \text{const} \cdot (Y_2 - Y_1). \quad (24.10)$$

Следовательно, эффективное сечение пропорционально разности двух соседних точек выхода реакции. Очевидно, что при достаточно близких значениях  $T_1$  и  $T_2$  относительная ошибка разности может быть весьма большой даже в том случае, когда сами величины  $Y_1$  и  $Y_2$  измерены с высокой точностью.

Определение  $\sigma(E_\nu)$  по экспериментально измеренному выходу из уравнения (24.3) есть типичная обратная задача. Рассмотрим вопрос о тех требованиях, которым должны удовлетворять методы решения таких задач.

Так как целью большинства экспериментов является обнаружение структуры в сечении, то метод получения  $\sigma$  должен обладать достаточной разрешающей способностью, чтобы обеспечить «перевод» всех надежно установленных особенностей выхода в соответствующие особенности сечения. В силу вероятностного характера исследуемого процесса и ошибок измерения мы получаем приближенное значение выхода  $\bar{Y}(T)$  и дисперсию, характеризующую отклонение  $\bar{Y}$  от истинного значения  $Y$ . Таким образом, задача заключается в определении  $\bar{\sigma}$ , приближенного значения  $\sigma$  по  $\bar{Y}$ , представляющему приближенное значение  $Y$ . Метод построения приближенного решения  $\bar{\sigma}$  должен быть устойчив, т. е. любому  $\epsilon > 0$  должно соответствовать такое  $\delta(\epsilon) > 0$ , что если  $\|\bar{Y} - Y\| < \delta(\epsilon)$ , то  $\|\bar{\sigma} - \sigma\| \leq \epsilon$ .

Как упоминалось, возможный путь решения уравнения (24.3) — простая замена интегрального уравнения системой линейных алгебраических уравнений. Такая замена лежит в основе всех прямых методов решения (см., например, [2]). Однако такого рода методы неустойчивы при сгущении энергетической сети, т. е. при уменьшении  $\Delta E_{\nu_j} = E_{\nu_j} - E_{\nu_{j-1}}$  (см. (24.4)). Неустойчивость задачи означает, что каково бы ни было  $\delta > 0$ , всегда можно подобрать такое  $\omega$ , что  $\|\bar{Y} - Y\| < \delta$ , в то время как  $\|\bar{\sigma} - \sigma\| = \omega$  будет как угодно велико. Иначе говоря, при приближенном задании  $Y$  существует не одно, а целое семейство возможных решений, удовлетворяющих уравнению (24.3) с точностью экспериментального выхода  $\delta$ . Если взять некоторое  $\bar{\sigma}$ , удовлетворяющее уравнению в пределах точности  $\delta$ , то оно, как правило, будет содержать большое число максимумов, похожих на искомую структуру. Однако это формальное решение не имеет смысла принимать за искомое решение задачи, так как существует много других формальных решений, имеющих совершенно другую структуру. Таким образом, как бы точно не были известны входные данные ( $Y$ ), решая уравнение (24.3) точно относительно  $\sigma(E_\nu)$  с помощью прямых методов, можно получить сечение, сильно отличающееся от истинного. Рассматриваемая задача поэтому относится к классу некорректно поставленных. В прямых методах решения таких задач даже малые ошибки во входной информации могут привести к большим ошибкам в искомой функции.

Метод решения некорректно поставленных задач обсуждаемого типа был разработан А. Н. Тихоновым [3]. Этот метод носит название метода регуляризации и является устойчивым методом решения уравнения (24.3).

Устойчивые методы решения определяются при помощи некоторой дополнительной, априорной информации о характере решения, соответствующей физическому смыслу рассматриваемой задачи. Эта информация позволяет выбрать из множества формальных решений то, которое при повышении точности входных данных равномерно приближается к истинному решению задачи  $\sigma(E_\nu)$ .

В методе А. Н. Тихонова из множества различных решений, удовлетворяющих условию

$$\left\| \alpha \int_0^T \bar{\sigma}(E_\nu) W(E_\nu, T) dE_\nu - \bar{Y}(T) \right\|^2 < \delta^2, \quad (24.11)$$

где  $\delta$  — точность входных данных, выбирается такое решение  $\bar{\sigma}$ , называемое нормальным, для которого функционал

$$\Omega[\bar{\sigma}] = \int_0^T \left[ \bar{\sigma}^2(E_\nu) + \left( \frac{\partial \bar{\sigma}}{\partial E_\nu} \right)^2 \right] dE_\nu \quad (24.12)$$

имеет минимальное значение. Очевидно из вида  $\Omega[\bar{\sigma}]$ , что найденное описываемым методом сечение  $\bar{\sigma}(E_\nu)$  — наиболее гладкое приближение к истинному по данным эксперимента. Оно и принимается за приближенное решение задачи [4]. Таким образом, метод регуляризации дает возможность выявить лишь ту структуру в эффективном сечении, существование которой гарантируется точностью эксперимента.

Применяемый алгоритм устойчив, а получаемое с его помощью нормальное решение имеет сходимость к точному.

### § 25. Изменение и стабилизация верхней границы спектра тормозного излучения

Принцип работы бетатронов и синхротронов допускает возможность плавного изменения конечной энергии электронов. Это выгодно отличает бетатроны и синхротроны от электронных ускорителей других типов, делая их весьма удобными источниками высокоэнергетичного  $\gamma$ -излучения для проведения многих физических экспериментов (в частности, для измерения выходов фотоядерных реакций с последующим определением эффективных сечений). Рассмотрим наиболее распространенный метод регулирования энергии электронов в упомянутых выше ускорителях.

Энергия электронов в бетатронах и синхротронах в процессе ускорения однозначно определяется напряженностью магнитного

поля на равновесной орбите и радиусом орбиты. Чтобы получить соотношение, связывающее эти три величины, запишем формулу для полной энергии релятивистской частицы

$$E_0 = \sqrt{p^2 c^2 + (mc^2)^2}. \quad (25.1)$$

Подставим в нее импульс, выраженный через радиус траектории  $r$  и напряженность магнитного поля  $H$ :

$$p = \frac{e}{c} rH.$$

Окончательно

$$E_0 = \sqrt{(Hr)^2 e^2 + (mc^2)^2}. \quad (25.2)$$

В интересующей нас области энергий  $mc^2 \ll pc$  и  $E_0 \approx eHr$ . Если  $H$  выразить в эрстедах, а  $r$  в сантиметрах, то получаем соотношение

$$E_0 \approx 300Hr. \quad (25.3)$$

Поскольку для бетатронов и синхротронов  $r = \text{const}$ , а  $H$  меняется, то полная энергия электронов растет по мере увеличения времени ускорения  $t$  в полном соответствии с законом нарастания напряженности магнитного поля  $H(t)$  в районе орбиты.

Таким образом, прерывая ускорение электронов в различные моменты времени, отвечающие разным значениям  $H$ , можно менять энергию электронов и соответственно максимальную энергию спектра тормозного  $\gamma$ -излучения. Обычно используется следующий метод [5]. На специальное электронное устройство (схему сравнения) подаются два напряжения. Одно из них  $u(t)$  пропорционально напряженности магнитного поля  $H(t)$ , а другое опорное, берется с выхода специального генератора (рис. 45). В тот момент, когда нарастающее во времени напряжение  $u(t)$  становится равным опорному, схема сравнения вырабатывает сигнал, дающий начало сбросу электронов на тормозную мишень ускорителя. Меняя величину опорного напряжения  $V$ , можно менять время ускорения и, следовательно, конечную энергию электронов.

Перейдем к более конкретному рассмотрению устройства регулирования конечной энергии электронов в бетатронах и синхротронах. В ускорителях этого типа форма кривой напряженности магнитного поля в зависимости от времени синусоидальная и ускорение происходит на нарастающих участках  $H(t)$ . Ниже для определенности рассмотрим вариант ускорителя без подмагничивания. В этом случае

$$H(t) = H_0 \sin \omega t,$$

$$E_0(t) \approx 300H_0 r \sin \omega t = E_0^{\max} \sin \omega t, \quad (25.4)$$

$$u(t) = u_0 \sin \omega t,$$

причем рабочий участок кривой  $H(t)$  — первая четверть каждого периода (см. рис. 45, а).

Изменение величины опорного напряжения приводит к изменению времени ускорения  $\tau$  ( $0 < \tau < \pi/2\omega$ ) и соответственно к из-

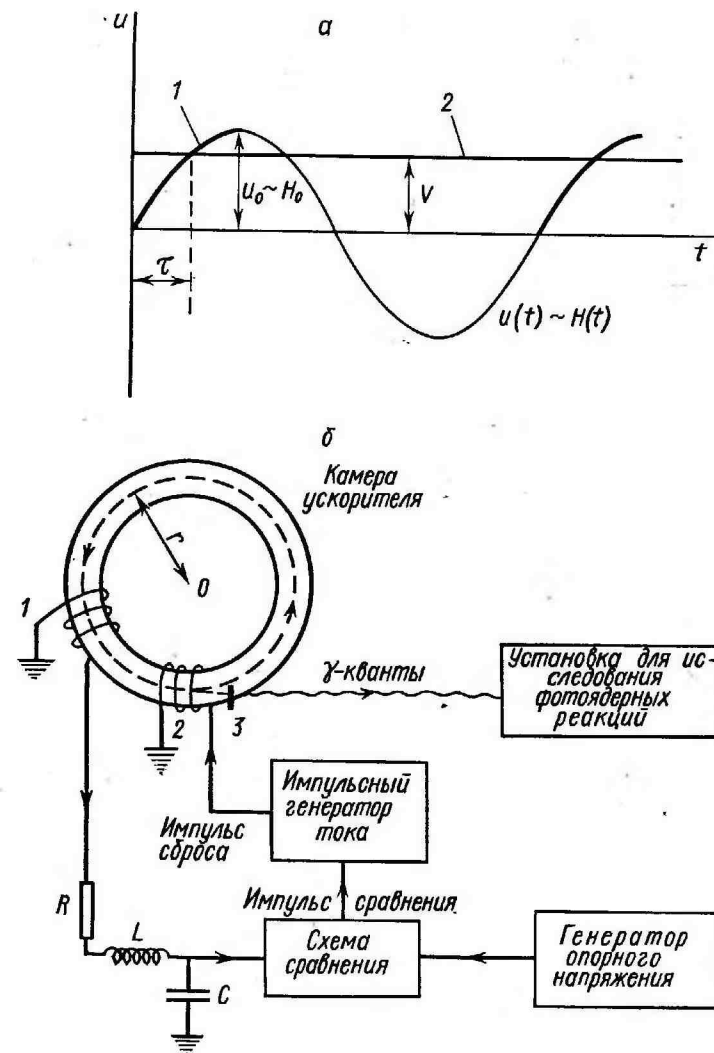


Рис. 45. Принцип изменения (а) конечной энергии электронов в бетатронах и синхротронах: 1 — рабочий участок, 2 — опорное напряжение; система изменения (б) максимальной энергии тормозного излучения бетатронов и синхротронов: 1 — следящая обмотка, 2 — смещающая обмотка, 3 — тормозная мишень

менению верхней границы тормозного спектра  $T(0 < T < E_0^{\max} - mc^2)$ .

Напряжение  $u(t)$ , пропорциональное напряженности магнитного поля  $H(t)$ , формируется следующим образом. На полюсах электромагнита в районе равновесной орбиты намотана следящая обмотка (см. рис. 45, б). ЭДС, наводимая в следящей обмотке, пропорциональна скорости изменения напряженности магнитного поля, т. е.

$$\mathcal{E} \sim dH/dt. \quad (25.5)$$

Так как  $H = H_0 \sin \omega t$ , то  $\mathcal{E} \sim H_0 \omega \cos \omega t$ . Следовательно, ЭДС и напряженность магнитного поля сдвинуты по фазе друг относительно друга на  $\pi/2$ . Для того чтобы получить сигнал  $u(t)$ , пропорциональный  $H(t)$ , необходимо проинтегрировать наводимую ЭДС. Для этой цели можно использовать последовательный RLC-контур, настроенный в резонанс с частотой питающего электромагнит ускорителя напряжения.

После того как схема сравнения вырабатывает сигнал, процесс ускорения электронов прекращается и происходит сброс электронов на тормозную мишень. Очевидно, что степень воспроизведения заданной конечной энергии электронов зависит от постоянства опорного напряжения, которое обычно стабилизировано с точностью  $\approx 0,01\%$ .

Используются различные методы смещения электронов с равновесной орбиты, в большинстве своем основанные на изменении распределения магнитных полей в межполюсном пространстве и соответственно изменении радиуса равновесной орбиты. Распространенный способ регулировки момента сброса электронов на тормозную мишень — пропускание мощных токовых импульсов через специальную смещающую обмотку. Импульс тока для смещения электронов с равновесной орбиты вырабатывается специальными импульсными генераторами тока (ИГТ). Меняя амплитуду и форму токового импульса, подаваемого в смещающую обмотку, можно варьировать скорость изменения радиуса равновесной орбиты и соответственно время сброса электронов на тормозную мишень (длительность импульса  $\gamma$ -излучения) от 0,1 до 100 мкс.

Очевидно, что конечная энергия электронов  $E_0$  (а следовательно, и верхняя граница тормозного  $\gamma$ -спектра  $T$ ) — однозначная функция опорного напряжения

$$T = E_0 - mc^2 = f(V). \quad (25.6)$$

Количественная зависимость между  $T$  и  $V$  определяется конструктивными особенностями установки и нахождение ее, называемое энергетической калибровкой, — важная задача подготовки ускорителя к физическим исследованиям. Если бетатрон или синхротрон работает в режиме импульсов  $\gamma$ -излучения малой дли-

тельности ( $\leq 1$  мкс), то в смещающую обмотку подаются мощные импульсы тока, вызывающие быстрое изменение радиуса равновесной орбиты. В этом случае импульс  $\gamma$ -излучения возникает практически сразу после появления импульса со схемы сравнения и зависимость  $T = f(V)$  должна быть просто прямой линией. Эту линию можно найти по известным значениям энергетических порогов фотонейтронных ядерных реакций. Чаще всего для этого используются пороговые значения фотонейтронных реакций. Выход реакции ( $\gamma, n$ ) обычно измеряется по  $\beta$ -активности конечного ядра. Пороговые значения реакций ( $\gamma, n$ ), наиболее часто употребляемых для калибровки, приведены в табл. 2.

Калибровка бетатронов и синхротронов по энергии производится следующим образом. Образцы вещества, выбранного для калибровки, облучаются в пучке тормозного излучения при фиксированной величине  $V$ , после чего образец помещается в систему регистрации наведенной активности. Если максимальная энергия тормозного  $\gamma$ -излучения ниже пороговой энергии реакции ( $\gamma, n$ ) для данного образца, то остаточная  $\beta$ -активность в образце не возникает. В этом случае скорость счета системы регистрации наведенной активности определяется уровнем фона. При повышении  $V$ , а значит и  $T$ , наступит момент, когда верхняя граница тормозного спектра превысит пороговую энергию реакции ( $\gamma, n$ ).

В этом случае в образце возникает остаточная  $\beta$ -активность и скорость счета системы регистрации наведенной активности начинает превышать фон. Зная  $V$ , при котором скорость счета начинает увеличиваться, и величину пороговой энергии реакции ( $\gamma, n$ ) для облучаемого образца, можно сопоставить значению  $V$

Таблица 2  
Пороговые значения фотонейтронных реакций, используемых для калибровки бетатронов и синхротронов

Реакция	Порог реакции, МэВ
${}^9\text{Be}(\gamma, n)$	$1,6651 \pm 0,0006$
${}^2\text{H}(\gamma, n)$	$2,2245 \pm 0,0001$
${}^{63}\text{Cu}(\gamma, n)$	$10,841 \pm 0,010$
${}^{27}\text{Al}(\gamma, n)$	$13,0567 \pm 0,0026$
${}^{16}\text{O}(\gamma, n)$	$15,6679 \pm 0,0012$
${}^{12}\text{C}(\gamma, n)$	$18,7197 \pm 0,0011$

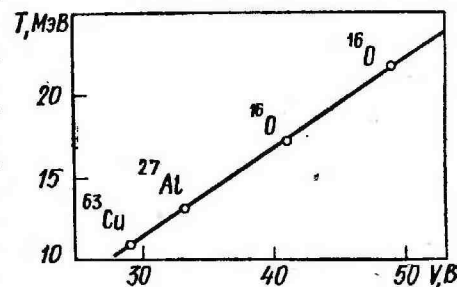


Рис. 46. Зависимость максимальной энергии тормозного излучения  $T$  от величины опорного напряжения  $V$  для бетатрона НИИЯФ МГУ. Для калибровки использованы положения порогов реакций  ${}^{63}\text{Cu}(\gamma, n)$  и  ${}^{27}\text{Al}(\gamma, n)$ , а также наиболее сильных особенностей («изломов»), наблюдаемых в выходе реакции  ${}^{16}\text{O}(\gamma, n)$



максимальное значение тормозного  $\gamma$ -спектра, которое равно пороговой энергии реакции. На рис. 46 в качестве примера представлена зависимость  $T=f(V)$  для бетатрона НИИЯФ МГУ.

### § 26. Многоканальный метод измерения выхода фотоядерной реакции

К точности измерения выхода фотоядерных реакций предъявляются очень высокие требования. Это связано с возросшим уровнем теоретических исследований, для дальнейшего развития которых уже недостаточно знание грубой формы эффективных сечений (так называемой гросс-структуры), а необходима экспериментальная информация о промежуточной и тонкой структуре.

Получение детальной структуры эффективных сечений в экспериментах с тормозным  $\gamma$ -излучением требует надежного выявления особенностей функции  $Y(T)$ . Чтобы познакомиться с характером этих особенностей, рассмотрим вид кривых выхода для эффективных сечений, состоящих из одного и нескольких резонансов. Для эффективного сечения, имеющего вид отдельного узкого резонанса (рис. 47,а), кривая выхода  $Y_0(T)$  показана на рис. 47,б. Эта кривая плавно возрастает и имеет одну точку перегиба.

Функция  $Y(T)$  для эффективного сечения, состоящего из нескольких резонансов (рис. 47,в) — суперпозиция функций типа  $Y_0(T)$  и имеет вид «волнообразно» растущей кривой с числом точек перегиба, равным числу резонансов (см. рис. 47,г). «Волнообразные» особенности в кривых выхода называются «изломами» и их присутствие указывает на соответствующую структуру в сечении. «Изломы» в  $Y(T)$  прояв-

ляются значительно менее отчетливо, чем соответствующие им резонансы в эффективном сечении, и поэтому их надежное выявление возможно лишь в результате прецизионных измерений.

Опыт показывает, что для получения эффективных сечений с требуемой точностью выход реакции должен измеряться с энергетическим шагом не более 100—200 кэВ и относительной ошибкой  $\approx 0,1\%$  в верхнем участке (т. е. при максимальных  $T$ ). Для того чтобы обеспечить высокую точность в  $Y(T)$ , нужно, прежде всего, зарегистрировать большое число актов реакции  $N(T)$  (см. соотношение (24.2)). В силу того что сечения фотоядерных реакций малы, набор больших статистик требует длительных измерений (иногда до нескольких месяцев на одну реакцию). Отдельные точки кривой выхода могут измеряться на протяжении многих часов. Поэтому даже если величины  $N(T)$  определены с высокой статистической точностью, ошибки в  $Y(T)$  могут оказаться большими из-за постепенного изменения (дрейфа) эффективности регистрирующей установки и чувствительности аппаратуры дозиметрии  $\gamma$ -излучения (см. (24.2)). Для обеспечения высокой ( $\approx 0,1\%$ ) точности в  $Y(T)$  при обычном способе проведения эксперимента, когда измерение в отдельной точке кривой выхода (при определенном  $T$ ) выполняется один раз, необходимо в течение длительного времени (пока такое измерение проводится) с не менее высокой точностью поддерживать постоянство эффективности регистрирующей аппаратуры  $\epsilon$  и контролировать дозу  $\gamma$ -излучения  $D$ . Особенно трудно снизить до нужного уровня ( $\approx 0,1\%$ ) ошибки в определении дозы  $\gamma$ -излучения (стандартные способы измерения дозы  $\gamma$ -излучения дают ошибку несколько процентов). Этого можно избежать, используя так называемый многоканальный метод измерения выхода (или метод сканирования по энергии) [6]. Существенное снижение влияния дрейфа эффективности  $\epsilon$  и погрешностей в измерении дозы  $D$  на относительную точность кривых выхода в многоканальном методе достигается без каких-либо улучшений регистрирующих устройств и систем дозиметрии.

В этом методе конечная энергия электронов меняется в каждом цикле ускорения (т. е. с частотой изменения магнитного поля), пробегая многократно  $p$  значений  $E_{01}, E_{02}, E_{03}, \dots, E_{0p}$ . После значения  $E_{0p}$  вновь следует  $E_{01}, E_{02}$  и т. д. В соответствии с этим в каждом акте ускорения электронов происходит изменение максимальной энергии тормозного  $\gamma$ -спектра —  $T$ , которая в циклическом порядке многократно пробегает значения  $T_1, T_2, \dots, T_p$ . Синхронно с изменением  $T$  происходит переключение каналов многоканальной счетной системы, в каждый из которых осуществляется запись некоторого числа импульсов  $n_{ik}(T_i)$  от частиц, вылетающих в результате фотоядерной реакции в одном цикле работы ускорителя. В конце эксперимента, когда последовательность  $T_i$  пробегается  $l$  раз, получается столбец чисел

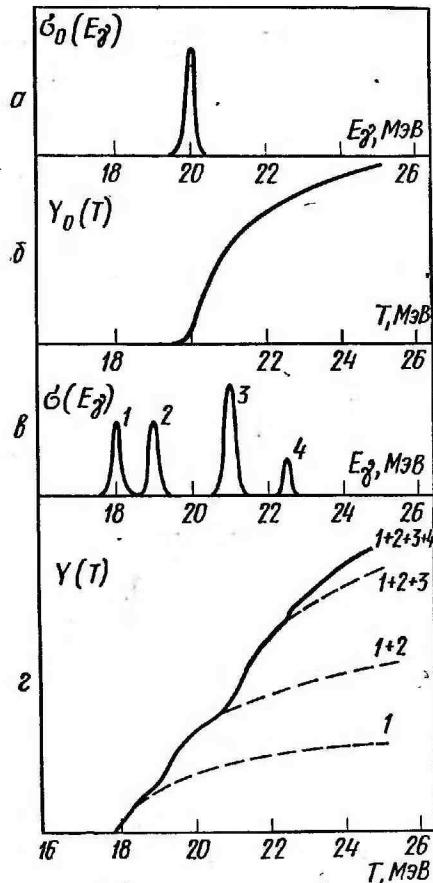


Рис. 47. Кривые выхода (б и г) для эффективных сечений, состоящих соответственно из одного (а) и нескольких (в) резонансов

выхода называются «изломами» и их присутствие указывает на соответствующую структуру в сечении. «Изломы» в  $Y(T)$  прояв-

$$N_i(T_i) = \sum_{k=1}^l n_{ik}(T_i), \quad (26.1)$$

являющийся суммой  $l$  первичных (элементарных) столбцов  $n_{ik}(T_i)$ .

Существенно то, что числа одного такого столбца (например,  $k$ -го) от  $n_{ik}(T_1)$  до  $n_{pk}(T_p)$  содержат информацию о всех точках кривой выхода и получены за очень короткое время (секунды), т. е. почти одновременно, а следовательно, практически при одних и тех же условиях эксперимента (при одной и той же эффективности регистрирующей установки  $\varepsilon$  и чувствительности дозиметрической аппаратуры).

Весьма существенно, что в многоканальном методе отпадает необходимость в процессе набора статистики измерять относительную дозу  $D(T_i)$ , полученную исследуемой мишенью при различных  $T_i$ . Это связано с тем, что  $D(T_i)$  пропорциональна полному числу электронов с энергией  $E_0$ , попавших на тормозную мишень в течение всего эксперимента, а это число при достаточно длительных измерениях усредняется с высокой точностью. Действительно, пусть  $\Delta m_1$  — среднеквадратичное отклонение числа электронов, падающих на мишень в отдельном цикле ускорения от его среднего значения за достаточно большое число циклов. Тогда среднеквадратичное отклонение  $\Delta m_1$  числа электронов, падающих на мишень в одном цикле ускорения, усредненное за время  $t$ , когда произошло  $M$  актов ускорения, будет определяться формулой

$$\Delta m_1 = \Delta m_1 / \sqrt{M}. \quad (26.2)$$

Если  $f$  — частота работы ускорителя, то при многоканальных измерениях число актов ускорения  $M$ , приходящихся на один из  $p$  каналов, равно  $ft/p$ , и, следовательно, среднеквадратичное отклонение для всех  $i$  будет определяться выражением

$$\Delta m_i = \Delta m_1 / \sqrt{ft/p}. \quad (26.3)$$

При достаточно большом времени измерения  $t$  можно сделать  $\Delta m_i$  как угодно малым.

Из (26.3) видно, что общее время измерения  $t$ , необходимое для достижения определенной точности в  $Y(T_i)$ , в значительной степени связано со стабильностью работы ускорителя, которая, главным образом, определяется постоянством условий инжекции и захвата электронов в режим ускорения (для бетатронов и синхротронов  $\Delta m_1$  обычно не более 0,5). Для того чтобы относительная ошибка в кривой выхода за счет нестабильности работы ускорителя не превышала величины  $\delta$ , нужно проводить измерения в течение времени

$$t \geq (\Delta m_1 / \delta)^2 p / f. \quad (26.4)$$

Для типичного случая, когда  $\delta = 0,001$ ,  $\Delta m_1 = 0,5$ ,  $f = 50$  Гц и  $p = 256$ , имеем

$$t \geq 10 \text{ сут.}$$

Функция дозы  $D(t)$ , необходимая для построения окончательной кривой выхода  $Y(T)$ , обычно получается в специальных измерениях (без сканирования по энергии). Так как эта функция должна быть гладкой, т. е. не иметь особенностей (изломов), то результаты этих измерений аппроксимируются гладкими аналитическими функциями с тем, чтобы не внести дополнительных (не

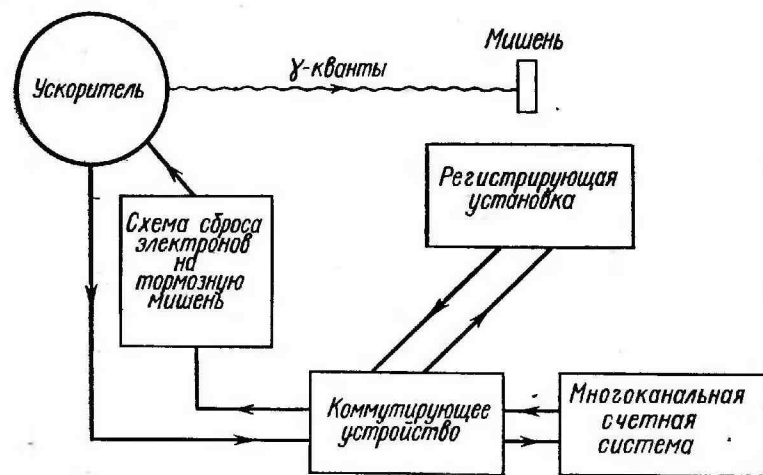


Рис. 48. Блок-схема установки для измерения выхода фотоядерной реакции многоканальным методом

физических) особенностей в кривую выхода. Такое выглаживание функции дозы в обычных измерениях (без сканирования по энергии) невозможно в принципе.

Изменение  $T_i$  в каждом цикле ускорения осуществляется соответствующим изменением опорного напряжения  $V$ . Изменение  $T_i$  производится автоматически по заранее выбранной программе. Чаще всего при увеличении  $i$   $T_i$  растет через равные интервалы. Может быть также реализована программа случайного выбора каждого следующего значения  $T_i$ .

Измерение кривой выхода с помощью специальной установки (рис. 48) происходит в автоматическом режиме. Управление работой ускорителя и многоканальной счетной системы осуществляется коммутирующим устройством, в состав которого входит генератор опорного напряжения, схема сравнения, а также блоки пересчета и схемы пропуска, синхронизирующие работу ускорителя и различных узлов экспериментального оборудования.

Подчеркнем еще раз, что метод энергетического сканирования позволяет существенно (до  $\approx 0,1\%$ ) снизить относительную точность измерения выхода реакции. Абсолютная точность  $Y(T)$  по-прежнему определяется стабильностью эффективности регистрации и точностью системы дозиметрии. Точность абсолютных измерений, однако, не сказывается на характере структуры эффектив-

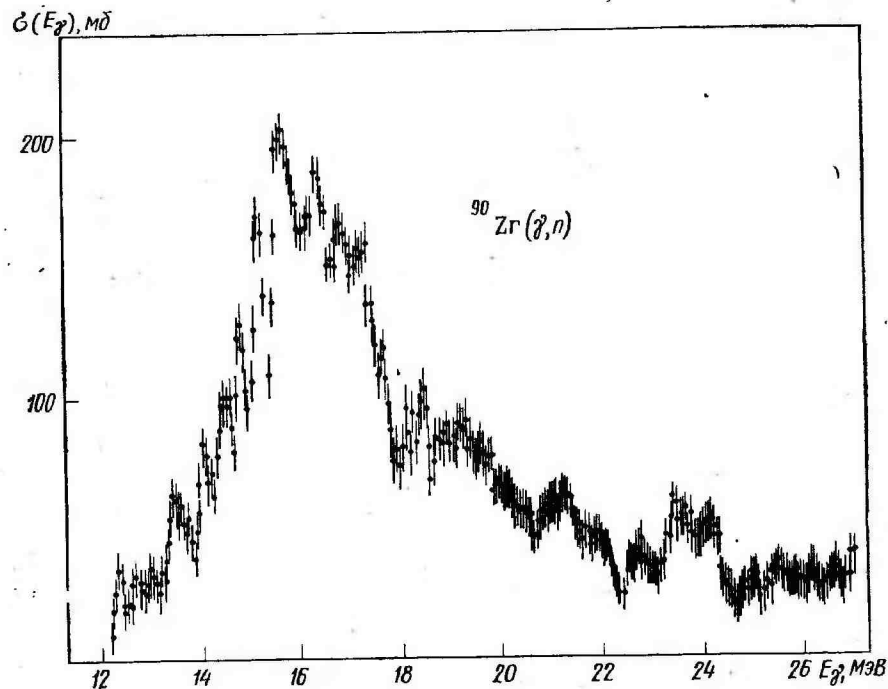


Рис. 49. Эффективное сечение реакции  $^{90}\text{Zr}(\gamma, n)^{89}\text{Zr}$  [7]

ных сечений, приводя лишь к неопределенности масштаба кривых сечений.

Возможности многоканального метода в изучении структуры гигантского резонанса иллюстрируются рис. 49, на котором приведено сечение реакции  $^{90}\text{Zr}(\gamma, n)^{89}\text{Zr}$  [7] и из которого видно, что энергетическое разрешение экспериментов с использованием тормозного  $\gamma$ -излучения и многоканального метода может достигать  $0,5-1\%$  на начальном участке гигантского резонанса. По мере увеличения энергии возбуждения энергетическое разрешение постепенно ухудшается примерно до  $5\%$  в области за максимумом гигантского резонанса.

## § 27. Энергетические спектры фотонуклонов

Одна из важнейших характеристик фотоядерной реакции — энергетическое распределение фотонуклонов. Теоретический интерес, естественно, представляет энергетическое распределение фотонуклонов  $\sigma(E_\gamma, \epsilon)$  (где  $\epsilon$  — энергия нуклона), отвечающее определенной энергии возбуждения начального ядра. Очевидно, что оно, как и эффективное сечение фотоядерной реакции  $\sigma(E_\gamma)$ , не может быть непосредственно измерено в экспериментах с тормозным  $\gamma$ -излучением в силу непрерывного характера энергетического распределения фотонов, падающих на исследуемую мишень. Измеряемая непосредственно величина в данном случае есть выход  $Y(T, \epsilon)$  фотонуклонов с энергией  $\epsilon$  для тормозного спектра с верхней границей  $T$  (см. соотношение (24.3))

$$Y(T, \epsilon) = \alpha \int_0^T \sigma(E_\gamma, \epsilon) W(E_\gamma, T) dE_\gamma. \quad (27.1)$$

Сравнительно грубую оценку формы энергетического спектра  $\sigma(E^*, \epsilon)$ , отвечающего определенной энергии возбуждения  $E^*$  можно получить, проводя измерения  $Y(T, \epsilon)$  при двух близких значениях  $T$  — при  $T = E^*$  и при  $T = E^* + \delta E^*$

$$Y(\epsilon, E^*) = \alpha \int_0^{E^*} \sigma(E_\gamma, \epsilon) W(E_\gamma, T) dE_\gamma, \quad (27.2)$$

$$Y(E^* + \delta E^*, \epsilon) = \alpha \int_0^{E^* + \delta E^*} \sigma(E_\gamma, \epsilon) W(E_\gamma, T) dE_\gamma.$$

Считая в первом приближении, что спектр тормозных  $\gamma$ -квантов  $W(E_\gamma, T)$  представляет собой прямоугольник высоты  $W_0$ , получаем оценку для  $\sigma(E^*, \epsilon)$  (см. соотношение (24.10))

$$\begin{aligned} \bar{\sigma}(E^*, \epsilon) &= \frac{Y(E^* + \delta E^*, \epsilon) - Y(E^*, \epsilon)}{\alpha W_0 \cdot \delta E^*} = \\ &= \text{const} [Y(E^* + \delta E^*, \epsilon) - Y(E^*, \epsilon)]. \end{aligned} \quad (27.3)$$

Энергетический спектр, отвечающий определенной энергии возбуждения  $E^*$  исследуемого ядра, в таком приближении пропорционален разности энергетических спектров  $Y(T, \epsilon)$ , полученных при близких значениях  $T$ . Спектры  $\bar{\sigma}(E^*, \epsilon)$ , полученные из соотношения (27.3), носят название разностных фотонуклонных спектров.

Очевидно, что энергетическим спектрам  $\bar{\sigma}(E^*, \epsilon)$  на самом деле отвечают не прямоугольные распределения фотонов (пунктир на рис. 50); а распределения фотонов более сложной формы, являющиеся разностью двух тормозных  $\gamma$ -спектров  $W(E_\gamma, E^* +$

$+\delta E^*$ ) и  $W(E_\gamma, E^*)$ . Форма этого распределения показана сплошной линией (тормозные спектры нормированы таким образом, чтобы иметь одинаковое число фотонов с  $E_\gamma^* = 10$  МэВ).

Замена истинного фотонуклонного спектра  $\sigma(E^*, \epsilon)$  соотношением (27.3) справедлива в той степени, в какой справедлива замена истинного разностного фотонного спектра  $W(E_\gamma, E^* + \delta E^*) - W(E_\gamma, E^*)$  прямоугольником ширины  $\delta E^*$ .

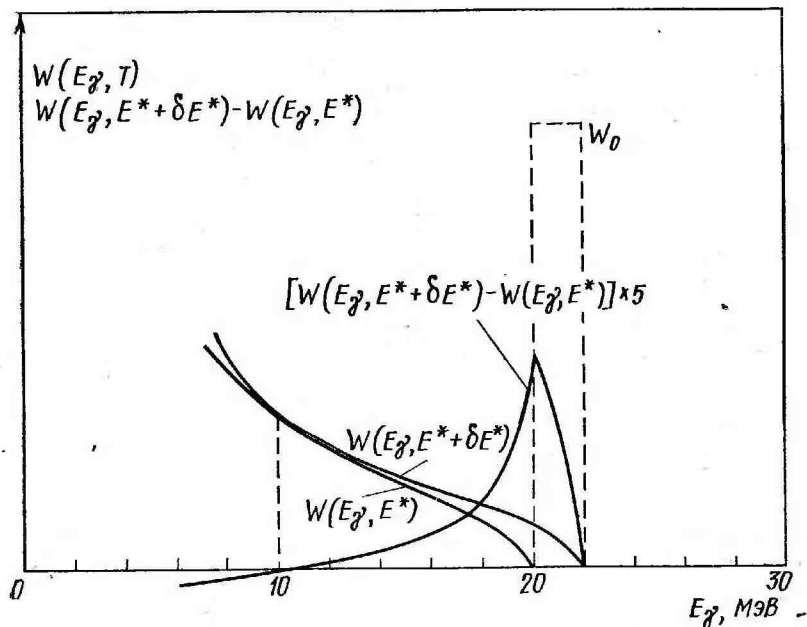


Рис. 50. Спектры тормозного излучения с близкими верхними границами и разностный фотонный спектр

Математически более строгое решение задачи нахождения  $\sigma(E_\gamma, \epsilon)$  из совокупности энергетических спектров  $Y(T, \epsilon)$ , измеренных при различных значениях верхней границы тормозного спектра  $T$ , аналогично методу определения эффективных сечений  $\sigma(E_\gamma)$  из последовательности чисел  $Y(T)$ , описанному в § 24. В то же время задача нахождения  $\sigma(E_\gamma, \epsilon)$  более громоздка, так как система линейных уравнений типа (24.4) и (24.5) должна решаться столько раз, сколько точек (т. е. различных значений  $\epsilon$ ) имеется в энергетическом спектре фотонуклонов.

Имея набор энергетических спектров  $Y(T, \epsilon)$ , полученных при различных значениях  $T$ , можно решить более общую задачу — определения эффективных сечений фотоядерных реакций с образованием конечного ядра в различных состояниях. Действи-

тельно, наряду с системой линейных уравнений типа (24.4) можно записать другую систему линейных уравнений

$$Y(T_l, \epsilon_i) = \sum_{n=0}^{n_{\max}} \sigma_n(E_{in}) W(E_{in}, T_l) \Delta E_{in}, \quad l = 1, 2, \dots, l_{\max}, \quad (27.4)$$

где  $\sigma_n(E_{in})$  — сечение фотоядерной реакции с образованием конечного ядра в  $n$ -м состоянии, причем  $n=0, 1, 2, \dots, n_{\max}$  ( $n=0$  отвечает основному состоянию,  $n=1$  — первому возбужденному состоянию и т. д.).

Очевидно, что энергия  $\epsilon_i$  вылетевшего нуклона определяется энергией возбуждения начального ядра  $E_{in}$  и энергией возбуждения конечного ядра  $E_n$  и однозначно связана с ними соотношением (рис. 51)

$$E_{in} = E_{\text{порог}} + E_n + \frac{A}{A-1} \epsilon_i, \quad (27.5)$$

где  $E_{\text{порог}}$  — порог реакции, а  $A$  — массовое число ядра-мишени.

Система  $l_{\max}$  линейных уравнений (27.4) относительно неизвестных величин  $\sigma_n(E_{in})$  может быть решена методом наименьших квадратов. Для решения необходимо выполнение условия  $l_{\max} \gg \gg n_{\max}$ , а также знание положения уровней остаточного ядра. Необходимо подчеркнуть, что наиболее удовлетворительные результаты указанный метод определения  $\sigma_n(E_{in})$  дает в том случае, когда шаг изменения верхней границы тормозного спектра  $T_l - T_{l-1}$  меньше расстояния между соседними уровнями конечного ядра  $E_n - E_{n-1}$ .

В качестве примера на рис. 52 приведены фотопротонные спектры  $Y(T, E_p)$  для ядра  $^{90}\text{Zr}$  [8] и на рис. 53 полученные из них описанным выше методом сечения  $\sigma_n(E_{in})$  реакции  $(\gamma, p)$  с образованием конечного ядра в различных возбужденных состояниях.

Используя интенсивные потоки монохроматических фотонов высокой энергии, можно было бы получить  $\sigma(E_\gamma, \epsilon)$  и  $\sigma_n(E_{in})$  в результате непосредственных измерений. Однако существующие методы монохроматизации не обеспечивают необходимой для решения этой экспериментальной задачи интенсивности  $\gamma$ -излучения.

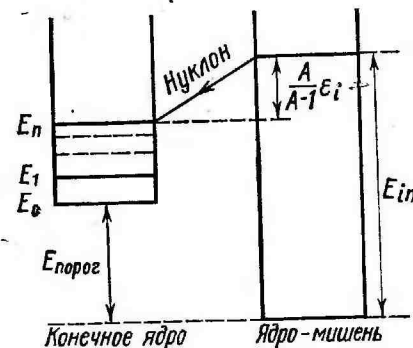


Рис. 51. Схема образования конечного ядра в различных состояниях в результате испускания нуклона



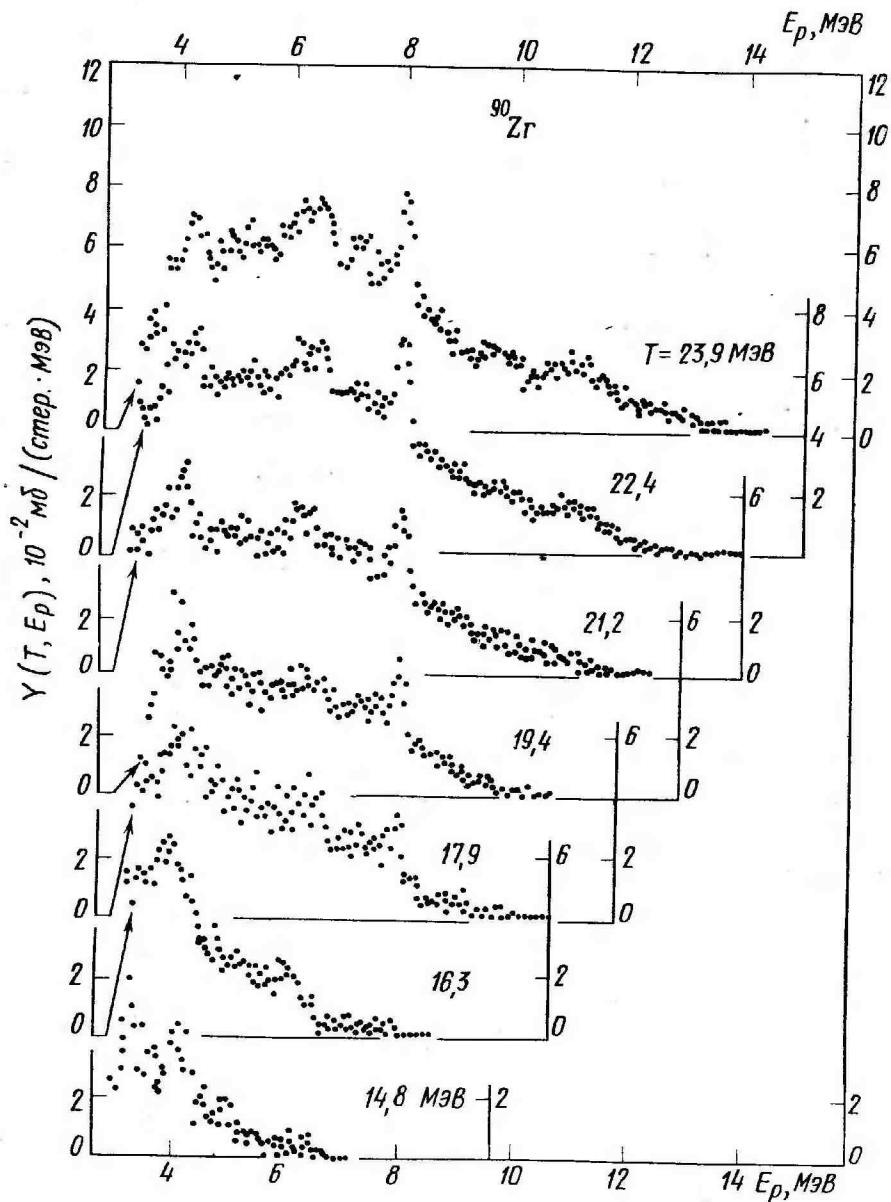


Рис. 52. Спектры фотопротонов из реакции  $^{90}\text{Zr}(\gamma, p)^{89}\text{Y}$ , полученные при различных значениях верхней границы тормозного излучения  $T$  [8]

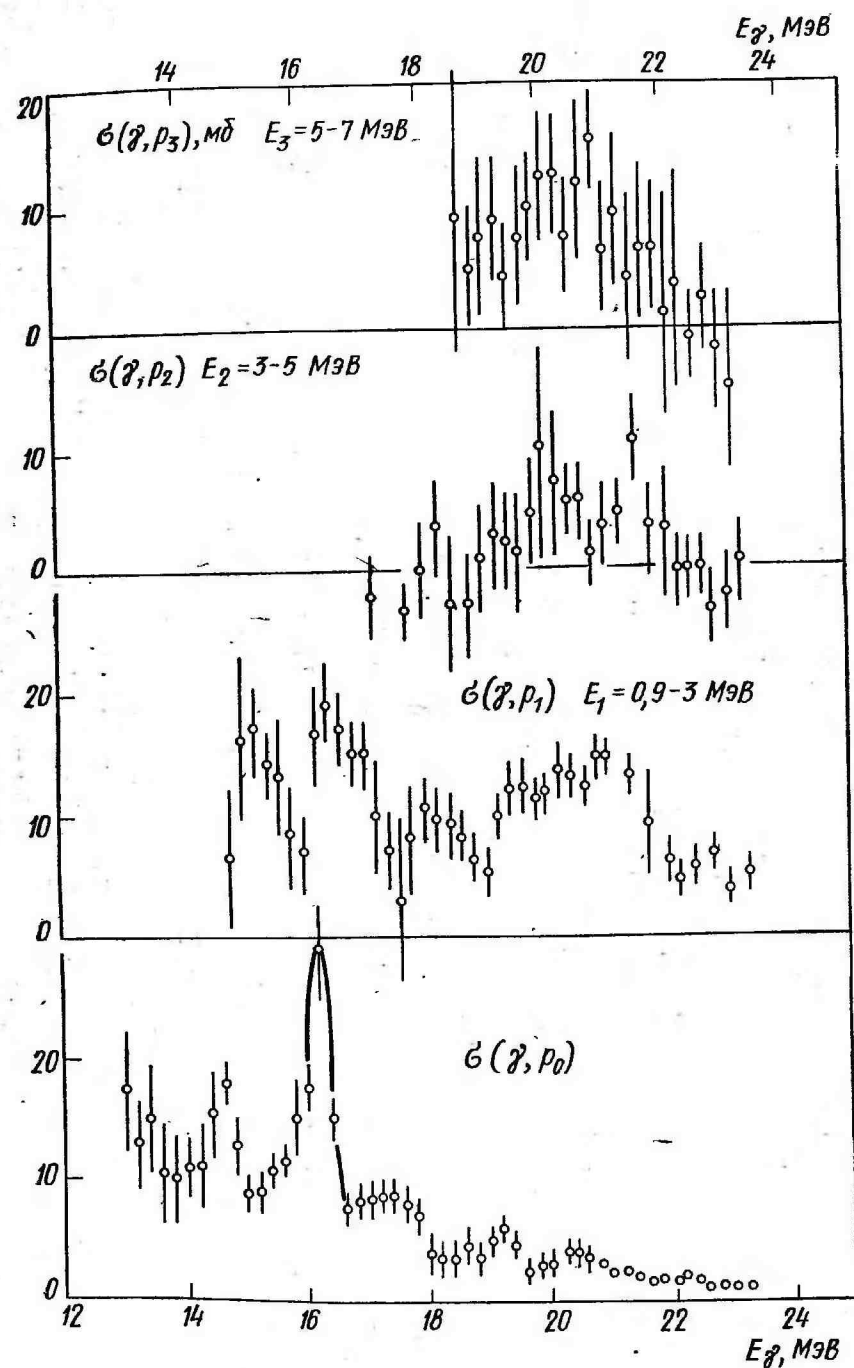


Рис. 53. Эффективные сечения реакции  $^{90}\text{Zr}(\gamma, p)^{89}\text{Y}$  с образованием конечного ядра в различных состояниях [8], рассчитанные из спектров фотопротонов, показанных на рис. 52

Поэтому извлечение из фотонуклонных спектров информации об эффективных сечениях фотоядерных реакций с образованием конечного ядра в различных возбужденных состояниях возможно пока лишь в экспериментах с тормозным  $\gamma$ -излучением.

В заключение отметим, что для измерения фотонуклонных энергетических распределений при различных значениях верхней границы тормозного спектра можно использовать многоканальный метод, преимущества которого были описаны в § 26.

## ГЛАВА 7

### МЕТОДЫ МОНОХРОМАТИЗАЦИИ $\gamma$ -ИЗЛУЧЕНИЯ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

#### § 28. Аннигиляция на лету быстрых позитронов

Из всех существующих методов монохроматизации этот метод получил наибольшее развитие и практически единственный, с помощью которого получено большое число результатов. Суть метода состоит в использовании процесса аннигиляции на лету позитронов, движущихся с релятивистскими скоростями [9].

Быстрый позитрон с энергией  $E_0^+$ , двигаясь в веществе, может испытать аннигиляцию, не успев потерять сколько-нибудь значительную часть своей первоначальной энергии. При аннигиляции позитрона могут образовываться два и более фотонов. Наиболее вероятный процесс — двухфотонная аннигиляция. Именно этот процесс и приводит к образованию монохроматических фотонов. Образование большего числа фотонов, например трех, приводит к непрерывному энергетическому распределению. Однако в связи с тем, что сечение трехфотонной аннигиляции мало, ею можно пренебречь (трехфотонная аннигиляция происходит в 370 раз реже, чем двухфотонная).

При двухфотонной аннигиляции, которую и будем рассматривать в дальнейшем, образуется два  $\gamma$ -кванта с энергиями

$$E_{\nu_1} = \frac{mc^2}{\left[ 1 - \left( \frac{E_0^+ - mc^2}{E_0^+ + mc^2} \right)^{1/2} \cos \theta \right]}, \quad (28.1)$$

$$E_{\nu_2} = E_0^+ - E_{\nu_1} + mc^2, \quad (28.2)$$

где  $\theta$  — угол между направлением испускания первого фотона и направлением движения позитрона.

Наиболее вероятно испускание двух фотонов в противоположных направлениях под углами, близкими к  $0$  и  $180^\circ$  относительно направления движения позитрона. При этом фотон, испускаемый

под углом  $0^\circ$ , т. е. в переднем направлении, уносит практически всю энергию. Действительно, полагая  $\theta = 0$  и  $mc^2 \ll E_0^+$ , из (28.1) получаем

$$E_{\nu_1}(0^\circ) = \frac{mc^2}{1 - \left( \frac{E_0^+ - mc^2}{E_0^+ + mc^2} \right)^{1/2}} \approx E_0^+ + \frac{mc^2}{2},$$

$$E_{\nu_2}(180^\circ) \approx \frac{mc^2}{2}. \quad (28.3)$$

Зависимость энергии аннигиляционных  $\gamma$ -квантов от угла  $\theta$  (см. формулу (28.1) и рис. 54) приводит к тому, что спектр фотонов в конечном телесном угле не является строго монохроматичным. При увеличении энергии позитрона энергетический разброс уменьшается. Если пренебречь процессом многократного рассеяния позитронов в веществе, где происходит аннигиляция, то угол, в котором энергетический разброс не превышает величины  $\delta = \Delta E_{\nu_1}/E_{\nu_1}$ , согласно оценкам равен  $\sqrt{2\delta/E_0^+}$ . Поэтому, работая с аннигиляционными фотонами, летящими в пределах достаточно

малого телесного угла, можно достичь весьма высокой степени монохроматизации  $\gamma$ -излучения. Быстрые позитроны, необходимые для создания аннигиляционного излучения, получают, направляя релятивистские электроны с полной энергией  $E_0^-$  на мишень (конвертор) с высоким  $Z$  (тяжелые ядра). Тормозное излучение, генерируемое в мишени, образует в этой же мишени электронно-позитронные пары. Позитроны выходят из конвертора в широком телесном угле и имеют полные энергии в интервале от  $0$  до  $E_0^- - 2mc^2$ . Стоящий после конвертора магнитный анализатор выделяет позитроны, энергии которых заключены в узком интервале. Эти позитроны либо сразу, либо после дополнительного ускорения направляются на аннигиляционную мишень с малым  $Z$  (легкие ядра). Образующиеся в этой мишени аннигиляционные  $\gamma$ -кванты и используются далее для проведения эксперимента.

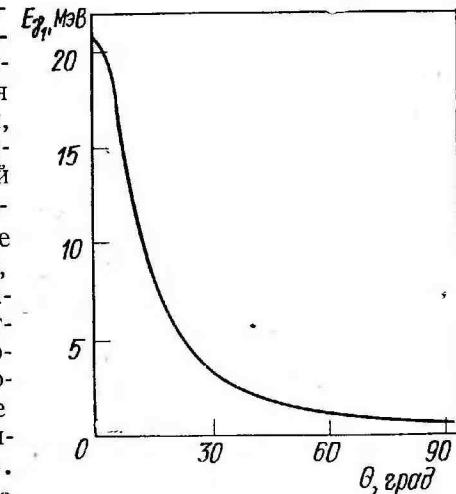


Рис. 54. Зависимость энергии аннигиляционного фотона, летящего в переднем направлении, от угла  $\theta$  для позитронов с полной энергией 20 МэВ

Поскольку процесс образования аннигиляционных фотонов является двухступенчатым, то выход монохроматического излучения очень мал. Обычно вероятность рождения электроном позитрона в конвертере не превышает  $10^{-4} \div 10^{-3}$ , а выход аннигиляционных фотонов на один позитрон приблизительно равен  $10^{-4}$ . Таким образом, выход аннигиляционных фотонов на один электрон составляет величину не более  $10^{-8} \div 10^{-7}$ . Очевидно поэтому, что создание интенсивных потоков аннигиляционного  $\gamma$ -излучения возможно лишь при наличии сильноточных электронных ускорителей.

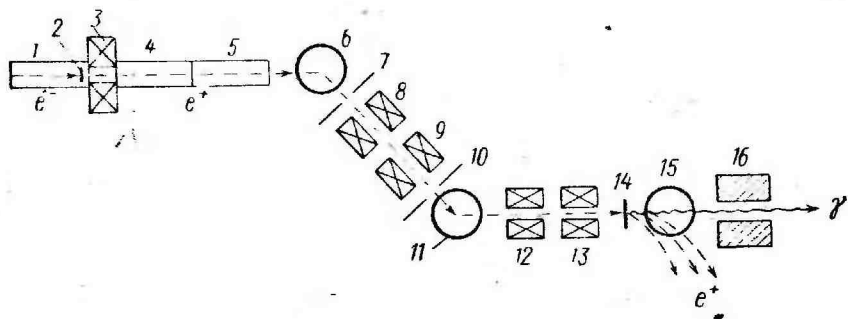


Рис. 55. Установка для создания квазимонохроматических фотонов в Ливерморе (США) [10]: 1, 4, 5 — секции линейного ускорителя; 2 — конвертер из тантала; 3 — магнитные линзы; 6, 11, 15 — отклоняющие магниты; 7, 10 — щели из алюминия; 8, 9, 12, 13 — квадрупольные линзы; 14 — аннигиляционная мишень из LiH; 16 — свинцовый коллиматор

Поэтому все монохроматоры описываемого типа создаются на базе линейных ускорителей.

Рассмотрим в качестве примера монохроматор (рис. 55), созданный в Ливерморе (Калифорнийский университет, США) [10]. Электроны с энергией 150 кэВ инжестировались в первую секцию линейного ускорителя. В конце секции перед попаданием на конвертер они имели энергию около 10 МэВ. Конвертер, изготовленный из тантала ( $Z=73$ ) или вольфрама ( $Z=74$ ), имел толщину около 2,5 мм. Позитроны, образующиеся в конвертере, ускорялись двумя следующими секциями линейного ускорителя примерно до 30 МэВ. Перестройка секций ускорителя с режима ускорения электронов на режим ускорения позитронов и наоборот осуществлялась поворотом фазы высокочастотного электрического напряжения. Полный выход позитронов на один электрон был равен  $10^{-5}$ . С учетом того что магнитный анализатор отбирал для дальнейшего ускорения позитроны с разбросом по энергии не более 1%, выход позитронов на один электрон составлял величину около  $10^{-7}$ .

Необходимо отметить, что энергия позитронов, ввошедших во вторую секцию линейного ускорителя, была примерно в три

раза меньше энергии электронов, попадавших на конвертер. Это было связано с тем, что энергетическое распределение позитронов, выходящих из конвертера, имеет максимум при энергии, соответствующей примерно одной трети энергии электронов. В качестве аннигиляционной мишени использовался образец из LiH толщиной 0,15 мм. Выход аннигиляционных фотонов на один позитрон для такой мишени был равен  $10^{-4}$ . Таким образом, выход аннигиляционных фотонов на один электрон в данной установке составлял величину  $\approx 10^{-11}$ . При среднем токе электронного пучка 0,1 мА число аннигиляционных фотонов с энергетическим разрешением 1%, попадающих в секунду в круг диаметром 5 см на расстоянии 230 см от аннигиляционной мишени, было равно  $6 \cdot 10^3$ .

Как уже упоминалось, конвертеры изготовляют из материалов с высоким  $Z$ , в связи с тем что выход позитронов зависит от вероятности двух последовательных процессов: образования тормозного  $\gamma$ -излучения и рождения электронно-позитронных пар, причем сечение каждого из этих процессов растет, как  $Z^2$  (для эффективного сечения тормозного  $\gamma$ -излучения смотри формулу (22.2)).

Выбор в качестве материала для аннигиляционной мишени веществ с малым  $Z$  объясняется необходимостью максимального подавления относительного вклада тормозного  $\gamma$ -излучения позитронов, которое неизбежно сопровождает аннигиляционное  $\gamma$ -излучение. Поскольку выход аннигиляционных  $\gamma$ -квантов пропорционален  $Z$ , то для легких ядер соотношение между числом аннигиляционных и тормозных  $\gamma$ -квантов будет максимальным.

Таким образом, спектр  $\gamma$ -квантов, возникающих при попадании на аннигиляционную мишень быстрых позитронов, не является строго монохроматическим, так как содержит тормозное излучение. Чтобы получить энергетический спектр  $\gamma$ -квантов, генерируемых аннигиляционной мишенью, достаточно знать эффективные сечения аннигиляции и образования тормозного излучения для  $\gamma$ -квантов, испускаемых в направлении вперед (т. е. при  $\theta=0$ ). Эти сечения на единицу телесного угла имеют следующий вид (для тормозного излучения см. формулу (22.2)):

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{аннигиляции}} = Zr_0^2 \frac{E_0^+}{mc^2}, \quad (28.4)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{тормозного излучения}} &= \frac{1}{2\pi} \frac{4Z^2}{137} r_0^2 \left(\frac{E_0^+}{mc^2}\right)^2 \times \\ &\times \frac{dE_\gamma}{E_\gamma} \left[ \frac{(E_0^+)^2 + (E^+)^2}{(E_0^+)^2} \ln M(0) - \frac{(E_0^+ + E^+)^2}{(E_0^+)^2} \right] \end{aligned} \quad (28.5)$$

Энергетические спектры  $\gamma$ -квантов, рассчитанные по этим формулам для различных  $E_0^+$  в случае бериллиевой мишени, приведены на рис. 56. При этом мы полагали  $dE_\gamma$ , равным 1 МэВ,

а форма аннигиляционного пика считалась гауссовой и соответствовала энергетическому разрешению 5%.

Из формул (28.4), (28.5) видно, что с увеличением  $E_0^+$  соотношение между числом аннигиляционных и тормозных  $\gamma$ -квантов ухудшается. Действительно, число аннигиляционных  $\gamma$ -квантов

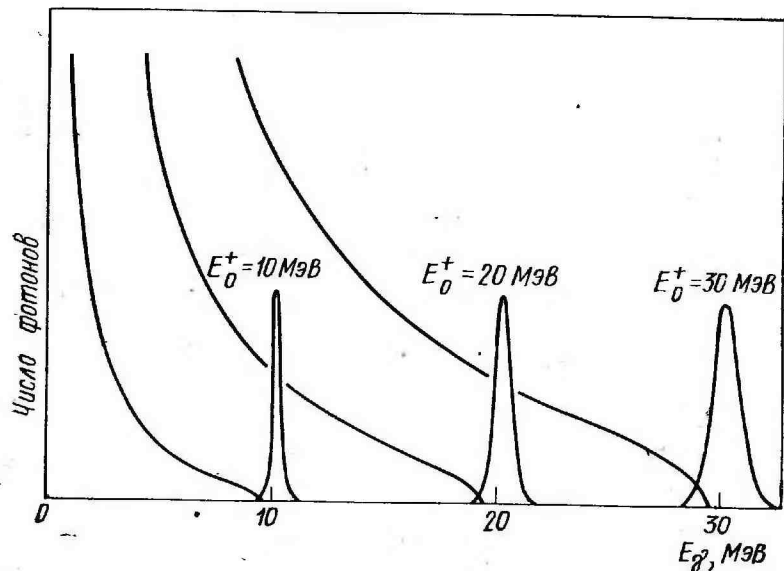


Рис. 56. Спектры  $\gamma$ -квантов, образующихся при бомбардировке бериллиевой мишени позитронами различной энергии

растет, как  $E_0^+$ , а число тормозных  $\gamma$ -квантов в верхней части спектра возрастает примерно как  $(E_0^+)^2$ .

Неизбежное присутствие тормозного  $\gamma$ -излучения есть недостаток описываемого метода монохроматизации, так как приводит к необходимости получения конечного результата в виде разности двух измерений. Вначале измеряют выход  $Y^+(E_0^+)$  реакции с пучком фотонов, генерируемых аннигиляционной мишенью при попадании на нее позитронов энергии  $E_0^+$ , а затем — выход реакции  $Y^-(E_0^-)$  с пучком фотонов, возникающих в аннигиляционной мишени при попадании на нее такого же числа электронов той же энергии. В последнем случае спектр фотонов чисто тормозной и разность  $Y^+(E_0^+) - Y^-(E_0^-)$  есть выход исследуемой реакции, отвечающий пику аннигиляционного излучения. Искомое сечение при энергии фотонов  $E_{\gamma_1} = E_0^+ + \frac{mc^2}{2}$  получается из соотношения

$$\sigma(E_{\gamma_1}) = \frac{Y^+(E_0^+) - Y^-(E_0^-)}{\alpha \nu}, \quad (28.6)$$

где величины  $Y^+$  и  $Y^-$  определены в соответствии с выражением (24.2),  $\alpha$  — количество ядер в 1 см<sup>2</sup> исследуемой мишени, а  $\nu$  — число аннигиляционных фотонов, отнесенное к единице дозы  $\gamma$ -излучения  $D$ . Учитывая (24.2), можно окончательно записать

$$\sigma(E_{\gamma_1}) = \frac{N^+(E_0^+) - N^-(E_0^-)}{\epsilon \alpha D}, \quad (28.7)$$

где  $N^+$  и  $N^-$  — число случаев фотоядерной реакции, зарегистрированное с позитронным и электронным пучком,  $\epsilon$  — эффективность установки, регистрирующей продукты фотоядерной реакции, а  $p$  — число аннигиляционных фотонов ( $p = \nu D$ ), полученное исследуемой мишенью. Предполагается, что характеристики процессов тормозного излучения позитронов и электронов одни и те же. Описанный метод получения эффективных сечений иллюстрируется рис. 57.

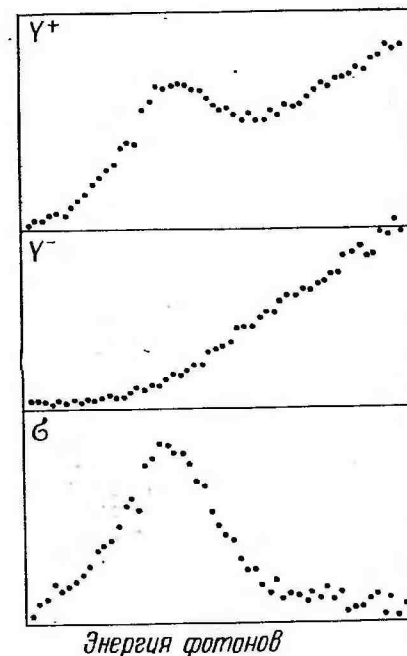


Рис. 57. Метод получения эффективных сечений фотоядерных реакций с помощью пучка аннигиляционных фотонов. Верхние два рисунка показывают выходы реакции, полученные соответственно с пучками  $\gamma$ -квантов, образующихся в аннигиляционной мишени при попадании на нее позитронов и электронов. Нижний рисунок — сечение этой же реакции, рассчитанное по формуле (28.6)

Энергетическое разрешение описываемого метода монохроматизации определяется в основном четырьмя факторами:

- 1) энергетическим разбросом в пучке позитронов, попадающих на аннигиляционную мишень;
- 2) многократным рассеянием позитронов в аннигиляционной мишени, которое увеличивает неопределенность в угле  $\theta$  испускания аннигиляционного фотона относительно направления движения позитрона (см. рис. 54);
- 3) потерями энергии позитронов в аннигиляционной мишени перед испусканием монохроматических фотонов;



4) величиной телесного угла, внутри которого движутся фотоны, попадающие на исследуемую мишень.

Для улучшения энергетического разрешения необходим дополнительный магнитный анализ позитронного пучка (фактор 1), а также уменьшение толщины аннигиляционной мишени (факторы 2 и 3) и телесного угла (фактор 4). Однако все эти методы приводят к уменьшению интенсивности аннигиляционного излучения, попадающего на исследуемую мишень.

Большинство экспериментальных результатов с использованием аннигиляционных фотонов получены на описанной выше установке в Ливерморе (см. рис. 55), а также в Саклэ (Франция) [11]. Эти установки имеют приблизительно одни и те же выходные характеристики: интенсивность квазимонохроматических фотонов  $\approx 10^4$ /с и энергетическое разрешение  $1 \div 3\%$ .

Введение в Ливерморе и Саклэ новых высокоточных линейных ускорителей позволило увеличить интенсивность аннигиляционных пучков. Так, в Ливерморе в 1975 г. на новом линейном ускорителе ведутся эксперименты на пучке аннигиляционных фотонов интенсивностью  $10^7$  фотонов в секунду и энергетическим разрешением  $1\%$ . На этой же установке при значительно меньшей интенсивности достигнуто энергетическое разрешение лучше чем  $0,06\%$ . В Саклэ на линейном ускорителе близка к завершению работа по созданию монохроматора на энергию фотонов  $30-450$  МэВ с интенсивностью пучка до  $10^8$  фотонов/с при энергетическом разрешении около  $1\%$ . Получению еще более интенсивных потоков аннигиляционных фотонов препятствует тепловое разрушение конверторов. В табл. 3 суммируются данные о параметрах установок, предназначенных для создания аннигиляционных фотонов.

Таблица 3

Параметры установок, генерирующих аннигиляционные фотоны

Установка	Максимальная энергия электронов, МэВ	Средний ток электронного пучка, мкА	Средний ток позитронного пучка, мкА	Энергия фотонов, МэВ	Число фотонов в секунду	Энергетическое разрешение, %
Ливермор (США), старая установка	22	100	$10^{-5}$	7—35	$6 \cdot 10^8$	1—3
Ливермор (США), новая установка	120	600	0,5	10—70	$10^7$	1
Саклэ (Франция), старая установка	70	50		7—40	$2 \cdot 10^4$	1—2
Саклэ (Франция), новая установка	600	600	(0,1—1,0)	30—450	( $10^8$ )	1
Гессен (ФРГ)	65	200		8—35	$10^4$ — $10^5$	1—2

Примечание. В скобках приведены проектные параметры.

Сравнительно невысокая интенсивность аннигиляционных пучков ограничивает их эффективное использование одним типом экспериментов — измерением эффективных сечений фотонейтронных реакций. Недостаточно высокая интенсивность аннигиляционного излучения в таких экспериментах может быть компенсирована большим (до нескольких сот граммов) весом исследуемой мишени.

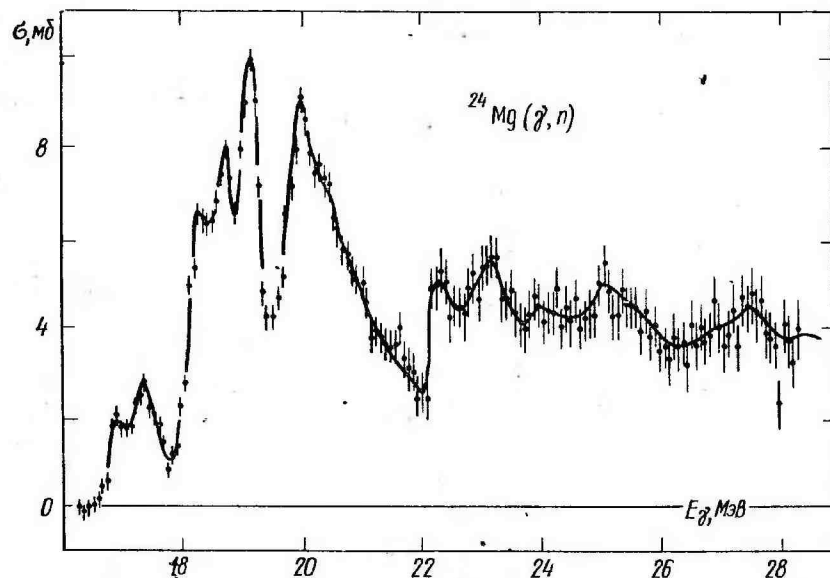


Рис. 58. Сечение реакции  $^{24}\text{Mg}[(\gamma, n) + (\gamma, np)]$ , полученное с помощью квазимонохроматического пучка аннигиляционных фотонов [12]

В качестве примера эффективного сечения фотонейтронной реакции, полученного с помощью пучка аннигиляционных фотонов, на рис. 58 приведено сечение реакции  $(\gamma, n) + (\gamma, pn)$  для  $^{24}\text{Mg}$  [12]. Наиболее отчетливая структура в эффективном сечении наблюдается при энергиях ниже максимума гигантского резонанса. Выше максимума гигантского резонанса возможности разрешения структуры в экспериментах с аннигиляционными фотонами уменьшаются, так как наиболее интенсивные резонансы в сечении начинают возбуждаться «тормозной» частью спектра. В этой области энергий возбуждения использование аннигиляционного излучения не дает большого преимущества по сравнению с тормозным излучением.

С помощью аннигиляционных фотонов получают наиболее надежную информацию о сечениях фотонейтронных реакций различной множественности —  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, 3n)$  и т. д. (подробнее см. § 34).

## § 29. Меченые фотоны

В этом методе облучение исследуемой мишени производится пучком тормозного излучения, и для каждого случая фотоядерной реакции определяется энергия фотона, который эту реакцию вызвал. Осуществляется это следующим образом (см. рис. 59). Пучок электронов выводится из ускорителя и направляется на тормозную мишень, расположенную вне ускорительной камеры. Электрон

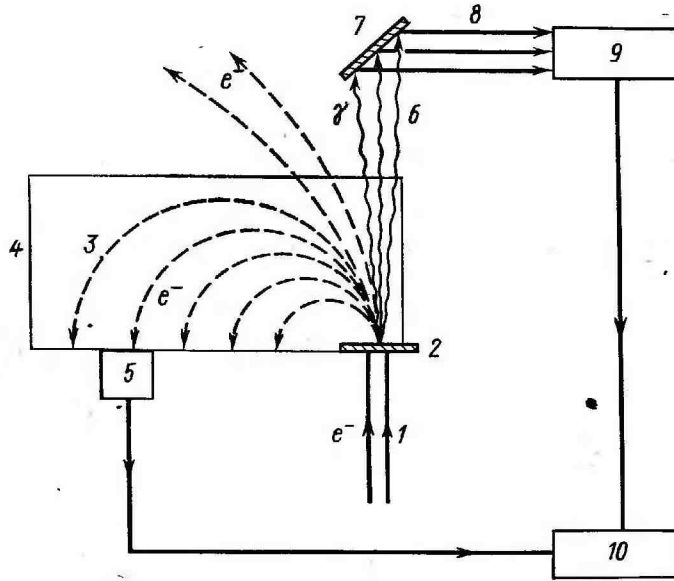


Рис. 59. Схема монохроматора, использующего принцип меченых фотонов: 1 — пучок моноэнергетических электронов, 2 — тормозная мишень, 3 — рассеянные электроны, 4 — область магнитного поля  $\gamma$ -спектрометра, 5 — детектор рассеянных электронов, 6 — тормозное излучение, 7 — исследуемая мишень, 8 — продукты фотоядерных реакций, 9 — детекторы продуктов фотоядерных реакций, 10 — схема совпадений

с энергией  $E_0$ , взаимодействуя с тормозной мишенью, испускает фотон с энергией  $E_\gamma$  и выходит из нее с меньшей энергией  $E$ . Фотон попадает далее на исследуемую мишень и вызывает фотоядерную реакцию. Поскольку  $E_0$ ,  $E$  и  $E_\gamma$  однозначно связаны соотношением

$$E_\gamma = E_0 - E,$$

то, измерив энергию  $E$  рассеянного электрона и зарегистрировав его на совпадение с продуктами фотоядерной реакции, можно найти энергию  $E_\gamma$  фотона, который эту реакцию вызвал ( $E_0$

известна, так как определяется режимом работы ускорителя). Энергию рассеянного электрона  $E$  удобнее всего определить с помощью магнитного спектрометра.

Энергию  $E_\gamma$  можно варьировать, меняя энергии  $E_0$  и  $E$ . Энергия рассеянного электрона регулируется либо изменением напряженности магнитного поля спектрометра, либо изменением расстояния от тормозной мишени до детектора электронов. Очевидно, что расстояние от детектора электронов до тормозной мишени должно однозначно определять энергию рассеянного электрона. Это имеет место лишь при узкой тормозной мишени, когда рассеянный электрон вылетает из нее под углом  $\varphi \approx 0^\circ$  относительно направления движения первичного электронного пучка. Можно показать, что последнее условие выполняется при  $E \gg mc^2$ .

Энергетическое разрешение метода меченых фотонов определяется главным образом разрешением магнитного спектрометра и в принципе может быть выше энергетического разрешения метода аннигиляции на лету быстрых позитронов. Простейший путь улучшения энергетического разрешения магнитного спектрометра — уменьшение размеров (или диафрагмирование) чувствительной поверхности счетчика электронов. Однако улучшение энергетического разрешения ведет к быстрому уменьшению интенсивности монохроматических фотонов. Возможности компенсации этого уменьшения за счет роста интенсивности электронного пучка ограничены конечным разрешающим временем схемы совпадений. Так, при разрешающем времени около  $10^{-8}$  с максимальная интенсивность монохроматических фотонов в импульсе не может превышать  $10^7$  фотонов в секунду. Дальнейший рост интенсивности в описанном случае приведет к непропорциональному увеличению числа просчетов и случайных совпадений. Метод меченых фотонов был впервые реализован на синхротроне Корнельского университета (США) [13]. Монохроматор, использующий метод меченых фотонов, был создан также в 1961 г. в Иллинойском университете (США) [14]. Его энергетическое разрешение равно 0,67% для фотонов с энергией 11—19 МэВ. Максимальная интенсивность составила величину  $5 \cdot 10^5$  фотонов в секунду. На рис. 60 приведено сечение квазиупругого рассеяния фотонов на ядре  $^{165}\text{Ho}$ , полученное в Иллинойсе [15]. Метод меченых фотонов применяется для создания фотонов с энергией вплоть до нескольких ГэВ.

К недостаткам метода меченых фотонов следует отнести необходимость непосредственной регистрации продуктов ядерной реакции, что не позволяет использовать такие методы регистрации, как метод наведенной активности и метод ядерных эмульсий. Кроме того, создание пучка меченых фотонов на базе циклического ускорителя обычно связано с технически сложной проблемой вывода электронного пучка.

Интенсивность существующих пучков меченых фотонов пока еще невысока и с их помощью получено мало экспериментальных данных. Наиболее полно возможности, заложенные в этой мето-

дике, могли бы быть использованы при создании непрерывных (во времени) электронных пучков.

Один из наиболее перспективных путей повышения интенсивности пучка меченых фотонов — создание линейных ускорителей со стопроцентным рабочим циклом (причины низкого рабочего цикла линейных ускорителей см. в § 23). Поскольку рабочий цикл современных линейных ускорителей (и микротронов) обычно равен 0,1%, то доведение рабочего цикла до 100% позволило бы увеличить интенсивность пучка меченых фотонов на ускорителях данного типа на три порядка.

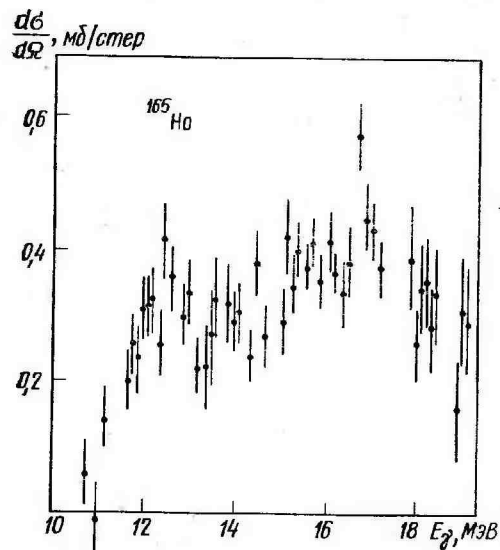


Рис. 60. Сечение квазиупругого рассеяния фотонов на ядре  $^{165}\text{Ho}$ , полученное с помощью пучка меченых фотонов (энергетическое разрешение 0,6%) [15]

сверхпроводимости. Охлаждение резонаторов до температуры, близкой к абсолютному нулю, позволяет довести рабочий цикл линейного ускорителя до 100% и сохранить сравнительно высокий ( $\approx 3$  МэВ на метр) энергетический градиент (энергию, приобретаемую частицей на единице пути).

Для получения высокой конечной энергии электронов нет необходимости строить большой сверхпроводящий линейный ускоритель. Гораздо выгоднее повысить энергию электронов за счет многократного прохождения (рециркуляции) электронного пучка через линейный ускоритель малой протяженности. Наиболее оптимальные условия для такого режима работы обеспечивает мик-

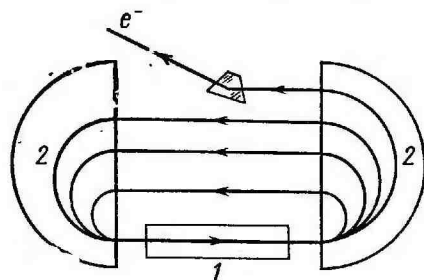


Рис. 61. Схема линатрона: 1 — линейный ускоритель с высоким рабочим циклом; 2 — половинки магнита микротрона

ротрон с разделенными по азимуту магнитами, в котором в качестве ускоряющего устройства используется линейный ускоритель (рис. 61). В зарубежной литературе такое устройство носит название *race track microtron* или *linatron* (linac+microtron). Будем использовать более короткое второе название — линатрон.

Линатрон позволяет наилучшим образом использовать преимущества линейного ускорителя и микротрона. Линейный ускоритель обеспечивает интенсивные потоки электронов, простоту их ввода и вывода, а разделенные магниты микротрона — многократное прохождение электронного пучка через ускоряющее устройство. Кроме того, если в обычном микротроне, имеющем к тому же низкий рабочий цикл, электроны за одно прохождение через полный резонатор получают энергию не более 0,5—1,0 МэВ, то в описываемом варианте расстояние между половинками магнита можно сделать достаточно большим для размещения сверхпроводящего линейного ускорителя на энергию несколько МэВ и тем самым обеспечить и высокую конечную энергию электронов, и стопроцентный рабочий цикл.

Линатрон со сверхпроводящим линейным ускорителем, предназначенный для получения меченых фотонов до энергии 30 МэВ, создается в Иллинойском университете [16]. Он будет иметь стопроцентный рабочий цикл. Энергетический градиент линейного ускорителя — 3,3 МэВ/м. Предполагается, что электроны после первого прохождения через линейный ускоритель будут приобретать энергию 6 МэВ. После каждого последующего прохождения энергия электронов должна увеличиваться на 5 МэВ. Всего электроны будут совершать шесть проходов.

Существуют проекты линатронов на энергию до 600 МэВ. Увеличить рабочий цикл существующих линейных ускорителей можно, также используя накопительное кольцо [17—19]. Поясним принцип работы такого устройства. Пучок электронов от обычного линейного ускорителя с низким рабочим циклом вводится в накопительное кольцо короткими импульсами. В промежутках между этими импульсами производится медленный (постепенный) вывод электронов из накопительного кольца. Предполагаемый рабочий цикл одной из проектируемых установок подобного типа (Саскачеванский университет) равен 80%. Такой путь повышения рабочего цикла наиболее перспективен для линейных ускорителей с энергией более 100 МэВ.

Можно получить растянутый во времени пучок меченых фотонов при работе с внутренним электронным пучком накопительного кольца. В этом случае для анализа электронов используется магнитное поле в зазоре накопителя [20].

### § 30. Комптон-эффект на покоящемся и движущемся электроны

Для создания источника монохроматических фотонов регулируемой энергии можно использовать комптон-эффект на покоя-

щемся и движущемся электроне (так называемый прямой и обратный комптон-эффект). В первом случае пучок монохроматических  $\gamma$ -квантов, образующихся в какой-либо ядерной реакции, испытывает рассеяние на электронах неподвижной мишени. Во втором — пучок высокоэнергичных монохроматических электронов рассеивается на встречном фотонном пучке мощного лазера.

Использование прямого комптон-эффекта позволяет устранить один из наиболее существенных недостатков пучков  $\gamma$ -квантов, образующихся в ядерных реакциях — невозможность плавной регулировки энергии фотонов. Действительно, энергия  $E_{\gamma_0}$  падающего фотона связана с энергией  $E_{\gamma}$  фотона после комптоновского рассеяния следующим соотношением:

$$E_{\gamma} = \frac{E_{\gamma_0}}{1 + \frac{E_{\gamma_0}}{mc^2} (1 - \cos \varphi)}, \quad (30.1)$$

где  $mc^2$  — энергия покоя электрона, а  $\varphi$  — угол между направлениями движения фотона до и после рассеяния. Таким образом,

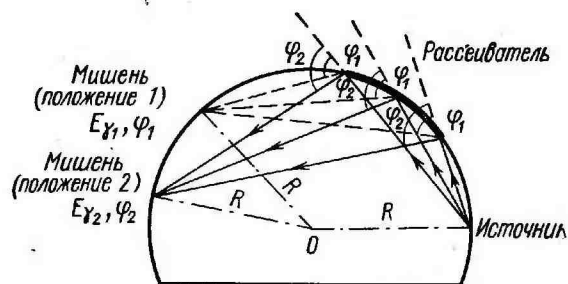


Рис. 62. Принцип использования прямого комптоновского рассеяния

энергия рассеянного фотона однозначно определяется величиной угла  $\varphi$ , меняя который можно получить фотоны любой энергии в интервале от  $mc^2/2$  до  $E_{\gamma_0}$ .

Если рассеиватель занимает участок сферической поверхности, на которой расположены источник монохроматических фотонов фиксированной энергии и исследуемая мишень, то энергия всех фотонов, попадающих на исследуемую мишень, будет одной и той же (рис. 62). Эту энергию можно менять, перемещая либо мишень, либо  $\gamma$ -источник вдоль поверхности сферы.

Первые эксперименты с монохроматором такого типа описаны в работе [21], где использовались  $\gamma$ -кванты радиационного захвата тепловых нейтронов пластинкой кадмия (рассеиватель графитный). Интенсивность рассеянных  $\gamma$ -квантов была такой, что на

расстоянии 10 м от источника на площадку в  $1 \text{ см}^2$  падал 1 фотон в секунду в интервале энергий 1 эВ. Энергия  $\gamma$ -квантов могла плавно меняться в интервале от 0,1 до 8,0 МэВ.

В другой установке этого типа использовались  $\gamma$ -кванты радиационного захвата нейтронов в титане и никеле. Рассеиватель изготовлялся из алюминия. Энергия рассеянных  $\gamma$ -квантов менялась от 0,5 до 8,5 МэВ. Энергетическое разрешение было равно 1—3%, а интенсивность фотонов 1 квант/эВ·с·см<sup>2</sup>. Рис. 63 показывает относительное сечение фотоделения  $^{238}\text{U}$  в области энергий возбуждения 5—8 МэВ, измеренное с помощью монохроматора описанного типа [22].

Недостаток этого метода в том, что энергия рассеянных фотонов ограничена сверху и без того не слишком высокой энергией  $\gamma$ -квантов радиационного захвата (наиболее целесообразно использование  $\gamma$ -квантов радиационного захвата медленных нейтронов, интенсивность которых может быть очень высокой).

Монохроматические  $\gamma$ -кванты более высокой энергии можно получить, используя обратный комптон-эффект [23—24].

Комптон-эффект на движущемся электроне обладает важной особенностью — в процессе рассеяния возникают фотоны значительно более жесткие, чем рассеиваемые. Так, даже при рассеянии световых фотонов на крайне релятивистских электронах рассеянные фотоны имеют энергию, сравнимую с энергией первичных электронов. Действительно, обобщая выражение (30.1) для случая, когда электроны движутся со скоростью  $v$ , можно получить

$$E_{\gamma} = E_{\gamma_0} \frac{1 - \frac{v}{c} \cos \theta}{1 - \frac{v}{c} \cos(\theta - \varphi) + \frac{E_{\gamma_0}}{E_0} (1 - \cos \varphi)}, \quad (30.2)$$

где  $E_0$  — полная энергия электрона до взаимодействия, а смысл углов  $\theta$  и  $\varphi$  поясняется рис. 64.

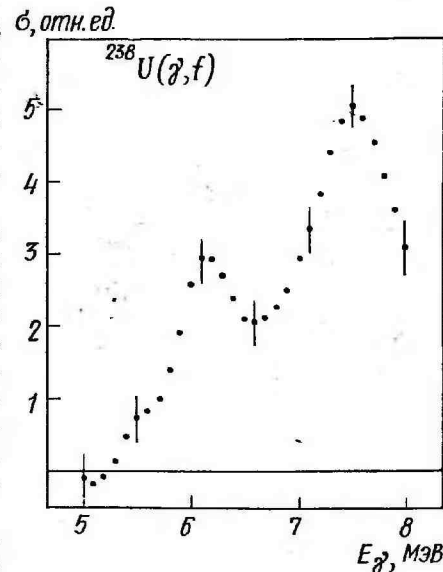


Рис. 63. Относительное сечение фотоделения  $^{238}\text{U}$  [22]



Таким образом, при фиксированных значениях  $E_0$  и  $E_{\gamma_0}$  энергия рассеянного фотона полностью определяется геометрией эксперимента (углами  $\theta$  и  $\varphi$ ).

Поскольку мы рассматриваем случай рассеяния ультррелятивистских электронов на фотонах не слишком высокой энергии, то  $E_0 \gg E_{\gamma_0}$  и третьим слагаемым в знаменателе выражения (30.2) можно пренебречь. Итак, получаем

$$E_{\gamma} \approx E_{\gamma_0} \frac{1 - \frac{v}{c} \cos \theta}{1 - \frac{v}{c} \cos(\theta - \varphi)} \quad (30.3)$$

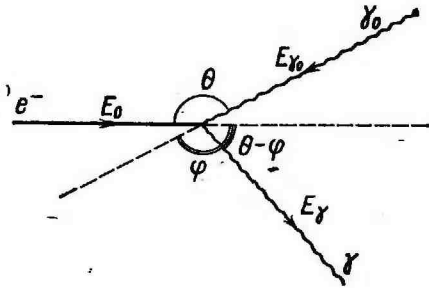


Рис. 64. Геометрия комптоновского рассеяния фотона на движущемся электроне

Отсюда видно, что энергия рассеянного фотона максимальна в случае, когда электрон и фотон до взаимодействия движутся навстречу друг другу ( $\theta=180^\circ$ ), а рассеянный фотон движется в том же направлении, что и пучок электронов ( $\theta - \varphi = 0^\circ$ ). Тогда, учитывая также, что  $v \approx c$ , из выражения (30.3) получим

$$E_{\gamma_{\max}} \approx E_{\gamma_0} \frac{1 + v/c}{1 - v/c} \approx 4E_{\gamma_0} \left( \frac{E_0}{mc^2} \right)^2 \quad (30.4)$$

Это соотношение показывает, что даже в случае использования источника фотонов малой энергии энергия рассеянных фотонов может быть сколь угодно большой за счет повышения энергии электронов. Это открывает возможность получения интенсивного пучка монохроматических  $\gamma$ -квантов высокой энергии за счет использования таких мощных источников фотонов, как лазеры. Действительно, при рассеянии фотонов рубинового лазера ( $E_{\gamma_0} = 1,78$  эВ) на электроне с энергией 6 ГэВ  $E_{\gamma_{\max}} = 848$  МэВ.

Энергию рассеянных фотонов можно варьировать либо изменением энергий  $E_0$  и  $E_{\gamma_0}$ , либо изменением угла наблюдения  $\theta - \varphi$ . С увеличением  $E_0$   $E_{\gamma_{\max}}$  растет очень быстро, а именно ( $E_{\gamma_0} = 1,78$  эВ):

$E_0$	1 ГэВ	6 ГэВ	40 ГэВ	500 ГэВ
$E_{\gamma_{\max}}$	28 МэВ	848 МэВ	20 ГэВ	497 ГэВ

Энергетическое разрешение пучка рассеянных фотонов зависит от степени их коллимации, т. е. разброса в угле  $\theta - \varphi$ . Рассмотрим случай, когда фотон после рассеяния назад летит под малым углом относительно направления движения первичного пучка

электронов ( $\theta=180^\circ$  и  $\theta - \varphi \approx 0^\circ$ ). Из соотношения (30.3) с учетом того, что  $v \approx c$ , получаем

$$E_{\gamma} \approx \frac{2E_{\gamma_0}}{1 - \frac{v}{c} \left[ 1 - \frac{(\theta - \varphi)^2}{2} \right]} = \frac{E_{\gamma_{\max}}}{1 + \left( \frac{E_0}{mc^2} \right)^2 (\theta - \varphi)^2} \quad (30.5)$$

где  $E_{\gamma_{\max}}$  определяется соотношением (30.4).

Если осуществляется коллимация рассеянных назад фотонов в пределах угла  $\pm \alpha$  относительно направления движения первичного пучка электронов, то из (30.5) следует, что минимальная энергия рассеянного фотона определяется соотношением

$$E_{\gamma_{\min}} = \frac{E_{\gamma_{\max}}}{1 + \left( \frac{E_0}{mc^2} \right)^2 \alpha^2} \quad (30.6)$$

(максимальная энергия рассеянного фотона по-прежнему дается формулой (30.4)). Отсюда следует, что для оценки энергетического разрешения пучка рассеянных назад фотонов можно использовать выражение

$$\frac{E_{\gamma_{\max}} - E_{\gamma_{\min}}}{E_{\gamma_{\max}}} = \frac{E_{\gamma_{\max}}}{4E_{\gamma_0}} \alpha^2 \quad (30.7)$$

Полагая  $\alpha = 10^{-5}$  рад,  $E_{\gamma_0} = 1,78$  эВ и  $E_0 = 8$  ГэВ, получаем  $E_{\gamma_{\max}} = 1,44$  ГэВ и энергетическое разрешение около 2%. С ростом  $E_0$  энергетическое разрешение при том же угле коллимации ухудшается. Так, при  $E_0 = 16$  ГэВ ( $E_{\gamma_{\max}} = 4,7$  ГэВ) оно равно 6,5%.

Интенсивность пучка монохроматических фотонов, получаемых с помощью обратного комптон-эффекта, определяется как интенсивностью лазерного излучения, так и интенсивностью электронного пучка. Число фотонов, излучаемое мощными лазерами, достигает  $10^{20}$  в импульсе при длительности импульса  $10^{-8}$  с. Рассеяние такого числа фотонов на электронном сгустке такой же длительности с числом электронов  $\approx 10^{11}$  позволит получить интенсивность монохроматических фотонов до  $10^7$  фотон/с при энергетическом разрешении около 5%.

Интересно, что если падающий свет поляризован, то пучок рассеянных назад фотонов также поляризован, причем степень поляризации после рассеяния практически не уменьшается. (Пучок плоскополяризованных фотонов фиксированной энергии можно получить, также используя явление резонансного рассеяния на ядерных уровнях. Так, на линейном ускорителе Национального бюро стандартов, Вашингтон, США резонансным рассеянием тормозного излучения с верхней границей 20 МэВ на уровне с  $J^\pi = 1^+$  в  $^{12}\text{C}$  получен пучок плоскополяризованных фотонов с энер-

гией 15,11 МэВ. Пучок имеет диаметр 18 см, интенсивность около  $10^4$  фотон/с и степень поляризации 0,96 [25, 26]).

Работы по созданию пучка монохроматических фотонов обратным рассеянием лазерного излучения ведутся на линейном ускорителе с энергией 20 ГэВ в Стэнфорде (США).

## ГЛАВА 8 МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

### § 31. Метод полного поглощения

В этом методе величина  $\sigma_\gamma(E_\gamma)$  полного сечения поглощения  $\gamma$ -квантов энергии  $E_\gamma$  атомными ядрами определяется из измерений ослабления потока фотонов после прохождения через исследуемую мишень (поглотитель).

Пусть  $N_\sigma(E_\gamma)$  и  $N(E_\gamma)$  — числа фотонов энергии  $E_\gamma$ , падающих на исследуемую мишень и прошедших через нее, а  $\sigma(E_\gamma)$  — сумма сечений всех возможных процессов поглощения фотонов. Тогда при хорошей геометрии величина ослабления  $N(E_\gamma)/N_0(E_\gamma)$  определяется соотношением

$$\frac{N(E_\gamma)}{N_0(E_\gamma)} = e^{-\frac{L\rho}{A} \chi \sigma(E_\gamma)} = e^{-n\sigma(E_\gamma)}, \quad (31.1)$$

где  $L$  — число Авогадро,  $\rho$  и  $\chi$  — плотность и толщина поглотителя (мишени),  $A$  — массовое число ядер поглотителя, а  $n = \frac{L\rho}{A} \chi$  — число ядер поглотителя, отнесенное к  $1 \text{ см}^2$  его поверхности, перпендикулярной потоку  $\gamma$ -квантов. Очевидно, что

$$\sigma(E_\gamma) = \sigma_{\text{неядерное}}(E_\gamma) + \sigma_{\text{ядерное}}(E_\gamma), \quad (31.2)$$

где  $\sigma(E_\gamma)$  есть не что иное, как сечение поглощения фотонов энергии  $E_\gamma$  ядром, т. е.  $\sigma_\gamma(E_\gamma)$ , а  $\sigma_{\text{неядерное}}(E_\gamma)$  — сумма сечений всех неядерных процессов поглощения  $\gamma$ -квантов, т. е. сумма сечений комптоновского рассеяния, фотоэффекта и процесса образования пар:

$$\sigma_{\text{неядерное}}(E_\gamma) = \sigma_{\text{комpton}} + \sigma_{\text{фото}} + \sigma_{\text{пар}}. \quad (31.3)$$

Если известен вклад неядерных процессов, то  $\sigma_\gamma(E_\gamma)$  может быть найдено из соотношения

$$\sigma_\gamma(E_\gamma) = -\frac{1}{n} \ln \frac{N(E_\gamma)}{N_0(E_\gamma)} - (\sigma_{\text{к}} + \sigma_{\text{ф}} + \sigma_{\text{п}}). \quad (31.4)$$

Вклад неядерных процессов может быть рассчитан теоретически. К тому же  $\sigma_{\text{неядерное}}$  надежно определяется методом поглощения в той области энергий  $E_\gamma$ , где  $\sigma_\gamma(E_\gamma)$  пренебрежимо мало (т. е. ниже порога фоторасщепления).

Измеряя величину коэффициента ослабления  $N/N_0$  для различных  $E_\gamma$ , можно найти зависимость полного сечения поглощения  $\gamma$ -квантов ядром от их энергии.

Применение в качестве детекторов фотонов  $\gamma$ -спектрометров позволяет избежать трудностей, связанных с немонохроматичностью фотонного пучка, и использовать в качестве такового интенсивное тормозное излучение. В этом случае возможно измерение коэффициента ослабления, а значит и  $\sigma_\gamma(E_\gamma)$ , во всей

исследуемой энергетической области. Обычно используется пучок тормозного излучения с максимальной энергией, значительно превышающей те энергии, для которых проводится исследование, так как это позволяет сократить время измерений за счет повышения числа фотонов в интересующей экспериментатора области.

На рис. 65 в качестве примера показано амплитудное распределение импульсов, полученное для двухкристального сцинтилляционного  $\gamma$ -спектрометра и тормозного излучения с верхней границей 90 МэВ, прошедшего через слой воды толщиной около 4 м.

Описываемый метод позволяет получать важную характеристику процесса фоторасщепления —  $\sigma_\gamma(E_\gamma)$  в результате непосредственного измерения, а не суммирования сечений основных парциальных реакций ( $(\gamma, p)$ ,  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  и т. д.), которые обычно измеряются в разное время и на различных установках. Кроме того, как уже подчеркивалось, применение  $\gamma$ -спектрометра снимает проблемы, связанные с немонохроматичностью источника фотонов. Существенно и то, что в этом методе нет необходимости определять абсолютную дозу  $\gamma$ -излучения: достаточно обеспечить лишь стабильную работу монитора, показания которого пропорциональны интенсивности  $\gamma$ -излучения и детектирующего устройства ( $\gamma$ -спектрометра).

Вместе с тем метод полного поглощения предъявляет весьма высокие требования к точности эксперимента, поскольку  $\sigma_\gamma$  даже для весьма легких ядер ( $A \approx 10$ ) составляет лишь 10% от сечения неядерных процессов поглощения. Это приводит к тому, что уже в этом наиболее благоприятном случае ошибка в 1% в определе-

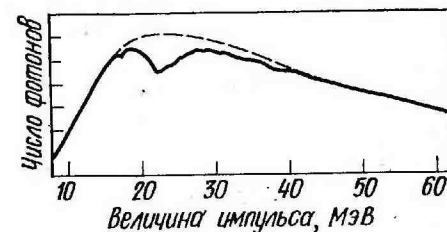


Рис. 65. Амплитудное распределение импульсов для фотонов тормозного излучения, прошедших через воду [27]. Пунктиром показано распределение в отсутствие ядерного поглощения

нии полного сечения поглощения  $\sigma_{\gamma}(E_{\gamma})$  эквивалентна ошибке в 10% в определении сечения ядерного поглощения  $\sigma_{\gamma}(E_{\gamma})$ . Обычно сечение неядерных процессов известно с точностью 1—2% и, следовательно, ошибка в определении величины  $\sigma_{\gamma}(E_{\gamma})$  составляет 10—20%. Поскольку, однако, эта ошибка систематическая, так как связана с неопределенностью в «нуле шкалы» сечения, то она главным образом влияет на величину интегрального сечения поглощения, не оказывая существенного воздействия на характер

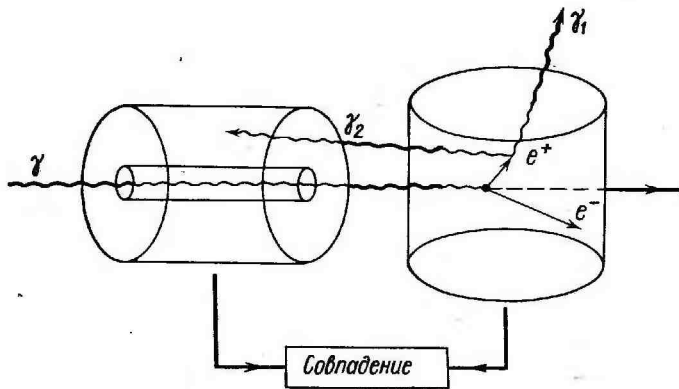


Рис. 66. Двухкристальный сцинтилляционный парный  $\gamma$ -спектрометр [27]. Импульс в правом кристалле регистрируется лишь в том случае, когда один из аннигиляционных фотонов, образующихся в нем, попадает в левый кристалл

структуры (сечения неядерных процессов имеют гладкую энергетическую зависимость).

Отмеченное выше обстоятельство затрудняет использование метода полного поглощения для изучения средних и тяжелых ядер ( $A > 50$ ), так как сечение неядерных процессов в области гигантского резонанса растет, как  $Z^2$  (при  $E_{\gamma} \approx 20$  МэВ  $\sigma_{\text{Комптон}} \approx \sigma_{\text{фото}} \approx 0$  и  $\sigma_{\text{неяд}} \approx \sigma_{\text{пар}} \sim Z^2$ ), в то время как  $\sigma_{\gamma}(E_{\gamma})$  растет как  $Z$ , т. е. требование к точности измерений быстро возрастает с увеличением атомного номера. Этим объясняется то, что данные о структуре сечений получены методом полного поглощения лишь для легких ядер.

Энергетическое разрешение метода полного поглощения определяется энергетическим разрешением  $\gamma$ -спектрометра. Выбор его зависит от поставленной задачи. Если получение детальной структуры эффективного сечения не является целью эксперимента, то обычно используют многокристальные сцинтилляционные  $\gamma$ -спектрометры — комптоновские или парные (однокристальные  $\gamma$ -спектрометры, несмотря на очень высокую эффективность, приближающуюся к 100%, не используются из-за слишком низкого энергетического разрешения, которое обычно составляет величину  $\approx 10\%$

для  $E_{\gamma} = 10-30$  МэВ). Разрешение таких  $\gamma$ -спектрометров достигает 2—3% при эффективности несколько процентов. На рис. 66 в качестве примера показан двухкристальный сцинтилляционный парный  $\gamma$ -спектрометр [27]. Этот спектрометр отбирает лишь те фотоны, которые образуют пару  $e^{-}, e^{+}$  вблизи поверхности заднего кристалла NaI(Tl). Энергетическое разрешение его равно  $2,0 \pm \pm 0,2\%$ , а эффективность для  $\gamma$ -квантов с энергией 17,6 МэВ (из реакции  ${}^7\text{Li}(p, \gamma)$ ) равна 4,6% (данные рис. 65 получены именно с этим  $\gamma$ -спектрометром).

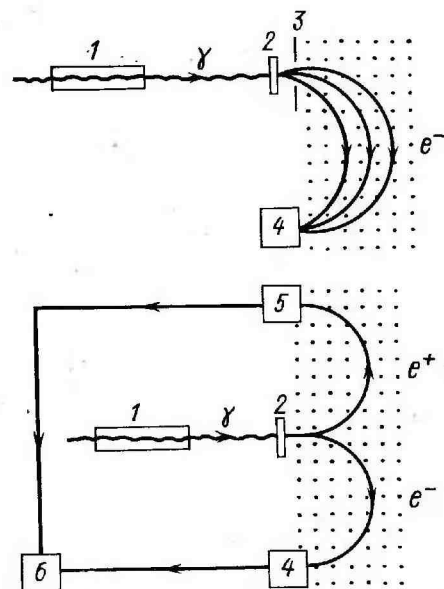


Рис. 67. Одноканальные комптоновский (сверху) и парный (снизу) магнитные  $\gamma$ -спектрометры: 1 — поглотитель, 2 — конвертор, 3 — диафрагма, 4 — детектор электронов, 5 — детектор позитронов, 6 — схема совпадений. Точками показана область однородного магнитного поля, силовые линии которого перпендикулярны плоскости рисунка

Использование сцинтилляционного спектрометра полного поглощения удобно также и тем, что в комплексе с многоканаль-

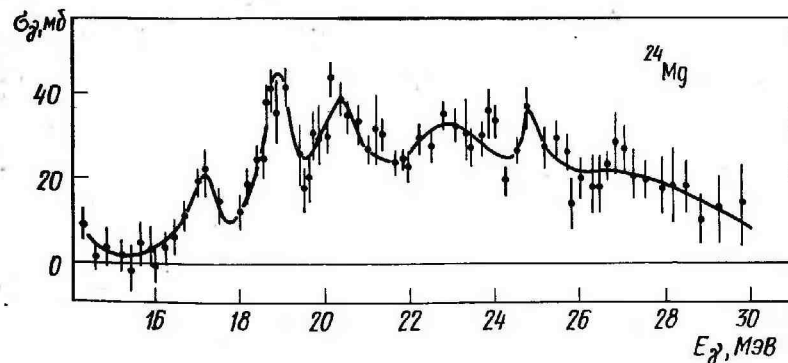


Рис. 68. Эффективное сечение полного поглощения фотонов ядром  ${}^{24}\text{Mg}$ , измеренное с помощью девятиканального парного магнитного  $\gamma$ -спектрометра с энергетическим разрешением  $\approx 1\%$  [28]

ным анализатором он обеспечивает измерения сразу во всей исследуемой области энергий.

Для того чтобы надежно выявить структуру сечений полного поглощения, нужно использовать магнитные (комптоновские и парные) спектрометры (рис. 67).

Энергетическое разрешение магнитных спектрометров может быть меньше 1%, однако эффективность регистрации их крайне низка ( $10^{-5} \div 10^{-7}$ ). Низкая эффективность магнитных  $\gamma$ -спектрометров объясняется тем, что в качестве конвертора в них используются тонкие металлические фольги, для того чтобы процессы многократного рассеяния электронов и позитронов, образующихся в них, были несущественны.

Один из лучших многоканальных парных магнитных спектрометров создан в Физическом институте им. П. Н. Лебедева АН СССР. Он имеет разрешение около 200 кэВ и эффективность  $8 \cdot 10^{-5}$  для  $\gamma$ -квантов с энергией 20 МэВ. Эффективное сечение полного поглощения, полученное с помощью этого  $\gamma$ -спектрометра для ядра  $^{24}\text{Mg}$ , показано на рис. 68.

### § 32. Метод наведенной активности

Остаточная радиоактивность ядер, образующихся в результате фотоядерной реакции, может быть использована для определения ее эффективного сечения.

Пусть в момент  $t$  на исследуемую мишень падает в секунду  $\nu(E_\gamma, t)$  фотонов энергии  $E_\gamma$  и в результате фотоядерной реакции образуются конечные радиоактивные ядра, характеризующиеся постоянной распада  $\lambda$ , тогда число  $n(E_\gamma, t)$  радиоактивных ядер в момент времени  $t$  будет определяться дифференциальным уравнением

$$\frac{dn(E_\gamma, t)}{dt} = \nu(E_\gamma, t) \alpha \sigma(E_\gamma) - \lambda n(E_\gamma, t) \quad (32.1)$$

где  $\sigma(E_\gamma)$  — эффективное сечение реакции, а  $\alpha$  — число ядер мишени, приходящееся на  $1 \text{ см}^2$  ее поверхности.

Экспериментально определив значения  $n(E_\gamma, t)$  и  $\nu(E_\gamma, t)$ , можно из соотношения (32.1) найти величину  $\sigma(E_\gamma)$ .

Значения  $n(E_\gamma, t)$  определяются путем регистрации остаточной радиоактивности, характеристики которой (тип излучаемых частиц, их энергия и период полураспада) обычно известны заранее. Во многих случаях оказывается достаточным лишь выделение частиц нужного типа без измерения их энергии и кривой распада.

Хотя метод наведенной активности в принципе можно использовать с любым типом  $\gamma$ -источников, его применяют, как правило, с тормозным  $\gamma$ -излучением в силу его высокой интенсивности, которая позволяет уверенно выделить нужный тип радиоактивности. В этом случае соотношение (32.1) должно быть переписано в виде

$$\frac{dn(T, t)}{dt} = \frac{D(T, t)}{\Delta t} \alpha \int \sigma(E_\gamma) W(E_\gamma, T) dE_\gamma - \lambda n(T, t),$$

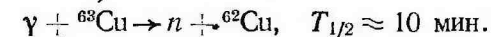
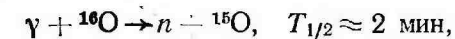
$$\frac{dn(T, t)}{dt} = \frac{D(T, t)}{\Delta t} Y(T) - \lambda n(T, t), \quad (32.2)$$

где  $T$  — верхняя граница тормозного спектра,  $\Delta t$  — время облучения, а доза  $D(T, t)$  к моменту времени  $t$ , вид тормозного спектра  $W(E_\gamma, T)$  и выход реакции  $Y(T)$  определены в § 24.

Процессы облучения мишени и регистрации активности легко разделяются во времени, и это важное преимущество метода наведенной активности по сравнению с прямыми методами регистрации фотоядерных реакций. Во-первых, отпадает необходимость использования детекторов с очень высоким временным разрешением для уменьшения вероятности наложения импульсов от нескольких частиц, вылетающих из мишени в течение короткого импульса  $\gamma$ -излучения ( $\approx 1$  мкс). Кроме того, снимаются трудности, связанные с заметной чувствительностью большинства детекторов к  $\gamma$ -квантам и электронам (позитронам), а также к излучению других типов, неизбежно возникающим в районе экспериментальной установки в момент генерации электромагнитного излучения высокой энергии.

Метод наведенной активности допускает также возможность измерения выходов реакций для отдельных изотопов мишеней, состоящих из естественной смеси изотопов.

Используя наведенную активность, можно определить эффективные сечения довольно большого числа парциальных реакций, в том числе и с вылетом нескольких частиц. Обычно метод наведенной активности широко используется для изучения фотонейтронных реакций, так как в этом случае часто возникает позитронная активность с удобным периодом полураспада. Пример таких фотонейтронных реакций



Уверенная регистрация  $\beta^+$ -активности осуществляется двумя  $\text{NaJ(Tl)}$  кристаллами, считающими аннигиляционные фотоны на совпадение.

В качестве примера рассмотрим методику измерения выхода фотоядерных реакций, описанную в работе [29]. Эксперимент по измерению выхода методом наведенной активности состоит из трех циклически чередующихся этапов — облучение образца в  $\gamma$ -пучке, пауза для перемещения образца к счетной установке и счета наведенной активности. Обычно длительности первого и последнего этапов совпадают. Это позволяет проводить облучение следующего образца одновременно со счетом активности от предыдущего. Постоянство временных циклов контролируется с высокой точностью специальной электронной схемой. Последовательность



значений  $T$  выбирается случайно для уменьшения влияния временного дрейфа аппаратуры (см. § 26). Образцы изготавливаются по возможности идентичными.

Применяются и другие меры для повышения точности экспериментальных результатов. Так, большое внимание уделяется стабилизации уровня дискриминации счетной установки и чувствительности дозиметров  $\gamma$ -излучения. Стабилизация верхней границы тормозного спектра осуществляется с точностью  $\pm 7-10$  кэВ. Энергетическая калибровка контролируется периодически в процессе измерений по некоторым известным порогам и изломам в кривых выхода ( $\gamma, n$ ) реакций. Эффективность счетной установки проверяется регистрацией аннигиляционного излучения от стандартных источников. Через определенные временные интервалы определяется чувствительность ионизационной камеры-дозиметра к  $\gamma$ -квантам по ее реакции на облучение от эталонного источника электронов. Для выявления гарантированной структуры кривая выхода измеряется несколько раз.

Ионизационная камера, измеряющая поток  $\gamma$ -квантов, помещается за образцом и соединяется с электрометром, выходное напряжение которого  $V(T, t)$  пропорционально току, текущему через камеру, т. е. дозе  $\gamma$ -излучения в единицу времени ( $V(T, t) \sim \Delta D(T, t)/\Delta t$ ). Размеры образцов и дозиметра должны быть больше, чем размеры  $\gamma$ -пучка, чтобы уменьшить флуктуации в кривой выхода, обусловленные ошибками в воспроизведении положения образцов и вариацией пространственных характеристик пучка.

Существенно, что поток  $\gamma$ -квантов (а следовательно, и  $\Delta D(T, t)/\Delta t$ ) не остается постоянным в процессе облучения. Если бы это было так, то из выражения (32.2) следовало, что после облучения образца в течение времени  $\tau$

$$n(T, \tau) = \frac{D(T, \tau)}{\lambda \tau} Y(T) (1 - e^{-\lambda \tau}). \quad (32.3)$$

Пусть  $N(T, \tau)$  — число зарегистрированных актов распада  $n(T, \tau)$  радиоактивных ядер, тогда можно записать  $N(T, \tau) = \eta \cdot n(T, \tau)$ , где  $\eta$  ( $\eta \leq 1$ ) — коэффициент, зависящий как от эффективности регистрирующей установки, так и от момента начала счета активности и длительности счета. С учетом этого получаем (для определенности пусть  $\lambda \tau \ll 1$ )

$$Y(T) = \frac{\lambda \tau}{1 + \lambda \tau} \frac{n(T, \tau)}{D(T, \tau)} = \frac{N(T, \tau)}{\kappa \cdot D(T, \tau)}, \quad (32.4)$$

где  $\kappa = \eta \frac{1 + \lambda \tau}{\lambda \tau}$  — постоянная величина, определяемая условиями эксперимента. Соотношение (32.4) аналогично соотношению (24.2).

Однако выход реакции может быть найден из выражения (32.4) лишь тогда, когда поток  $\gamma$ -квантов остается постоянным в процессе облучения. Это поясняется рис. 69, на котором  $n$  показана зависимость от времени числа радиоактивных ядер для двух вариантов распределения интенсивности  $\gamma$ -квантов в процессе облучения. В обоих случаях к концу облучения ( $t = \tau$ ) образец получил одинаковую дозу  $D(T, \tau)$ . Однако если в первом случае интенсивность отлична от нуля в течение времени  $t_1$  в начале цикла облучения, то во втором — в течение времени  $t_2$  в конце цикла облучения. Видно, что числа радиоактивных ядер  $n_1$  и  $n_2$  в образце к концу цикла облучения могут существенно отличаться друг от друга. Непостоянство потока  $\gamma$ -квантов во времени приводит к тому, что при равной дозе облучения  $D(T, t)$  количество радиоактивных ядер  $n(T, \tau)$  к концу облучения существенно зависит от того, как эта доза была распределена в течение времени облучения  $\tau$ . Поэтому для определения  $Y(T)$  нельзя пользоваться соотношением (32.4).

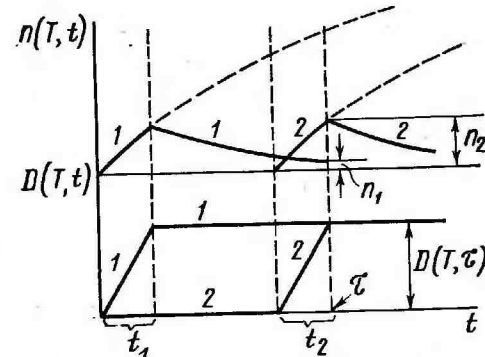


Рис. 69. Зависимость от времени числа радиоактивных ядер (верхний рисунок) для двух вариантов распределения интенсивности  $\gamma$ -квантов в процессе облучения (нижний рисунок)

Если же выходное напряжение  $V(T, t) = k \frac{\Delta D(T, t)}{\Delta t}$ , где  $k$  — коэффициент пропорциональности, причем ниже считается, что  $k=1$ ) электрометра, соединенного с дозиметром, подать на вход электронной цепи, реакция которой  $A(T, t)$  подчиняется точно такому же дифференциальному уравнению, что и  $n(T, t)$  (см. (32.2)), т. е.

$$\frac{dA(T, t)}{dt} = V(T, t) - \lambda A(T, t), \quad (32.5)$$

то напряжение  $A(T, t)$  на выходе такой цепи будет изменяться со временем точно так же, как радиоактивность облученного образца и выход  $Y(T)$  может быть для любого момента времени после начала облучения найден из соотношения

$$Y(T) = \frac{N(T, t)}{\eta A(T, t)}. \quad (32.6)$$

Вся совокупность вышеописанных мер дает возможность отдельные точки кривой выхода (для больших  $T$ ) измерять с точностью 0,1—0,3%. Энергетическое разрешение лучших работ, вы-

полненных этим методом, лежит в пределах 0,5—5,0%, что позволяет получать информацию о структуре эффективных сечений (рис. 70).

Метод наведенной активности применим для ограниченного числа ядер, поскольку не каждая реакция приводит к радиоактивности. Кроме того, вид радиоактивности и период полураспада не всегда удобен для измерений (неудобны периоды полураспада большие, чем несколько часов, и меньшие, чем длительность импульса  $\gamma$ -излучения (т. е. микросекунды)).

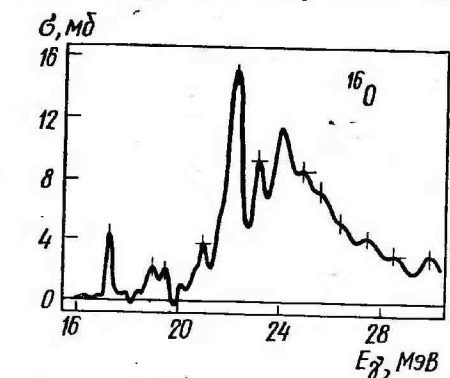


Рис. 70. Сечение реакции  $^{16}\text{O}(\gamma, n)^{15}\text{O}$ , полученное методом наведенной активности [29]

Наконец, в ряде случаев в мишени может происходить одновременно несколько реакций (как фотоядерных, так и вызванных захватом нейтронов, испускаемых в результате фотонейтронных реакций различными деталями экспериментальной установки), приводящих к образованию различных радиоактивных изотопов, что затрудняет выделение интересующего экспериментатора вида радиоактивности.

### § 33. Прямые методы измерения выходов фотоядерных реакций

Методы прямой регистрации продуктов фотоядерных реакций являются универсальными, т. е. применимыми к любым ядрам и типам реакций. Рассмотрим основные методы прямой регистрации фотонейтронов и фотопротонов, так как фотоядерные реакции, приводящие к образованию этих частиц, являются для подавляющего числа ядер основными парциальными реакциями (см. § 11). В данном параграфе будет идти речь об экспериментах, цель которых — измерить кривые выхода соответствующих реакций. В таких экспериментах важно лишь зарегистрировать испускаемые ядром нейтроны или протоны, не определяя их энергии. Методы измерения энергии фотопротонов и фотонейтронов будут описаны в § 35.

**Регистрация фотонейтронов.** В результате фотоядерных реакций образуются быстрые нейтроны со средней энергией несколько МэВ (см., например, рис. 76). Непосредственная регистрация таких нейтронов — трудная задача, в силу того что их приходится выделять из интенсивного фона  $\gamma$ -квантов и легких заряженных частиц (электронов и позитронов), которые производят заметную

ионизацию в чувствительном объеме любого детектора в момент прохождения импульса  $\gamma$ -излучения. Кроме того, эффективные сечения взаимодействия быстрых нейтронов с ядрами детектора сравнительно невелики. Метод, описанный в работе [30], позволяет обойти эти трудности.

В этом методе быстрые нейтроны, вылетающие из исследуемого образца, замедляются в течение времени  $\tau_1$  до тепловых энергий и их регистрация производится после окончания импульса  $\gamma$ -излучения. Возможность разделения моментов прохождения  $\gamma$ -излучения через исследуемую мишень и регистрации нейтронов основана на том, что время  $\tau_2$  жизни теплового нейтрона в замедлителе больше длительности импульса  $\gamma$ -излучения от электронных ускорителей. Так, для нейтрона с энергией 2 МэВ при использовании в качестве замедлителя обыкновенной воды или парафина время замедления  $\tau_1 \approx 10$  мкс, а  $\tau_2 \approx 200$  мкс. В то же время длительность импульса  $\gamma$ -излучения от электронных ускорителей можно уменьшить до нескольких микросекунд.

Конструктивно нейтронный детектор такого типа изготавливается в виде заполненного замедлителем бака большого объема, внутри которого имеется сквозной канал для прохождения пучка  $\gamma$ -квантов и размещения исследуемой мишени. Быстрые нейтроны, вылетающие из мишени в момент прохождения излучения, замедляются до тепловых скоростей и затем диффундируют в разные стороны. Их регистрация производится специальными детекторами, размещенными в толще замедлителя. Поскольку  $\tau_1 \ll \tau_2$ , то число тепловых нейтронов в замедлителе уменьшается со временем по закону  $e^{-t/\tau_2}$  ( $t$  отсчитывается от момента прохождения импульса излучения), и поэтому достаточно регистрировать нейтроны лишь в течение времени  $3-4 \tau_2$  после окончания импульса излучения. Остальное время вход счетной системы, на которую поступают импульсы с детекторов нейтронов, блокируется специальным электронным устройством (схемой временной селекции), работа которого синхронизована с работой ускорителя.

Для регистрации тепловых нейтронов используются ядерные реакции, имеющие большое эффективное сечение. Чаще всего используются реакции  $^3\text{He}(n, p)^3\text{H}$  и  $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ , эффективные сечения которых для тепловых нейтронов равны соответственно 5400 и 3837 б. Для сравнения укажем, что эффективное сечение захвата ядром  $^{10}\text{B}$  быстрого нейтрона с энергией 3 МэВ равно лишь 10 б. Счетчики нейтронов, использующие эти реакции, являются пропорциональными счетчиками, наполненными либо инертным газом  $^3\text{He}$ , либо газом  $\text{BF}_3$ , обогащенным изотопом  $^{10}\text{B}$ . Возникающие в результате вышеприведенных ядерных реакций протон или  $\alpha$ -частица и ядро отдачи ионизуют газ пропорционального счетчика, приводя к появлению импульса на его выходе. Необходимо отметить, что размещение гелиевых и борных счетчиков в объеме замедлителя уменьшает время жизни тепловых нейтронов в 1,5—3 раза.

Поскольку спектр фотонейтронов является непрерывным и содержит нейтроны с энергиями от 0,5 до 10—20 МэВ, то необходимо стремиться к тому, чтобы детектор в столь же широком энергетическом интервале обеспечивал одинаковую эффективность регистрации нейтронов. Этого можно достигнуть двумя методами.

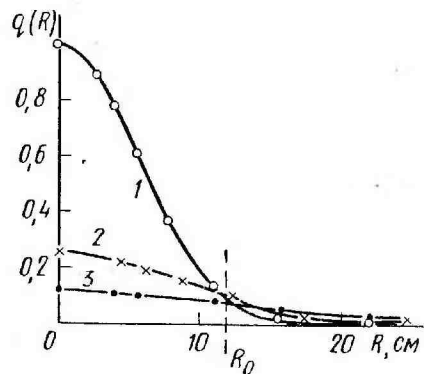


Рис. 71. Распределение плотности тепловых нейтронов  $q(R)$  в воде для точечного источника нейтронов различной энергии: 1 —  $Na-\gamma-Be$ -источник ( $E_n=0,97$  МэВ); 2 — реакция  ${}^2H(d, n)$  ( $E_n=2,6$  МэВ); 3 —  $Po-\alpha-Be$ -источник ( $E_n=4 \div 5$  МэВ)

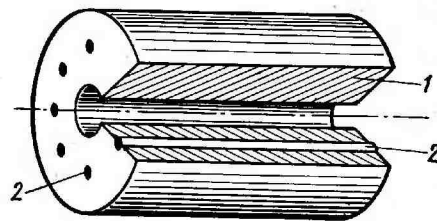


Рис. 72. Цилиндрический детектор нейтронов с одним кольцом пропорциональных счетчиков: 1 — замедлитель, 2 — пропорциональные счетчики

Первый из них поясняется рис. 71, на котором приведены пространственные распределения тепловых нейтронов в воде для точечных источников нейтронов одинаковой интенсивности, но различной энергии. Видно, что на расстоянии  $R_0 \approx 12$  см от источника плотность тепловых нейтронов слабо зависит от их первоначальной энергии. Поэтому, размещая счетчики тепловых нейтронов в воде на расстоянии  $R_0 \approx 12$  см от исследуемой мишени, можно добиться независимости эффективности детектора от энергии нейтронов (для замедлителя из парафина счетчики тепловых нейтронов следует располагать на расстоянии  $R_0 \approx 13$  см от исследуемой мишени). Однако при таком расположении счетчиков значительная часть тепловых нейтронов, которые находят в областях  $R < R_0$  и  $R > R_0$ , не регистрируется, что приводит к невысокой (не более нескольких процентов) эффективности детектора в целом.

Другой путь состоит в однородном размещении счетчиков тепловых нейтронов по всему объему замедлителя. При этом размеры детектора должны быть достаточно большими, для того чтобы охватить область распределения подавляющего числа тепловых нейтронов. Очевидно, что счетчики, находящиеся на разных расстояниях от источника нейтронов (мишени), будут иметь различные эффективности регистрации нейтронов разной энергии.

Однако если объем, занятый счетчиками, сравним с размерами области замедления до тепловых скоростей, то общий счет всех счетчиков мало зависит от энергии нейтронов. Такие детекторы будут иметь к тому же высокую эффективность регистрации.

Самый крупный детектор описанного типа был создан в НИИЯФ МГУ [31]. Он представляет собой цилиндр длиной 110 см и диаметром 70 см, заполненный парафином (рис. 72). Вдоль оси цилиндра проходит сквозной канал диаметром 9 см. Внутри парафина были размещены 80 пропорциональных счетчиков, заполненных газом  $BF_3$ . Счетчики имели вид длинных (106 см) трубок малого диаметра, которые располагались параллельно оси цилиндра восемью концентрическими кольцами. Диаметр первого кольца был равен 15 см, последнего — 55 см. Давление газа в счетчиках было равно 760 тор, степень обогащения атомами  ${}^{10}B$  составляла 85%. Детектор перекрывал практически всю область замедления нейтронов с энергиями от 0,5 до 12 МэВ. Утечки нейтронов от  $Po-\alpha-Be$  источника (средняя энергия нейтронов —  $4 \div 5$  МэВ), помещенного в центре сквозного канала, не превышала 5%. Детектор регистрировал нейтроны, вылетающие из мишени в пределах телесного угла, близкого к  $4\pi$  стерадиан.

Точный расчет эффективности детектора сложен. Однако, если учесть, что утечки из чувствительного объема малы, то оценочное значение эффективности может быть получено из соотношения

$$\varepsilon = \Sigma_{10B} / (\Sigma_{10B} + \Sigma_{CH_2}), \quad (33.1)$$

где  $\Sigma_{10B}$  и  $\Sigma_{CH_2}$  — макроскопические сечения поглощения тепловых нейтронов ядрами  ${}^{10}B$  и парафина (напомним, что макроскопическое сечение  $\Sigma$  представляет собой полное сечение всех ядер в  $1 \text{ см}^3$ , т. е.  $\Sigma = N\sigma$ , где  $N$  — число ядер в  $1 \text{ см}^3$ , а  $\sigma$  — эффективное сечение для одного ядра). Для нейтронного детектора НИИЯФ МГУ из формулы (33.1) следует, что  $\varepsilon \approx 0,45$  (экспериментальное определение эффективности дало  $\varepsilon = 0,43 \pm 0,02$ ). Детектор аналогичного типа был использован в Ливерморе (США) для измерения фотонейтронных сечений с помощью пучка монохроматических фотонов, полученных методом аннигиляции на лету быстрых позитронов (см. § 28). Общая схема экспериментальной установки, с помощью которой в НИИЯФ МГУ измерялись кривые выхода фотонейтронов, показана на рис. 73. Пучок тормозного излучения от бетатрона 1 проходил через ионизационную камеру — монитор 2, измерявшую поток  $\gamma$ -квантов, свинцовый коллиматор 3 и попадал в экспериментальный зал, отделенный от ускорительного зала стеной 4 из свинца и бетона толщиной 1 м. Далее  $\gamma$ -кванты проходили через водяной коллиматор 5, который сильно ослаблял поток нейтронов от ускорителя в направлении детектора. Сам нейтронный детектор 6 располагался внутри мощной защиты 7 из парафина толщиной 1 м, выложенной изнутри слоем кадмия. Исследуемые образцы 8 помещались в центре сквозного канала детектора.



Эффективное сечение реакции  $^{90}\text{Zr}(\gamma, n)$  (рис. 49) получено с помощью описанной выше установки НИИЯФ МГУ.

Разделить моменты прохождения импульса  $\gamma$ -излучения и регистрации нейтронов можно также в сцинтилляционном детекторе большого объема. В таком детекторе замедляющая среда — в то же время и регистрирующая. Детектор такого типа (первый из них был разработан Райнесом в 1954 г. [32]) представляет

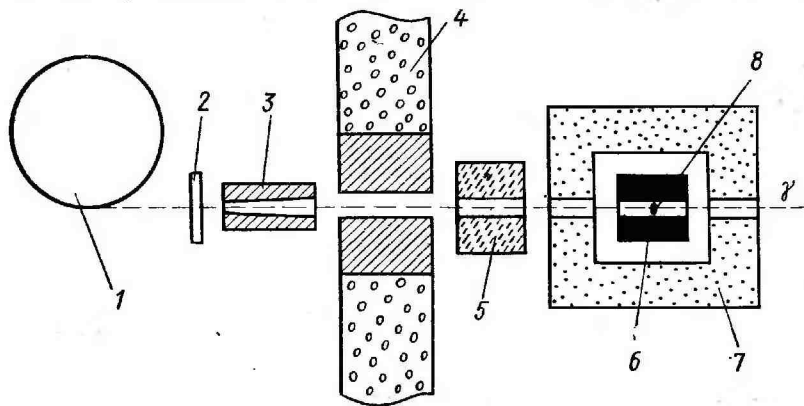


Рис. 73. Блок-схема установки НИИЯФ МГУ, предназначенной для измерения кривых выхода фотонейтронных реакций: 1 — бета-источник, 2 — камера-монитор, 3 — коллиматор, 4 — стена из свинца и бетона, 5 — водяной коллиматор, 6 — нейтронный детектор, 7 — защита из парафина, 8 — исследуемая мишень

собой бак большого объема (обычно около  $1 \text{ м}^3$ ), наполненный жидким сцинтиллятором с небольшой добавкой кадмия (или бора). Быстрые нейтроны замедляются до тепловых скоростей в результате соударения с ядрами водорода, входящими в состав сцинтиллятора, и затем захватываются ядрами кадмия (вероятность захвата ядром кадмия быстрого нейтрона не велика). Возникающие  $\gamma$ -кванты радиационного захвата поглощаются в объеме сцинтиллятора, вызывая вспышки света, которые регистрируются большим числом (около 100) фотоумножителей, расположенных по всей наружной поверхности бака. Несмотря на то что время жизни теплового нейтрона в жидком сцинтилляторе сравнительно невелико (несколько микросекунд), оно достаточно для разделения моментов прохождения импульса  $\gamma$ -излучения от электронных ускорителей и регистрации фотонейтронов.

Поскольку размеры описываемого детектора велики и превышают длину свободного пробега быстрого нейтрона в сцинтилляторе, то утечками нейтронов из объема детектора можно пренебречь. Эффективность детектора будет в основном определяться

эффективностью регистрации вторичных фотонов. Так как при захвате одного нейтрона ядром кадмия испускается одновременно несколько (3—5)  $\gamma$ -квантов с суммарной энергией около 7 МэВ, причем достаточно зарегистрировать лишь один из них, то эффективность большого сцинтилляционного детектора может быть близкой к единице.

Важные преимущества детекторов, описанных в этом разделе, заключаются, во-первых, в их рекордно высокой эффективности и, во-вторых, слабой зависимости ее от энергии быстрых нейтронов. Именно поэтому эти детекторы широко применяются для исследования эффективных сечений фотонейтронных реакций.

В то же время рассмотренный метод измерений выходов фотонейтронных реакций обладает одним существенным недостатком — он позволяет непосредственно определить лишь суммарный выход нейтронов из различных реакций. Действительно, нейтроны могут образовываться в реакциях разного типа, в том числе и таких, когда происходит одновременное испускание ядром нескольких нейтронов (имеются в виду реакции типа  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, 3n)$  и т. д., называемые реакциями различной множественности). Однако данный метод не позволяет непосредственно определить, в результате какой фотонейтронной реакции —  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, np)$ ,  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, 3n)$  и т. д. — вылетел нейтрон. Таким образом, экспериментально найденное сечение  $\sigma_n$  связано с сечениями различных нейтронных реакций соотношением

$$\sigma_n = \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, np) + 2\sigma(\gamma, 2n) + 3\sigma(\gamma, 3n) + \dots$$

т. е. даже сумма сечений отдельных нейтронных реакций остается неизвестной. Методам разделения реакций различной множественности посвящен § 34.

**Регистрация фотопротонов.** Точность измерения выходов фотопротонов обычно уступает точности измерения выходов фотонейтронов. Это связано с двумя обстоятельствами: во-первых, с необходимостью использования относительного поглощения протонов и, во-вторых, с высоким уровнем фона, обусловленного электронами, позитронами и рассеянными  $\gamma$ -квантами, так как разделить по времени моменты прохождения  $\gamma$ -излучения и регистрации протонов невозможно в принципе. Первая причина ограничивает вес мишеней, предназначенных для исследования фотопротонных реакций, десятками долями грамма, в то время как для измерения выхода фотонейтронов можно использовать на 2—3 порядка более тяжелые мишени.

Кроме того, полная (с учетом телесного угла) эффективность регистрации фотонейтронов может достигать нескольких десятков процентов. Полная же эффективность фотопротонных детекторов обычно не превышает нескольких процентов, так как высокий уровень фона около мишени заставляет располагать детекторы на



таком расстоянии от нее, на котором резко уменьшается телесный угол регистрации.

Прежде чем описывать методику регистрации фотопротонов, познакомимся с характеристиками фона. Фон состоит в основном из электронов и позитронов, образующихся в мишени вследствие фотоэффекта, комптон-эффекта и процесса образования пар. Вероятность возникновения в мишени фонового излучения на несколько порядков превышает вероятность образования фотопротонов. Энергетическое распределение фоновых частиц непрерывно, причем их число быстро возрастает с уменьшением энергии.

Использование детекторов с тонкими чувствительными слоями позволяет за счет амплитудной дискриминации отделить фотопротоны от электронов и позитронов с энергиями больше 1 МэВ (напомним, что детекторы должны регистрировать протоны в диапазоне энергий примерно от 1 до 20—30 МэВ (см., например, рис. 52)). Так, энергия, теряемая электронами (позитронами) с  $E_e = 1$  МэВ при прохождении слоя толщиной 0,3 мм в кремнии, равна около 100 кэВ, в то время как протоны с  $E_p = 1 \div 25$  МэВ в тех же условиях оставляют энергию не менее 1 МэВ. Использование детекторов с тонкими чувствительными слоями автоматически снимает и проблему идентификации протонов, поскольку для подавляющего числа ядер выходом заряженных частиц других типов ( $d$ ,  $t$ ,  $\alpha$ ) можно пренебречь.

Однако, в силу того что спектр фоновых частиц содержит большое число малоэнергичных электронов и позитронов, решающее значение приобретает эффект многократного наложения импульсов малой амплитуды. Суммарный импульс, обусловленный наложениями, может соответствовать протону с энергией несколько мегаэлектронвольт.

Есть два пути подавления наложений без существенного увеличения времени эксперимента:

1. Уменьшение разрешающего времени регистрирующей аппаратуры.

2. Увеличение длительности импульса  $\gamma$ -излучения (метод увеличения длительности импульса  $\gamma$ -излучения бетатронов и синхротронов описан в § 23).

Целесообразно использовать оба пути.

Уменьшение разрешающего времени регистрирующей системы предполагает применение быстродействующих детекторов.

В качестве детекторов фотопротонов чаще всего используют полупроводниковые счетчики. Их разрешающее время достаточно мало ( $\approx 10^{-8}$  с). Кроме того, получение полупроводниковых счетчиков с тонкими чувствительными слоями ( $\approx 0,1$  мм) не представляет труда.

Рассмотрим блок-схему экспериментальной установки для измерения кривых выхода фотопротонов на электронных циклических ускорителях (рис. 74). Исследуемая мишень 5 и детекторы фотопротонов 6 расположены в вакуумной камере 4. Для ввода

и вывода пучка  $\gamma$ -квантов в вакуумную камеру используются узкие патрубки 7, входное и выходное окна которых закрыты тонкой пленкой, изолирующей внутреннее пространство камеры от внешней воздушной среды. Патрубки отодвигают входное и выходное окна вакуумной камеры от мишени и детекторов и тем самым снижают степень воздействия на них фонового излучения, возни-

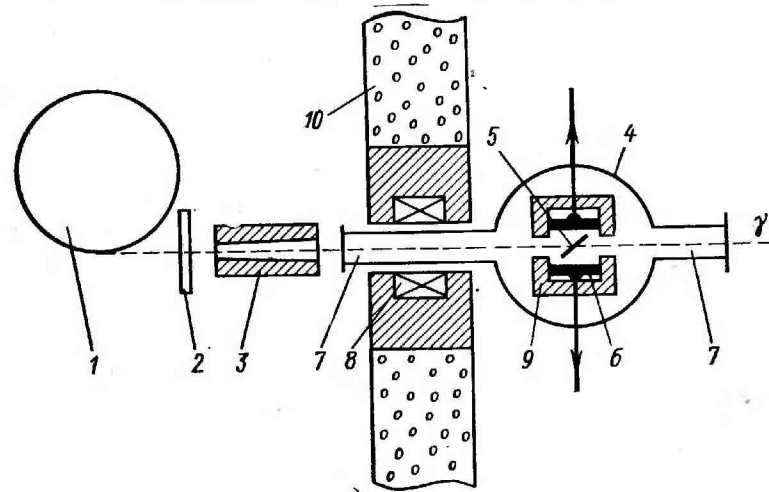


Рис. 74. Блок-схема установки для измерения кривых выхода фотопротонных реакций на электронных циклических ускорителях: 1 — ускоритель, 2 — ионизационная камера-монитор, 3 — свинцовый коллиматор, 4 — вакуумная камера, 5 — исследуемая мишень, 6 — детекторы фотопротонов, 7 — входной и выходной патрубки, 8 — очистительный магнит, 9 — свинцовые экраны, 10 — защитная стена из свинца и бетона

кающего при соприкосновении пучка  $\gamma$ -квантов с веществом изолирующих пленок. Двигаясь между входным и выходным окном камеры в вакууме,  $\gamma$ -кванты взаимодействуют практически лишь с исследуемой мишенью, так как диаметр патрубков больше диаметра пучка.

В пучке  $\gamma$ -квантов, падающих на исследуемую мишень, находится большое число электронов и позитронов, образующихся при взаимодействии  $\gamma$ -квантов с различными элементами экспериментальной установки. Легкие заряженные частицы, сопровождающие пучок  $\gamma$ -квантов и создающие дополнительный фон, выводятся из него с помощью очистительного магнита 8. Уровень электронно-позитронного фона, образующегося в исследуемой мишени, можно также снизить, создавая сильное магнитное поле в пространстве между мишенью и детекторами протонов.

В заключение отметим, что в качестве детекторов фотопротонов в НИИЯФ МГУ [33] использовались многонитяные пропорциональные камеры. Основное их достоинство — большая площадь чувствительной поверхности.

### § 34. Разделение фотонейтронных реакций различной множественности

Разделение выходов фотонейтронных реакций различной множественности в принципе можно осуществить, используя метод совпадений. Но в этом случае возникают большие трудности, связанные с регистрацией быстрых нейтронов в момент прохождения импульса  $\gamma$ -излучения. Метод наведенной активности также позволяет получить информацию о некоторых типах фотонейтронных реакций, однако он применим далеко не ко всем ядрам и видам реакций. Разделение выходов фотонейтронных реакций различной множественности в тех экспериментах, когда регистрация нейтронов производится после их замедления (см. § 33), может быть осуществлено с помощью методов математической статистики. Рассмотрим один из них, называемый методом поактовой регистрации [34].

Используем для фотонейтронной реакции, в результате которой образуется  $i$  нейтронов ( $i=1, 2, 3, \dots$ ), обозначение  $(\gamma, in)$ . Очевидно, что количество  $\nu$  актов реакции  $(\gamma, in)$  в условиях импульсного облучения мишени пучком  $\gamma$ -квантов с одинаковым спектральным составом и интенсивностью флуктуирует от цикла к циклу по закону Пуассона

$$\omega_\nu(x_i) = \frac{x_i^\nu}{\nu!} e^{-x_i}, \quad (34.1)$$

где  $x_i$  — среднее число актов реакции  $(\gamma, in)$  за один цикл работы ускорителя.

Пусть  $x_i \ll 1$  (низкая интенсивность  $\gamma$ -излучения или малый выход фотонейтронной реакции), тогда вероятностью двух или более актов реакции в одном цикле работы ускорителя можно пренебречь. Действительно, из (34.1) следует, что при  $x_i \ll 1$

$$\frac{\omega_\nu(x_i)}{\omega_1(x_i)} = \frac{x_i^{\nu-1}}{\nu!} \ll 1, \quad \nu = 2, 3, \dots \quad (34.2)$$

Если нейтронный детектор имеет эффективность, равную единице ( $\epsilon=1$ ), то регистрация  $i$  нейтронов за цикл будет указывать на появление одного события реакции  $(\gamma, in)$ . Фиксируя случаи, отличающиеся количеством зарегистрированных в одном цикле нейтронов, в различных каналах счетной системы, можно получить в конце измерений набор чисел  $N_i$  ( $i=1, 2, 3, \dots$ ), пропорциональных  $x_i$ , а следовательно, и выходам реакций  $(\gamma, in)$ . Проведение аналогичных измерений для других энергий электронов, падающих на тормозную мишень, или позитронэв, падающих на аннигиляционную мишень, даёт информацию о кривых выхода, а значит, и об эффективных сечениях фотонейтронных реакций различной множественности.

Перейдем к более реальному случаю, когда  $\epsilon < 1$ , по-прежнему предполагая выполнение условия  $x_i \ll 1$ . Ограничимся для простоты задачей разделения реакций  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, 2n)$ . Счетная система будет состоять всего из двух каналов, фиксирующих циклы, в которых были зарегистрированы один или два нейтрона. Если импульсы  $\gamma$ -излучения следуют с частотой  $f$ , то за время  $t$  в этих каналах будет зарегистрировано следующее число событий:

$$N_1 = ft \{ \epsilon \omega_1(x_1) \omega_0(x_2) + \epsilon(1-\epsilon) [\omega_0(x_1) \omega_1(x_2) + \omega_2(x_1) \omega_0(x_2)] + \dots \}, \quad (34.3)$$

$$N_2 = ft \{ \epsilon^2 [\omega_0(x_1) \omega_1(x_2) + \omega_2(x_1) \omega_0(x_2)] + \epsilon^2(1-\epsilon) [\omega_1(x_1) \omega_1(x_2) + \omega_3(x_1) \omega_0(x_2)] + \dots \}. \quad (34.4)$$

Первый член в фигурных скобках в выражении (34.3) отвечает появлению (в результате реакции  $(\gamma, n)$ ) одного нейтрона в цикле и его регистрации, член с множителем  $\epsilon(1-\epsilon)$  — появлению (в результате одного акта реакции  $(\gamma, 2n)$  или двух актов реакции  $(\gamma, n)$ ) двух нейтронов в цикле и регистрации одного из них и т. д. Член с множителем  $\epsilon^2$  в выражении (34.4) отвечает появлению (в результате одного акта реакции  $(\gamma, 2n)$  или двух актов реакции  $(\gamma, n)$ ) двух нейтронов в цикле и их регистрации, а член с множителем  $\epsilon^2(1-\epsilon)$  — появлению трех нейтронов в цикле и регистрации двух из них и т. д.

Оба приведенных выше выражения в принципе содержат бесконечное число членов. Пренебрегая, как и ранее, вероятностью появления более одного события в цикле (см. выражение (34.2)) и отбрасывая члены, содержащие множитель  $(1-\epsilon)$  в степени выше первой, что можно сделать при достаточно высокой эффективности детектора, получаем

$$N_1 \approx ft [\epsilon \omega_1(x_1) \omega_0(x_2) + \epsilon(1-\epsilon) \omega_0(x_1) \omega_1(x_2)], \\ N_2 \approx fte^2 \omega_0(x_1) \omega_1(x_2).$$

Используя для  $\omega_\nu(x_i)$  формулу (34.1) и заменяя экспоненту  $e^{-x_i}$  выражением  $1-x_i$ , приходим к соотношениям

$$N_1 \approx fte(1-x_1-x_2)[x_1+x_2(1-\epsilon)], \\ N_2 \approx fte^2(1-x_1-x_2)x_2.$$

Не учитывая члены второго порядка малости ( $x_1^2, x_2^2$  и  $x_1x_2$ ) и решая систему уравнений, получаем

$$x_1 = \frac{\epsilon N_1 - N_2(1-\epsilon)}{fte^2}, \quad x_2 = \frac{N_2}{fte^2}. \quad (34.5)$$

Если положить в этих формулах  $\epsilon=1$ , то придем к тому же выводу о пропорциональности между  $x_1, x_2$  и  $N_1, N_2$ , который получен нами в начале параграфа. Описанный метод используется для разделения выходов различных типов фотонейтронных реак-

ций главным образом в экспериментах с аннигиляционными фотонами, поскольку необходимое условие его применимости ( $x_i \ll 1$ ) автоматически выполняется вследствие невысоких интенсивностей квазимонохроматических фотонных пучков. Возможности метода

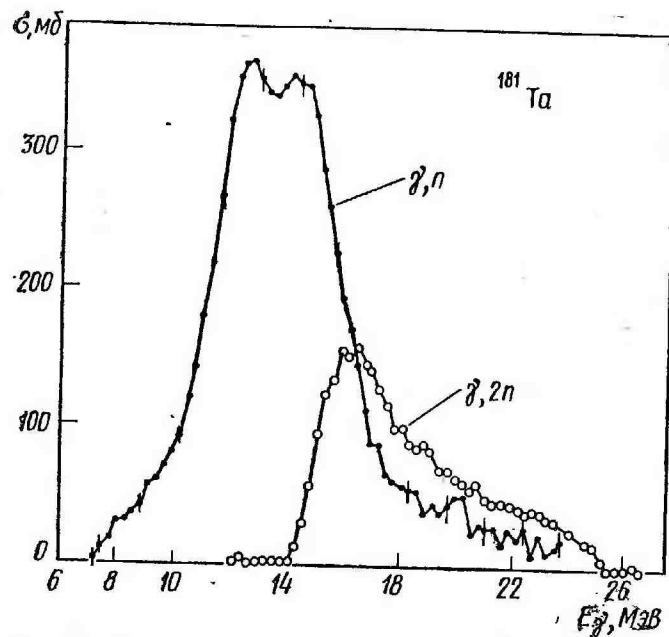


Рис. 75. Эффективные сечения реакций  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, 2n)$ , полученные для  $^{181}\text{Ta}$  методом поактовой регистрации на пучке аннигиляционных фотонов [35]

поактовой регистрации при работе с аннигиляционными фотонами иллюстрируются рис. 75.

Метод поактовой регистрации нецелесообразно использовать в измерениях с тормозным  $\gamma$ -излучением, поскольку в этом случае  $x_i$  больше (и часто много больше) единицы и поэтому для обеспечения малой скорости счета приходится искусственно снижать интенсивность пучка фотонов. Так называемый метод флуктуаций [36] позволяет осуществить разделение выходов реакций различной множественности при произвольной скорости счета.

### § 35. Измерение фотонуклонных энергетических спектров.

#### Пороговые фотонейтронные сечения

Существует целый ряд методов измерения энергетических спектров фотонуклонов. Подробно рассмотрены лишь те из них, которые получили наибольшее распространение.

**Измерение энергетических спектров фотонейтронов.** Наилучшие результаты в спектрометрии фотонейтронов достигнуты методом времени пролета. В этом методе энергия нейтрона  $E_n$  определяется по времени  $\tau$ , за которое он пролетает фиксированное расстояние  $l$ , называемое пролетной базой. Для нерелятивистского случая (нейтроны, образующиеся в фотоядерных реакциях, являются нерелятивистскими) имеет место очевидное соотношение

$$E_n = \frac{1}{2} m_n \left( \frac{l}{\tau} \right)^2,$$

где  $m_n$  — масса нейтрона. Если энергию нейтрона выражать в мегаэлектронвольтах, время в наносекундах и расстояние в метрах, то эти три величины будут связаны соотношением

$$E_n \approx 5,2 \cdot 10^3 \left( \frac{l}{\tau} \right)^2. \quad (35.1)$$

Эксперимент выполняется следующим образом. Импульс с детектора нейтронов, расположенного в конце пролетной трубы, поступает на вход многоканального временного анализатора, запуск которого производится в тот момент, когда нейтрон находится в начале пролетного промежутка. Полученное на анализаторе временное распределение импульсов затем, с помощью соотношения (35.1), трансформируется в энергетическое распределение фотонейтронов. Вводится поправка на зависимость эффективности детектора нейтронов от их энергии.

Методика времени пролета предполагает использование импульсного источника  $\gamma$ -квантов, при этом временной интервал между соседними импульсами  $\gamma$ -излучения должен быть больше времени пролета фотонейтронов с минимально возможной энергией. Очевидно, что запуск временного анализатора должен производиться в момент появления импульса  $\gamma$ -излучения. Предполагая, что величина пролетной базы известна точно из (35.1), можно получить выражение для энергетического разрешения в процентах

$$\frac{\Delta E_n}{E_n} \approx 2,8 \sqrt{E_n} \frac{\Delta \tau}{l} \%. \quad (35.2)$$

Видно, что при фиксированной энергии нейтронов энергетическое разрешение улучшается с ростом  $l$ . Однако число нейтронов, попадающих в единицу времени на детектор, будет уменьшаться, как  $1/l^2$ . Кроме того, увеличение  $l$  может потребовать уменьшения частоты следования импульсов  $\gamma$ -излучения.

Энергетическое разрешение зависит также от точности  $\Delta \tau$ , с которой можно измерить время пролета. Величина  $\Delta \tau$  определяется в основном двумя факторами — конечной длительностью  $\Delta t_1$

импульса  $\gamma$ -излучения и шириной  $\Delta\tau_2$  канала временного анализатора, причем

$$\Delta\tau = \sqrt{(\Delta\tau_1)^2 + (\Delta\tau_2)^2} \quad (35.3)$$

Поскольку нет смысла делать  $\Delta\tau_2 < \Delta\tau_1$ , то выбирают обычно  $\Delta\tau_2 \approx \Delta\tau_1$  и, следовательно,  $\Delta\tau \approx \sqrt{2}\Delta\tau_1$ .

Так как величина  $\Delta\tau/l$  — основной параметр, определяющий энергетическое разрешение, то ее, как правило, и приводят для характеристики возможностей конкретной установки.

В качестве примера рассмотрим случай, когда  $\Delta\tau = 2$  нс и  $l = 20$  м ( $\Delta\tau/l = 0,1$  нс/м). Как следует из выражения (35.2) для нейтрона с  $E_n = 2$  МэВ, установка с такими параметрами будет давать разрешение около 0,3%.

Использование методики времени пролета для измерения фотонейтронных спектров на базе бетатронов и синхротронов невозможно прежде всего из-за большой длительности импульса  $\gamma$ -излучения ( $\approx 1$  мкс). Достаточно короткие для реализации этой методики импульсы  $\gamma$ -излучения (несколько наносекунд) могут быть получены лишь от микротронов и линейных ускорителей. Использование линейных ускорителей более целесообразно, так как интенсивности пучков, даваемых ими, могут быть на два порядка выше, что имеет решающее значение при регистрации фотонейтронов на больших расстояниях от мишени. На рис. 76 в качестве примера показан спектр фотонейтронов для ядра  $^{32}\text{S}$ , полученный методикой времени пролета.

Применение методики времени пролета открывает большие возможности для прецизионных измерений фотонейтронных сечений вблизи порога. Эксперимент проводится следующим образом. Тормозное  $\gamma$ -излучение от почти-моноэнергетического электронного пучка направляется на образец, и испускаемые нейтроны детектируются, причем одновременно измеряется их энергия техникой времени пролета (рис. 77). Верхняя граница тормозного спектра немного превышает величину нейтронного порога для изучаемого ядра, так что после вылета нейтрона конечное ядро остается в основном состоянии. В этом случае нейтронный спектр легко пересчитывается в соответствующее сечение, поскольку форма тормозного спектра хорошо известна.

Такой метод позволяет измерять фотонейтронные сечения в области энергий возбуждения шириной около 1 МэВ над порогом с разрешением примерно на два порядка выше, чем с помощью экспериментов другого рода. Пороговые фотонейтронные эксперименты в точности обратны экспериментам по радиационному захвату нейтронов, где наблюдаются  $\gamma$ -переходы в основное состояние (реакции  $(n, \gamma_0)$ ). Таким образом, из обоих экспериментов извлекается информация одного сорта (это следует из принципа детального баланса). Однако в  $(\gamma, n_0)$ -реакциях возбуждаются состояния ядра, имеющего на один нейтрон меньше, чем в ядре,

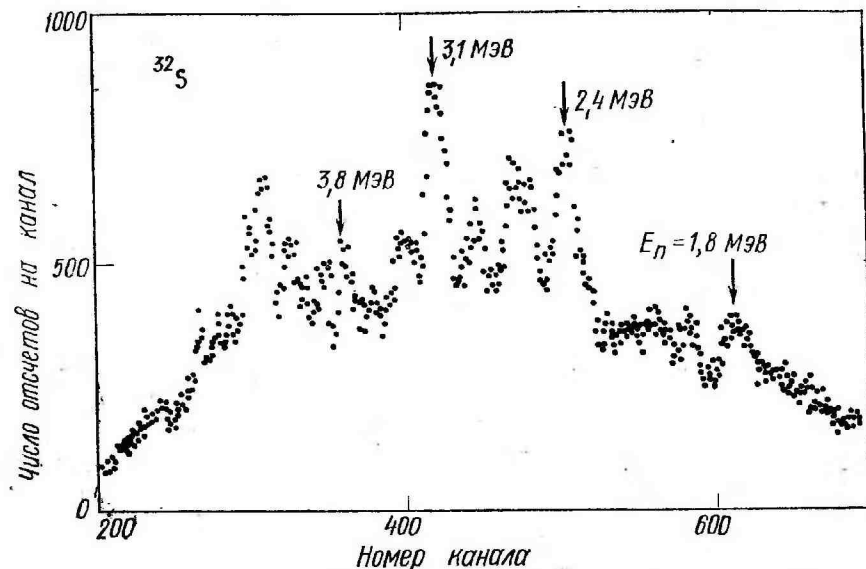


Рис. 76. Фотонейтронный спектр для ядра  $^{32}\text{S}$ , полученный методом времени пролета на установке с разрешением  $\Delta\tau/l = 0,25$  нс/м [37]

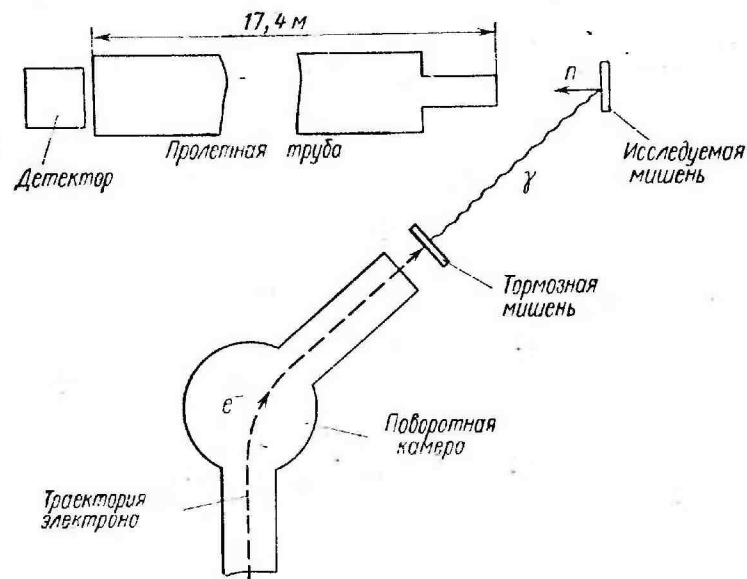


Рис. 77. Установка для измерения фотонейтронных сечений вблизи порога [38]



которое возбуждается в  $(n, \gamma_0)$ -реакции. Поэтому измерение сечений  $(\gamma, n_0)$  реакции с высоким разрешением значительно увеличивает число ядер, которые могут изучаться при энергиях возбуждения вблизи нейтронной энергии связи.

В качестве примера рассмотрим ядро  $^{207}\text{Pb}$  (рис. 78). Если верхняя граница тормозного спектра ниже 7,53 МэВ, то вылетевшие нейтроны оставляют конечное ядро всегда в основном состоянии, и, следовательно, энергия нейтрона однозначно определяет энергию  $\gamma$ -кванта, который выбил этот нейтрон (см. соотношение

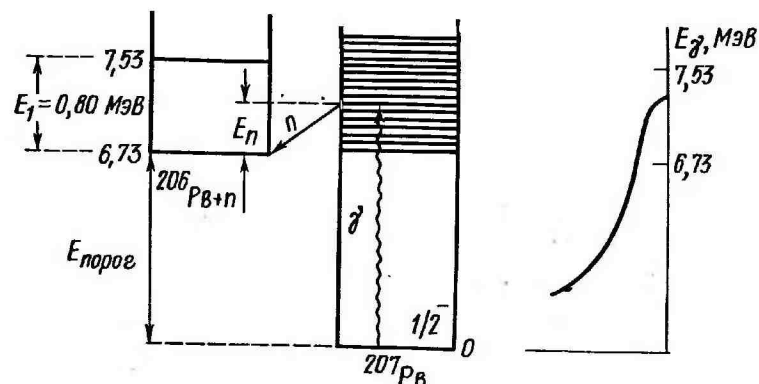


Рис. 78. Принцип измерения пороговых фотонейтронных сечений на примере реакции  $^{207}\text{Pb}(\gamma, n_0)^{206}\text{Pb}$

(27.5)). В  $^{207}\text{Pb}$  диапазон энергий, в котором можно провести эти измерения, простирается от 6,73 до 7,53 МэВ, где 6,73 МэВ — порог вылета нейтрона ( $E_{\text{порог}}$ ), а энергия 7,53 МэВ превышает порог на величину  $E_1 = 0,80$  МэВ, равную энергии первого возбужденного состояния в конечном ядре  $^{206}\text{Pb}$ . В принципе можно проводить часть измерений и с тормозным спектром, максимальная энергия которого превышает  $E_{\text{порог}} + E_1$ . В этом случае извлечение сечения  $(\gamma, n_0)$  реакции при  $E_\gamma > E_{\text{порог}} + E_1$  может быть осуществлено с помощью метода, описанного в § 27.

Существенно, что в пороговых фотонейтронных экспериментах энергия фотона во много раз превышает энергию нейтрона (обычно  $E_\gamma / E_n \approx 100$ ). Поскольку абсолютные неопределенности в  $E_\gamma$  и  $E_n$  одинаковы ( $\Delta E_\gamma = \Delta E_n$ ), а относительная точность, с которой измеряется энергия нейтрона методом времени пролета, может быть легко доведена до 1%, то это позволяет определять энергию фотона с разрешением, достигающим 0,01%. Таким образом, описываемый метод дает возможность исследовать резонансы в фотонейтронном сечении вблизи порога, имеющие ширину  $\approx 1$  кэВ. Это иллюстрируется рис. 79, на котором приведено сечение пороговой фотонейтронной реакции [38].

**Измерение энергетических спектров фотопротонов.** Для определения энергии протонов могут быть использованы приборы самых различных типов — ионизационные камеры, пропорциональные, сцинтилляционные и полупроводниковые счетчики, камеры

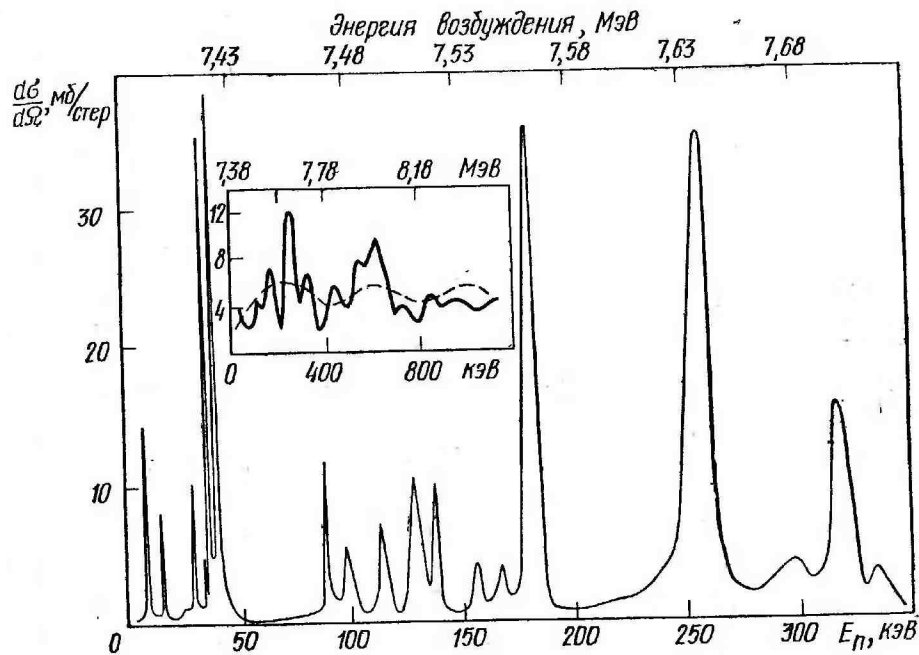


Рис. 79. Эффективное сечение реакции  $^{206}\text{Pb}(\gamma, n)^{207}\text{Pb}$  вблизи порога ( $E_n = 0 \div 350$  кэВ) [38]. Внутри — это же сечение в более широком интервале энергий ( $E_n = 0 \div 1,2$  МэВ), заглаженное с разрешением 40 кэВ. Пунктир — сечение фотонейтронной реакции для  $^{208}\text{Pb}$ , полученное с помощью источника аннигиляционных фотонов с энергетическим разрешением 140 кэВ [39]

Вильсона, ядерные эмульсии, магнитные спектрометры. Основными критериями выбора способа детектирования фотопротонов являются энергетическое разрешение и возможность надежного отделения протонов от электронно-позитронного фона. Наилучшим энергетическим разрешением обладают полупроводниковые счетчики и магнитные спектрометры. Использование этих приборов позволяет, кроме того, надежно отделить протоны от электронов и позитронов фона (фоновые условия были рассмотрены в § 33). В настоящее время наиболее широко применяются полупроводниковые детекторы. Они обладают высоким энергетическим разрешением (до 13—15 кэВ или 0,2% для протонов с энергией несколько МэВ) и исключительной простотой эксплуатации. Магнитный ана-

лиз позволяет получить еще более высокое энергетическое разрешение (до 0,05%). Однако приборы такого типа довольно громоздки и сложны и к тому же имеют очень малый телесный угол регистрации. Для эффективного использования этой методики необходимо наличие высокоточного линейного ускорителя и широкодиапазонного магнитного спектрометра. Пример такого сочетания — установка Университета Тохоку (Япония) [40]. В этой установке протоны после магнитного анализа детектировались с помощью 100 полупроводниковых счетчиков, расположенных в фо-

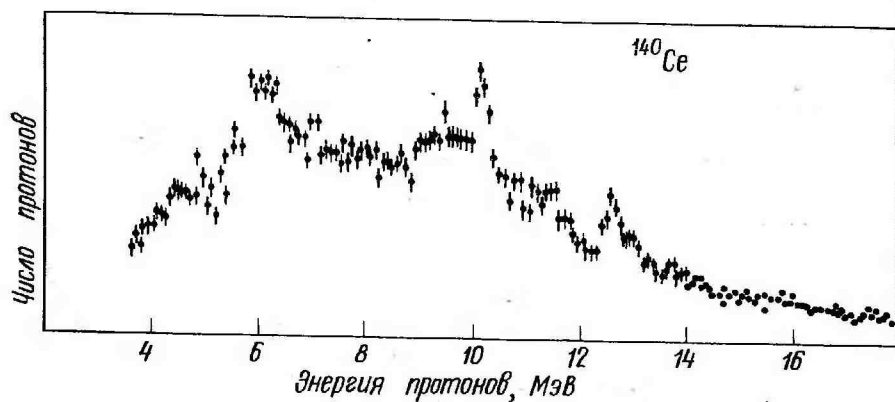


Рис. 80. Энергетический спектр протонов для ядра  $^{140}\text{Ce}$ , полученный при облучении мишени пучком электронов с  $E_0=30$  МэВ [41]

кальной плоскости спектрометра. Энергетическое разрешение, определяемое размерами счетчиков, составляло величину 0,36% для центральной орбиты спектрометра (радиус центральной орбиты был около 55 см). Телесный угол счетчика, соответствующего этой орбите, был равен  $7 \cdot 10^{-4}$  стер. Одновременно регистрировались протоны с энергиями в интервале (0,47—1,17)  $E_0$ , где  $E_0$  — энергия, отвечающая центральной орбите. Установка давала возможность регистрировать протоны с энергиями вплоть до 23 МэВ. На рис. 80 показан один из спектров, полученных с помощью этой установки.

Рассмотрим подробнее методику измерения энергетических спектров фотопротонов с помощью полупроводниковых детекторов, энергетическое разрешение которых достаточно для решения большинства экспериментальных задач. Блок-схема установки для измерения спектров фотопротонов аналогична блок-схеме установки для измерения выходов фотопротонов (см. рис. 74). Однако для регистрации протонов в данном случае нельзя использовать полупроводниковые детекторы с очень тонкими чувствительными слоями, поскольку речь идет о полном поглощении

протонов с энергиями вплоть до 20—30 МэВ (для энергий возбуждения, соответствующих гигантскому резонансу). Так, толщина рабочей области полупроводникового кремниевого детектора, предназначенного для спектрометрии протонов с энергиями до 20 МэВ, должна быть не менее 3 мм. В то же время эта величина равна пробегу электронов с энергией 2 МэВ в кремнии. С учетом же различных углов вылета электронов из мишени и значительной вероятности их рассеяния на большие углы в детекторе, величина энергии, оставленной электроном в таком полупроводниковом счетчике, может быть равна 5—7 МэВ и более. Очевидно, что за счет амплитудной дискриминации, как это осуществлялось при измерении кривых выхода фотопротонов, нельзя полностью отделить протоны от электронов и позитронов фона.

Для отделения протонов от электронов и позитронов можно использовать метод определения типа частицы, основанный на одновременном измерении ее удельных потерь ( $dE/dx$ ) и энергии ( $E$ ). Такие измерения можно осуществить с помощью двух полупроводниковых счетчиков, расположенных друг за другом и включенных в схему совпадений (подобная система называется телескопом). Передний  $dE/dx$ -счетчик тонкий, и частица оставляет в нем небольшую часть своей энергии. Толщина заднего счетчика достаточна для поглощения всей оставшейся энергии частицы.

Возможность определения типа частицы с помощью телескопа счетчиков основана на том, что  $dE/dx$  и  $E$  связаны приближенным соотношением

$$-\frac{dE}{dx} \sim \frac{MZ^2}{E}, \quad (35.4)$$

где  $M$  и  $Z$  — масса и заряд частицы. Из этого соотношения следует, что при одинаковой энергии, оставляемой частицами в заднем счетчике, амплитуда импульса с переднего счетчика существенно зависит от их массы и заряда.

С помощью телескопа счетчиков измеряется не обычный однопараметрический спектр (зависимость числа частиц  $N$  от их энергии  $E$ ), а двухпараметрический спектр  $N\left(\frac{dE}{dx}, E\right)$ . Из последнего легко получить однопараметрический спектр для частиц определенного типа.

Один из телескопов полупроводниковых счетчиков, с помощью которого были получены спектры фотопротонов, состоял из  $dE/dx$ -счетчика толщиной 20 мкм и  $E$ -счетчика толщиной 2 мм [42]. Площади чувствительных поверхностей этих счетчиков были равны соответственно 100 и 200 мм<sup>2</sup>. Импульсы со счетчиков поступали на ЭВМ для построения двухпараметрического  $\left(\frac{dE}{dx} \times E\right)$  спектра, который содержал  $128 \times 256$  точек.

### § 36. Исследование реакций типа $(\gamma, x\gamma')$

В результате фотоядерной реакции конечное ядро может оказаться в различных возбужденных состояниях. Используем обозначение  $A(\gamma, x_i)B$  для того варианта (канала) реакции  $A(\gamma, x)B$ , где  $x$  — частица или группа частиц, который приводит к образованию конечного ядра  $B$  в  $i$ -м состоянии ( $i=0, 1, 2$  и т. д. отвечают основному, первому, второму и т. д. возбужденным состояниям). Очевидно,

$$\sigma(\gamma, x) = \sum_{i=0}^{i_{\max}} \sigma(\gamma, x_i). \quad (36.1)$$

Изучение различных каналов фотоядерных реакций дает чрезвычайно ценную информацию о структуре атомных ядер и, в частности, о механизме формирования и распада гигантского резонанса.

Один из методов определения эффективных сечений фотоядерных реакций с образованием конечного ядра в различных возбужденных состояниях сводится к анализу энергетических спектров нуклонов, полученных в экспериментах с тормозным  $\gamma$ -излучением (см. § 27). Однако этот метод позволяет исследовать реакции, ведущие лишь к основному и нескольким первым возбужденным состояниям конечного ядра, поскольку для его успешного практического использования требуется, чтобы расстояние между соседними уровнями конечного ядра было достаточно большим (около 1 МэВ или больше).

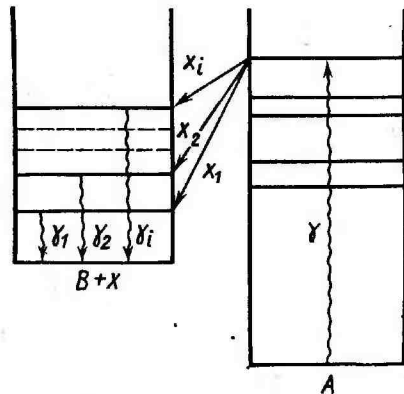


Рис. 81. Схема, поясняющая принцип исследования различных каналов реакции  $A(\gamma, x)B$  посредством измерения спектров  $\gamma$ -квантов

Другой метод изучения различных каналов фотоядерных реакций состоит в исследовании спектров  $\gamma$ -квантов, испускаемых конечными ядрами (рис. 81). Этот метод дает возможность исследовать только те каналы реакции, которые ведут к возбужденным состояниям конечного ядра. Однако чрезвычайно важным его достоинством является то, что он позволяет в случае использования обладающих высоким энергетическим разрешением полупроводниковых  $\gamma$ -спектрометров осуществить разделение очень близких (по энергии возбуждения конечного ядра) каналов реакции. Для фотоядерных реакций, которые сопровождаются испуска-

нием  $\gamma$ -квантов, существует обозначение  $(\gamma, x\gamma')$ . С учетом этого можно записать

$$\sigma(\gamma, x\gamma') = \sum_{i=1}^{i_{\max}} \sigma(\gamma, x_i\gamma_i). \quad (36.2)$$

Очень низкая эффективность полупроводниковых  $\gamma$ -спектрометров исключает возможность работы с источниками монохроматических фотонов, поэтому в экспериментах подобного типа (с применением полупроводниковых детекторов) используется только тормозное излучение. Однако и в этом случае вследствие низкой

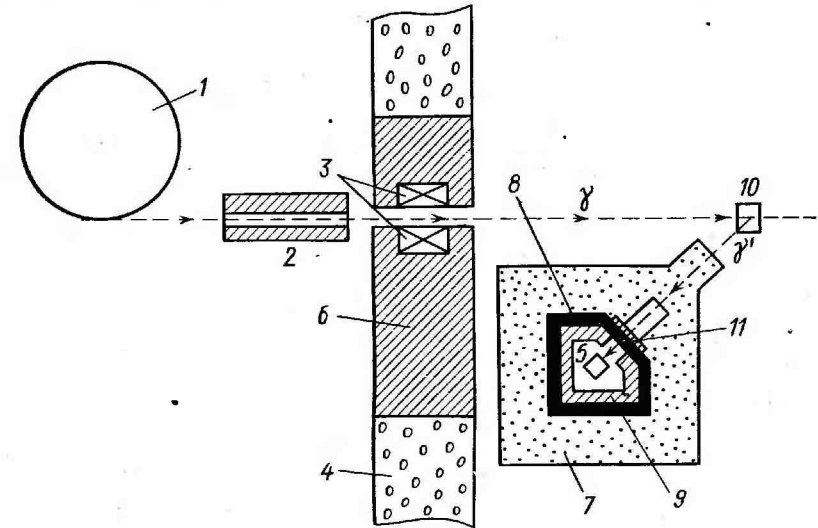


Рис. 82. Схема эксперимента по измерению спектров  $\gamma$ -квантов, испускаемых ядрами в результате реакций  $(\gamma, x\gamma')$

эффективности регистрации  $\gamma$ -квантов измерения проводятся обычно лишь при одном-двух значениях верхней границы тормозного излучения, что не позволяет получить достаточно точную зависимость  $\sigma(\gamma, x\gamma')$  от энергии возбуждения. В силу этого из экспериментов по измерению  $\gamma$ -спектров в настоящее время извлекается в основном информация об интегральных сечениях тех или иных каналов реакции.

Для измерения спектров  $\gamma$ -квантов применяются Ge (Li)-детекторы, имеющие чувствительный объем до  $100 \text{ см}^3$  и энергетическое разрешение до  $0,1\%$ . Поскольку опыт протекает в сложных фоновых условиях, принимаются специальные меры, обеспечивающие тщательную защиту детектора от постороннего излучения (рис. 82).

Пучок тормозного излучения от ускорителя 1 перед попада-

нием в экспериментальный зал проходит через длинный (около 1 м) свинцовый коллиматор 2 и очистительный магнит 3. Экспериментальный зал отделен от ускорительного зала бетонной стеной 4 толщиной 1,5—2 м. Прямое направление между ускорителем и детектором 5 перекрывается свинцом 6. Детектор располагается внутри многослойной защиты, состоящей из парафина 7, кадмия 8 и свинца 9 (толщина слоя парафина — 10÷30 см, свинца — около 20 см). В защите, окружающей детектор, имеется коллиматор, выделяющий направление на исследуемую мишень 10. Главными источниками фона являются комптоновское рассеяние тормозного излучения и образование пар в исследуемой мишени. Последний процесс приводит к интенсивному аннигиляционному излучению с энергией 0,511 МэВ. Для улучшения фоновых условий детектор располагается под углом большим 90° относительно направления тормозного излучения. Это приводит, во-первых, к уменьшению числа  $\gamma$ -квантов, рассеянных в сторону детектора, и, во-вторых, к снижению их средней энергии. Энергетический спектр фонового излучения имеет максимум в районе 300—600 кэВ. Поскольку в большинстве экспериментов по изучению ( $\gamma$ ,  $x\gamma'$ ) реакции регистрируются  $\gamma$ -кванты с энергиями больше 1—2 МэВ, то для улучшения отношения эффекта к фону между мишенью и детектором располагается фильтр из свинца 11 толщиной 2—4 см. Для обеспечения защиты детектора от фотонейтронов, образующихся в мишени, между ней и детектором часто помещают дополнительную защиту из замедлителя (обычно парафина толщиной до 50 см) и вещества, поглощающего тепловые нейтроны (карбид бора, фтористый литий и т. д.). Регистрация  $\gamma$ -квантов осуществляется лишь в момент прохождения тормозного излучения.

Основной физический эффект, в результате которого происходит регистрация  $\gamma$ -квантов с энергией  $E_\gamma > 2$  МэВ, — это процесс образования пар. Регистрация моноэнергетических  $\gamma$ -квантов в этом случае приводит к появлению в наблюдаемом спектре трех сдвинутых относительно друг друга на 0,511 МэВ линий с энергиями  $E_\gamma$ ,  $E_\gamma - 0,511$  и  $E_\gamma - 2 \cdot 0,511$  МэВ. Происхождение этих линий объясняется тем, что вследствие сравнительно малого чувствительного объема полупроводниковых детекторов вероятность регистрации одного или обоих фотонов, образующихся при аннигиляции позитрона, невелика (аннигиляционные фотоны «уходят» из чувствительного объема). Так, линия с энергией  $E_\gamma - 2mc^2 = E_\gamma - 1,02$  МэВ отвечает случаю, когда не регистрируются оба фотона, линия с энергией  $E_\gamma - 0,511$  МэВ — случаю, когда один из фотонов зарегистрирован в результате фотоэффекта в чувствительном объеме детектора. И, наконец, линия с наибольшей энергией ( $E_\gamma$ ) отвечает регистрации обоих аннигиляционных фотонов. Эти линии (пики) на приведенном ниже спектре  $\gamma$ -квантов (рис. 83) обозначаются буквами DE, SE и F в соответствии с их английской терминологией: double — escape, single — escape и

full — energy peaks. Для Ge(Li) детекторов объемом 20—30 см<sup>3</sup> большинство регистрируемых  $\gamma$ -квантов дает вклад в линию с энергией  $E_\gamma - 1,02$  МэВ.

Недостаток полупроводниковых  $\gamma$ -спектрометров в их невысокой эффективности (следствие малого чувствительного объема). Так, эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов с энергией больше 2 МэВ Ge(Li) детектором с чувствительным объемом 20 см<sup>3</sup> не превышает 0,2%. Поскольку  $\gamma$ -кванты к тому же регистрируются

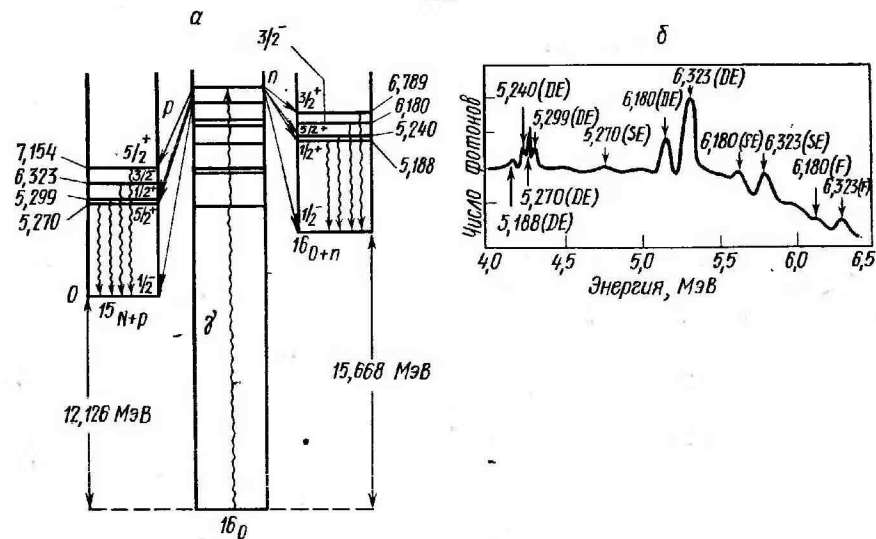


Рис. 83. Диаграммы нижних уровней ядер  $^{16}\text{O}$  и  $^{15}\text{N}$  (а); спектр  $\gamma$ -квантов (б), испускаемых этими ядрами в результате реакций  $^{16}\text{O}(\gamma, \frac{n}{p}\gamma')$ , полученный в работе [43] для тормозного излучения с верхней границей 36 МэВ

в пределах чрезвычайно малого телесного угла, набор необходимой статистики даже при использовании мишеней большой массы (сотни граммов) требует длительных измерений.

Возможности описываемого метода мы проиллюстрируем на примере реакций  $^{16}\text{O}(\gamma, n\gamma')$   $^{15}\text{O}$  и  $^{16}\text{O}(\gamma, p\gamma')$   $^{15}\text{N}$ . Диаграммы первых пяти состояний ядер  $^{15}\text{O}$  и  $^{15}\text{N}$  приведены на рис. 83, а. Пример ядра  $^{16}\text{O}$  показывает, насколько важная информация может быть получена в результате исследования спектров  $\gamma$ -квантов, испускаемых конечными ядрами. Действительно, согласно модели оболочек (см. § 15), в ядре  $^{16}\text{O}$  заполнены 1s и 1p оболочки и его основное состояние представляет собой конфигурацию  $(1s_{1/2})^4(1p_{3/2})^8(1p_{1/2})^4$ . При поглощении ядром  $^{16}\text{O}$  электрического дипольного  $\gamma$ -кванта происходит перемещение одного нуклона из 1p оболочки в следующую (1d—2s) оболочку, в результате чего образуется «дырка» в оболочке 1p. Поскольку мы ограничиваемся



рассмотрением только частично-дырочных ( $1p-1h$ ) возбуждений, то последующее испускание нуклона из  $1d$  или  $2s$  состояния может привести к образованию в конечном ядре лишь двух конфигураций —  $(1s_{1/2})^4(1p_{3/2})^8(1p_{1/2})^3$  или  $(1s_{1/2})^4(1p_{3/2})^7(1p_{1/2})^4$ . Очевидно, что первой конфигурации отвечают основные состояния конечных ядер ( $^{15}\text{O}$  или  $^{15}\text{N}$ ) со спином и четностью  $1/2^-$ , а второй — возбужденные состояния конечных ядер с характеристиками  $3/2^-$ . Последние имеют энергии 6,180 и 6,323 МэВ (см. рис. 83, а). Таким образом, учет только  $1p-1h$  возбуждений в ядре  $^{16}\text{O}$  может объяснить появление в результате реакций  $^{16}\text{O}(\gamma, n\gamma')^{15}\text{O}$  и  $^{16}\text{O}(\gamma, p\gamma')^{15}\text{N}$  лишь этих двух  $\gamma$ -линий (6,180 и 6,323 МэВ). Действительно, эти линии наиболее интенсивные в экспериментальных спектрах (рис. 83, б). Однако, кроме этого, в спектре присутствует заметная группа пиков с энергиями примерно 5,2—5,3 МэВ. Более точные измерения показали, что эта группа содержит четыре линии, соответствующие  $\gamma$ -переходам из возбужденных состояний  $1/2^+$  и  $5/2^+$  на основные состояния  $1/2^-$  в ядрах  $^{15}\text{O}$  и  $^{15}\text{N}$  (см. рис. 83, а). Возникновение этих линий нельзя объяснить, ограничиваясь рассмотрением только  $1p-1h$  возбуждений. Состояния положительной четности в ядрах  $^{15}\text{O}$  и  $^{15}\text{N}$  могут возникнуть лишь в том случае, когда в  $1p$  оболочке будет образовано четное число дырок. Поэтому наличие в спектре  $\gamma$ -квантов заметной группы пиков с энергиями в районе 5,2—5,3 МэВ указывает на существенную роль в формировании гигантского резонанса в ядре  $^{16}\text{O}$  многочастично-многодырочных ( $2p-2h$ ,  $4p-4h$  и т. д.) конфигураций. Результаты экспериментов по изучению спектров  $\gamma$ -квантов, испускаемых ядрами  $^{15}\text{O}$  и  $^{15}\text{N}$ , показывают, что примерно в 25% случаев для фотопротонной реакции и в 20% случаев для фотонейтронной распад гигантского резонанса идет через те состояния конечного ядра, которые имеют положительную четность.

Мы уже говорили о том, что низкая эффективность полупроводниковых  $\gamma$ -спектрометров исключает использование источников монохроматических фотонов. Применение же сцинтилляционных  $\gamma$ -спектрометров, имеющих высокую эффективность, затруднено в силу их плохого энергетического разрешения. Так, спектры  $\gamma$ -квантов, полученные с помощью сцинтилляционных  $\gamma$ -спектрометров для мишени из кислорода, не позволяют разделить вклады реакций  $^{16}\text{O}(\gamma, n\gamma')$  и  $^{16}\text{O}(\gamma, p\gamma')$ , поскольку схемы нижних уровней конечных ядер  $^{15}\text{O}$  и  $^{15}\text{N}$  совпадают с точностью до 100—200 кэВ (см. рис. 83, а). Однако если наряду со сцинтилляционным  $\gamma$ -спектрометром использовать детектор протонов или нейтронов и измерять спектр лишь тех фотонов, испускание которых коррелирует по времени с регистрацией соответствующего нуклона, то можно отделить фотопротонную реакцию от фотонейтронной даже при одинаковой последовательности уровней конечных ядер. Подобный метод применялся в работе [44] для разделения реакций  $^{16}\text{O}(\gamma, n\gamma')$  и  $^{16}\text{O}(\gamma, p\gamma')$ . Использовался источник квазимонохро-

матических фотонов, полученный аннигиляцией на лету быстрых позитронов. Спектр  $\gamma$ -квантов, испускаемых конечными ядрами, измерялся с помощью двух больших кристаллов  $\text{NaJ(Tl)}$ , расположенных внутри высокоэффективного детектора нейтронов, регистрация которых после замедления осуществлялась пропорциональными борными счетчиками (принцип работы такого детектора был описан в § 33). Изменялись спектры  $\gamma$ -квантов в условиях совпадений и антисовпадений с импульсами нейтронного детектора. Можно показать, что в тех случаях, когда вероятностью двух и более актов фотоядерной реакции в одном цикле работы ускорителя можно пренебречь, анализ вышеуказанных спектров  $\gamma$ -квантов позволяет осуществить разделение реакций  $(\gamma, n\gamma')$  и  $(\gamma, p\gamma')$ . С помощью этого метода для ядра  $^{16}\text{O}$  в широкой области энергий возбуждения (17—28 МэВ) были получены эффективные сечения фотопротонных и фотонейтронных реакций, идущих через различные состояния конечного ядра.

### § 37. Обратные фотоядерные реакции

Рассмотрим фотоядерную реакцию  $A(\gamma, x_i)B$ , в результате которой из ядра  $A$  выбивается частица  $x$ , а конечное ядро остается в  $i$ -м состоянии ( $i=0$  отвечает основному состоянию,  $i=1$  — первому возбужденному состоянию,  $i=2$  — второму и т. д.). Схема реакции  $A(\gamma, x_i)B$  показана на рис. 84, а. Эффективное сечение  $\sigma(\gamma, x_i)$  такой фотоядерной реакции для неполяризованных фотонов связано с эффективным сечением  $\sigma(x_i, \gamma)$  обратной ей реакции известным соотношением детального баланса

$$2(2J_A + 1)k_\gamma^2 \sigma(\gamma, x_i) = (2J_x + 1)(2J_{B_i} + 1)k_x^2 \sigma(x_i, \gamma), \quad (37.1)$$

где  $J_x$  — спин частицы  $x$ ,  $J_A$  и  $J_{B_i}$  — спины ядер  $A$  и  $B$  соответственно в основном и  $i$ -м состоянии, а  $k_\gamma$  и  $k_x$  — волновые числа фотона и частицы  $x$  ( $k=p/\hbar$ , где  $p$  — импульс фотона или частицы, а  $\hbar$  — постоянная Планка).

Таким образом, если известно сечение обратной фотоядерной реакции  $(x_i, \gamma)$ , то эффективное сечение прямой реакции  $(\gamma, x_i)$  можно получить с помощью соотношения детального баланса. Это указывает на принципиальную возможность изучения фотоядерных реакций с помощью обратных реакций, привлекательных тем, что их экспериментальное исследование не сопряжено с трудностями использования несовершенных источников  $\gamma$ -квантов.

Поскольку основными фотоядерными реакциями являются фотопротонная и фотонейтронная реакции, то большой интерес должно представлять изучение обратных им реакций  $(p_i, \gamma)$  и  $(n_i, \gamma)$ . Реально для исследований в области гигантского резонанса (энергия возбуждения 10—30 МэВ) и выше можно использовать лишь первую из этих реакций, так как существующие источники быстрых монохроматических нейтронов регулируемой энер-

гии, получаемых обычно в таких реакциях, как  ${}^3\text{H} (p, n) {}^3\text{He}$  и  ${}^3\text{H} (d, n) {}^4\text{He}$ , не обладают достаточной интенсивностью. Кроме того, поскольку при проведении экспериментов нет возможности использовать мишени, все ядра которых находятся в каком-либо

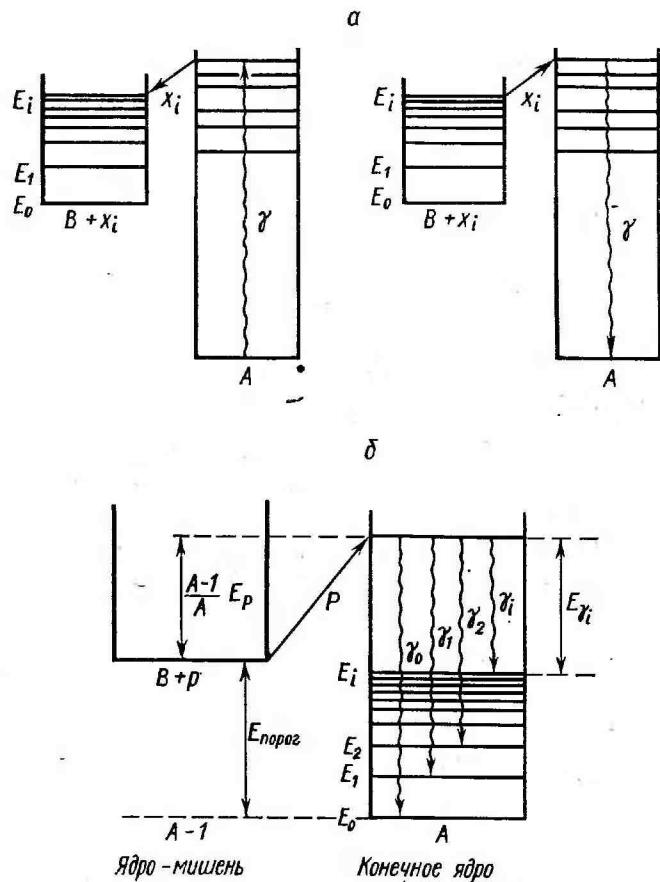


Рис. 84. Схема прямой (слева) и обратной (справа) фото-ядерной реакции (а); возможные каналы реакции (р, γ) (б)

состоянии, отличном от основного (т. е. в каком-либо возбужденном состоянии), то круг представляющих практический интерес реакций типа  $(p_i, \gamma)$  ограничивается одной реакцией —  $(p_0, \gamma)$ , которую обычно называют просто реакцией  $(p, \gamma)$ . В дальнейшем также вместо обозначения  $(p_0, \gamma)$  будем использовать обозначение  $(p, \gamma)$ .

При облучении монохроматическими протонами мишени, со-

стоящей из ядер  $B$ , испускаются  $\gamma$ -кванты различных энергий, причем уносимая ими энергия зависит от конечного состояния ядра  $A$  (рис. 84, б). В связи с этим

$$\sigma(p, \gamma) = \sigma(p, \gamma_0) + \sigma(p, \gamma_1) + \sigma(p, \gamma_2) + \dots$$

С результатами прямых фотопротонных экспериментов можно связать лишь результаты исследований реакции  $(p, \gamma_0)$ , поскольку экспериментальные данные для реакций  $(\gamma_1, p)$ ,  $(\gamma_2, p)$  и т. д. отсутствуют (причины очевидно те же, что и для реакций  $(p_1, \gamma)$ ,  $(p_2, \gamma)$  и т. д.).

Помимо реакции  $(\gamma, p_0)$  метод обратных фотоядерных реакций позволяет изучать реакции  $(\gamma, d_0)$ ,  $(\gamma, t_0)$  и  $(\gamma, \alpha_0)$ . Однако за исключением самых легких ядер вклад этих реакций в полное сечение фотопоглощения чрезвычайно мал. Поскольку принцип изучения всех вышеперечисленных реакций обсуждаемым методом одинаков, то в дальнейшем будем говорить в основном о реакции  $(p, \gamma_0)$ , исследованию которой посвящено наибольшее число работ.

Основное достоинство метода обратных фотоядерных реакций — это возможность использования регулируемого по энергии пучка заряженных частиц, имеющего очень высокую степень монохроматичности. Большинство экспериментов по измерению сечений обратных фотоядерных реакций проводилось с помощью пучка заряженных частиц от электростатических ускорителей (генераторов Ван-де-Граафа). Как известно, современные электростатические генераторы с перезарядкой (тандемы) позволяют ускорять протоны вплоть до 32 МэВ. Степень монохроматичности пучка чрезвычайно высока и достигает 0,01%. Никакой другой ускоритель в указанном диапазоне энергий не позволяет получить столь высокую степень монохроматичности. В принципе энергетическое разрешение экспериментов, выполняемых с помощью электростатических генераторов, может достигать величины порядка 1 кэВ для энергий возбуждения, соответствующих гигантскому резонансу.

В действительности же такое разрешение не удается получить. Причина этого кроется в весьма малых эффективных сечениях реакции  $(p, \gamma_0)$  (не говоря уже о реакциях  $(d, \gamma_0)$ ,  $(t, \gamma_0)$  и  $(\alpha, \gamma_0)$ ), которые в десятки раз меньше и без того небольших эффективных сечений, соответствующих им прямым реакциям  $(\gamma, p_0)$ . В самом деле, из выражения (37.1) следует, что

$$\sigma(p, \gamma_0) = \frac{(2J_A + 1)}{(2J_B + 1)} \left( \frac{k_\gamma}{k_p} \right)^2 \sigma(\gamma, p_0). \quad (37.2)$$

Для оценок можно положить  $(2J_A + 1)/(2J_B + 1) \approx 1$ . Таким образом, соотношение между  $\sigma(p, \gamma_0)$  и  $\sigma(\gamma, p_0)$  зависит в основном от множителя  $(k_\gamma/k_p)^2$ . Так как

$$k_\gamma = p_\gamma/\hbar = E_\gamma/\hbar c, \quad (37.3)$$

где  $E_\gamma$  — энергия фотона, а

$$k_p = \frac{\sqrt{2m_p E_p}}{\hbar} = \frac{\sqrt{2E_p \cdot m_p c^2}}{\hbar c}, \quad (37.4)$$

где  $m_p$  — масса покоя протона (рассматривается нерелятивистский случай), то

$$\left(\frac{k_\gamma}{k_p}\right)^2 = \frac{E_\gamma^2}{2E_p \cdot m_p c^2}. \quad (37.5)$$

Если  $E_\gamma \approx 20$  МэВ, что соответствует гигантскому резонансу, то  $E_p \approx E_\gamma/2 \approx 10$  МэВ и, следовательно,

$$\left(\frac{k_\gamma}{k_p}\right)^2 \approx \frac{2E_p}{m_p c^2} \approx \frac{20}{940} \approx 0,02. \quad (37.6)$$

Поскольку средние токи пучков тандем-генераторов сравнительно невелики (микроамперы), то для создания необходимой скорости счета  $\gamma$ -квантов радиационного захвата протонов приходится использовать мишени такой толщины, которая ограничивает разрешение на уровне по крайней мере нескольких десятков кэВ. Таким образом, энергетическое разрешение эксперимента определяется в основном не степенью монохроматичности пучка, а толщиной мишени. В тех случаях, когда сечения  $(p, \gamma_0)$  реакции максимальны и можно работать со сравнительно тонкими мишенями, энергетическое разрешение достигает 10—20 кэВ, позволяя в сечении исследовать резонансы шириной 20—50 кэВ (рис. 85).

Кроме того, низкие выходы обратных фотоядерных реакций заставляют экспериментаторов использовать такие детекторы  $\gamma$ -квантов, которые имеют максимально возможную эффективность регистрации. Приходится жертвовать энергетическим разрешением. Для регистрации  $\gamma$ -квантов используются высококачественные кристаллы NaJ(Tl) больших размеров (диаметром и высотой до 30 см), обеспечивающие для  $\gamma$ -квантов с  $E_\gamma \approx 20$  МэВ эффективность регистрации, близкую к единице (если оценивать эффективность регистрации по количеству фотонов, дающих вклад в пик полного поглощения, то она, конечно, будет значительно меньше единицы), и энергетическое разрешение примерно 5—7%.

Применение таких больших кристаллов заставляет принимать меры по защите их от большого нейтронного и  $\gamma$ -фона, вызываемого реакциями типа  $(p, n)$ ,  $(p, p'\gamma)$  и  $(p, \alpha\gamma)$ , идущими с большим выходом. Детектирующая установка во многом аналогична той, которая была описана в § 36 (см. рис. 82). Кристалл располагается обычно под углом  $90^\circ$  к протонному пучку (рис. 86) и окружается защитой из парафина, кадмия и свинца, обеспечивающей поглощение нейтронов и  $\gamma$ -квантов, летящих на детектор не от исследуемой мишени. Кроме того, защита из парафина часто ставится и на пути регистрируемых  $\gamma$ -квантов для более эффективного подавления нейтронного фона со стороны мишени.

Метод обратных фотоядерных реакций применяется в основном для исследования легких и средних ядер. Это объясняется следующими обстоятельствами.

1. Степень выделения  $\gamma$ -квантов радиационного захвата из фона увеличивается с ростом их энергии. Поэтому легкие ядра,

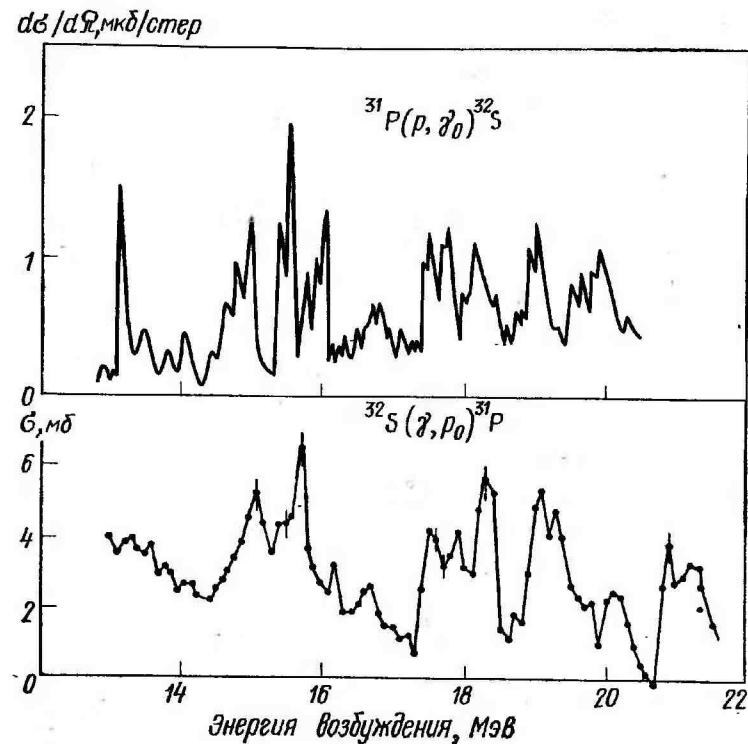


Рис. 85. Верхний рисунок — сечение реакции  $^{31}\text{P}(p, \gamma_0)^{32}\text{S}$  [45]; нижний — сечение реакции  $^{32}\text{S}(\gamma, p_0)^{31}\text{P}$ , полученное из анализа спектров фотопротонов по методу, описанному в § 27 [46]

имеющие энергии возбуждения гигантского резонанса 20—25 МэВ, относительно хорошо поддаются изучению с помощью обратных реакций.

2. Появляется возможность разделения переходов, идущих на различные низковозбужденные состояния конечного ядра (рис. 87), так как для многих легких ядер расстояние между ними 1,5—2,0 МэВ, что больше разрешения NaJ(Tl) кристалла, которое для  $E_\gamma \approx 20$  МэВ составляет величину порядка 1 МэВ. Для средних и особенно тяжелых ядер расстояние между низколежащими уровнями уменьшается, что мешает выделению  $\gamma$ -канала.

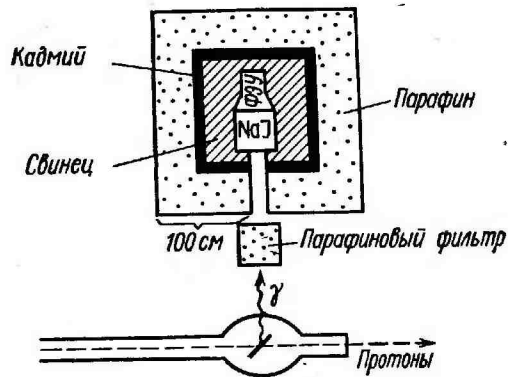


Рис. 86. Установка для измерения эффективных сечений реакций  $(p, \gamma)$

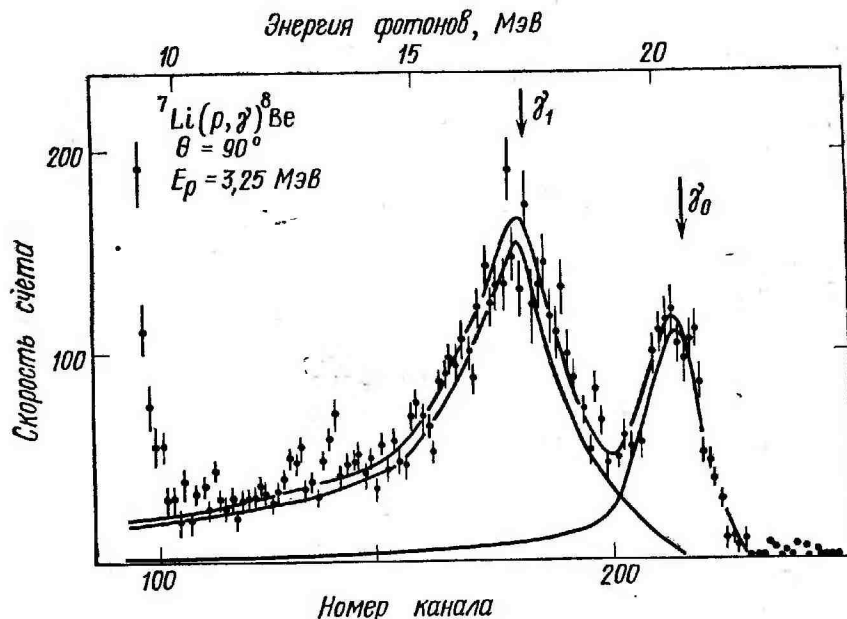


Рис. 87. Спектр  $\gamma$ -квантов радиационного захвата протонов с энергией 3,25 МэВ ядром  ${}^7\text{Li}$  [47]. Размеры NaI кристалла —  $24 \times 24$  см. Энергия возбуждения первого уровня в ядре  ${}^8\text{Be}$  равна 2,94 МэВ. Ширина  $\gamma_0$ -линии определяется только разрешением  $\gamma$ -спектрометра ( $\approx 5\%$ ).  $\gamma_1$ -линия дополнительно уширяется за счет собственной ширины  $\Gamma_1$  первого возбужденного состояния ( $\Gamma_1 \approx 1,5$  МэВ)

3. По мере увеличения массового числа уменьшается сечение  $(\gamma, p_0)$  и соответственно  $(p, \gamma_0)$  реакции. Напомним, что вклад фотопротонных сечений в полное сечение поглощения велик лишь для легких и некоторых средних ядер и быстро падает при переходе к тяжелым ядрам (см. рис. 11). Помимо этого доля переходов в основное состояние также максимальна для легких ядер (она колеблется от нескольких десятков процентов для легких ядер с заполненными оболочками до нескольких процентов в случае легких ядер с нечетным числом нуклонов).

Исследование сечений различных обратных фотоядерных реакций  $((p, \gamma), (d, \gamma)$  и  $(\alpha, \gamma))$ , приводящих к одному и тому же конечному ядру  $A$ , позволяет получить очень важную информацию об изобарическом спине резонансов, возбуждаемых в этом ядре, и таким образом дает возможность эффективной проверки концепции изоспинового расщепления гигантского резонанса (см. § 18). Действительно, пусть ядро  $A$  состоит из  $N$  нейтронов и  $Z$  протонов, тогда изоспин  $T_0$  его основного состояния равен  $\frac{N-Z}{2}$ .

Для получения конечного ядра  $A$  в реакции  $(p, \gamma)$  необходимо использовать мишень, ядра которой состоят из  $N$  нейтронов и  $Z-1$  протонов. Изоспин основного состояния такого ядра равен  $\frac{N-Z}{2} + \frac{1}{2}$  или  $T_0 + \frac{1}{2}$ . Захват протона, имеющего, как известно, изоспин  $1/2$  ядром с изоспином  $T_0 + \frac{1}{2}$  приводит к об-

разованию в конечном ядре  $A$  состояний двух типов — с  $T_< = T_0$  и  $T_> = T_0 + 1$ . Если получать ядра  $A$  с помощью реакций  $(d, \gamma)$  и  $(\alpha, \gamma)$ , то в качестве ядер-мишеней нужно использовать ядра с числом нейтронов и протонов, соответственно равным  $N-1, Z-1$  и  $N-2, Z-2$ . Для обоих типов ядер-мишеней изоспин равен  $N-Z/2$ , т. е. совпадает с изоспином  $T_0$  основного состояния ядра  $A$ . Поскольку изоспин дейтона и  $\alpha$ -частицы равен нулю, то  $(d, \gamma)$  и  $(\alpha, \gamma)$  реакции приводят к возбуждению в ядре  $A$  состояний только с одним изоспином  $T_< = T_0$ . Сравнение эффективных сечений реакций  $(p, \gamma), (d, \gamma)$  и  $(\alpha, \gamma)$  для одинакового конечного ядра позволяет таким образом получить информацию, если не о величине изобарического спина отдельных состояний, то по крайней мере о тех областях энергий возбуждения, в которых группируются состояния с различным изоспином (рис. 88).

Дополнительную информацию можно извлечь из экспериментов по радиационному захвату поляризованных протонов (для таких реакций используется обозначение  $(\vec{p}, \gamma)$ ). Изучение угловых распределений фотонов, испускаемых в таких реакциях, как функции энергии протона, позволяет установить, какие конфигурации вносят наибольший вклад в формирование гигантского резонанса. Правда достаточно надежная информация такого рода может быть получена лишь тогда, когда число основных конфигу-



раций невелико, как это имеет место в случае дважды магического легкого ядра  $^{16}\text{O}$ . Изучение реакций  $^{15}\text{N}(p, \gamma)^{16}\text{O}$  [50] позволило установить, что возбуждение гигантского резонанса в ядре  $^{16}\text{O}$  связано в основном с переходами типа  $1p^{-1}d_{3/2}$  и  $1p^{-1}d_{5/2}$ .

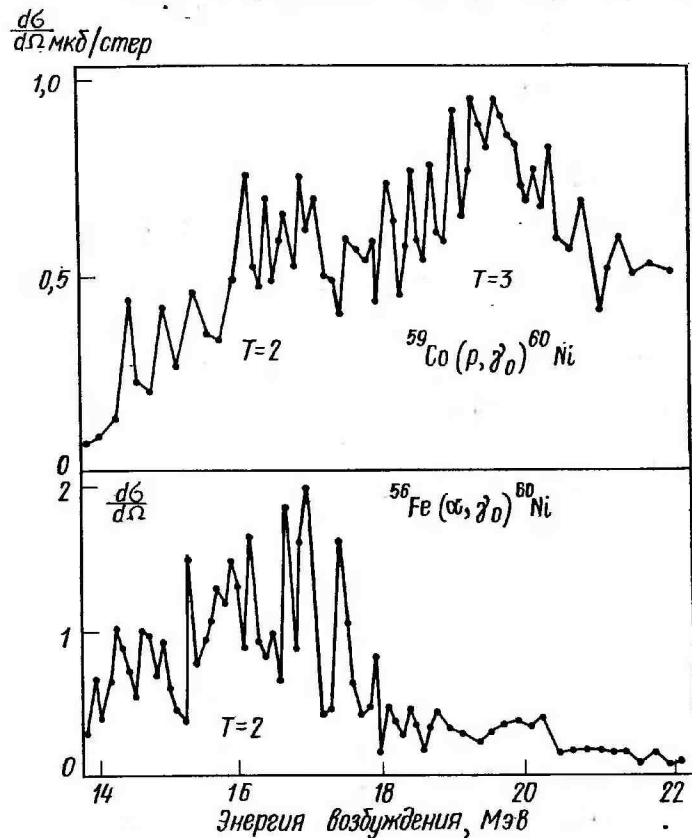


Рис. 88. Сечения реакций  $^{59}\text{Co}(p, \gamma)^{60}\text{Ni}$  и  $^{56}\text{Fe}(\alpha, \gamma)^{60}\text{Ni}$  [48, 49]

### § 38. Исследование структуры атомных ядер с помощью рассеяния электронов

Процесс возбуждения атомных ядер с помощью рассеяния электронов или электровозбуждения имеет много общего с процессом фотовозбуждения. В том и в другом случае взаимодействие налетающей частицы с ядром осуществляется посредством электромагнитного поля, свойства которого хорошо известны.

Процесс электровозбуждения имеет, однако, принципиальное преимущество перед фотовозбуждением. Поглощение фотона с энергией  $E_\gamma$  ядром всегда сопровождается передачей ему малого

импульса  $E_\gamma/c$ , в то время как возбуждение ядра до той же энергии с помощью рассеяния электронов возможно при разных переданных импульсах (как малых, так и больших). Это позволяет для данного уровня исследовать зависимость матричного элемента перехода от величины переданного импульса, что, в свою очередь, дает возможность определить тип и мультипольность

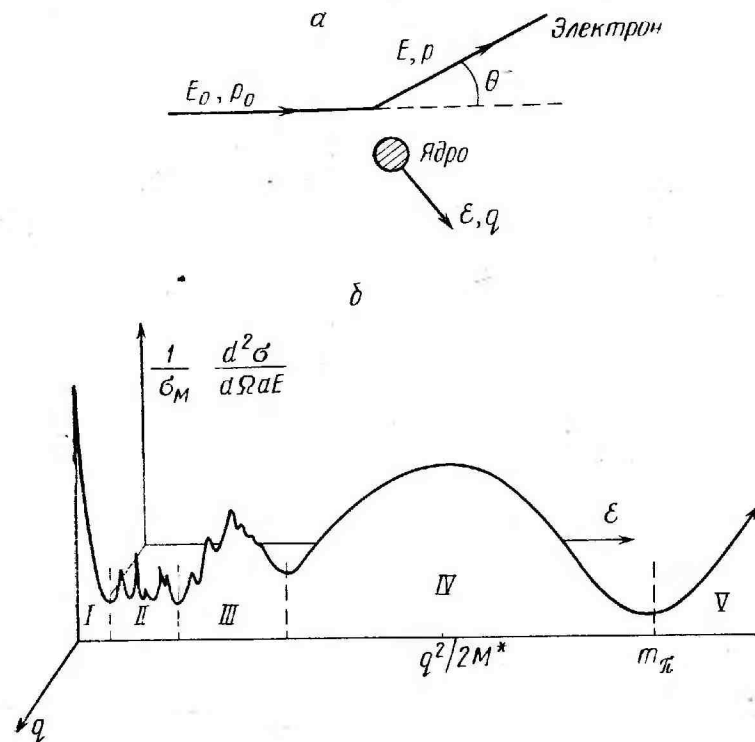


Рис. 89. Рассеяние электрона ядром (а); общий вид зависимости сечения рассеяния электронов от переданной ядру энергии при фиксированном переданном импульсе (б)

уровня. Необходимо также подчеркнуть, что при электровозбуждении с передачей больших (т. е. существенно превышающих  $E_\gamma/c$ ) импульсов могут возбуждаться уровни, практически не проявляющиеся при фотовозбуждении.

**Кинематика рассеяния.** Обозначим через  $E_0, E$  и  $p_0, p$  энергии и импульсы электрона до и после процесса рассеяния, а через  $\varepsilon$  и  $q$  — энергию и импульс, переданные ядру (рис. 89, а). Очевидно,  $\varepsilon = E_0 - E$  и  $q = p_0 - p$ .

При рассеянии электрона между величиной переданного импульса  $q = |q|$  и энергией  $\varepsilon$  выполняется соотношение

$$q^2 - \varepsilon^2/c^2 > 0. \quad (38.1)$$

Действительно, вводя угол рассеяния  $\theta$ , получаем

$$q^2 = p_0^2 + p^2 - 2p_0p \cos \theta. \quad (38.2)$$

Если рассматривать релятивистский случай, то, полагая массу электрона равной нулю, приходим к соотношению

$$q^2 = \frac{1}{c^2} (E_0^2 + E^2 - 2E_0E \cos \theta).$$

Откуда

$$q^2 = \frac{(E_0 - E)^2}{c^2} = \frac{2E_0E}{c^2} (1 - \cos \theta), \quad (38.3)$$

что и подтверждает справедливость (38.1).

При поглощении ядром фотонов с энергией  $\varepsilon = E_\gamma$  ему всегда передается импульс  $q = E_\gamma/c$  и поэтому выполняется соотношение

$$q^2 - \frac{\varepsilon^2}{c^2} = 0.$$

Если зафиксировать начальную и конечную энергию электрона, а следовательно, и переданную ядру энергию, и менять угол  $\theta$ , то из выражения (38.3) получаем, что переданный импульс может меняться от  $q_{\min} \approx \varepsilon/c$  при  $\theta \approx 0^\circ$  до

$$q_{\max} = \frac{1}{c} \sqrt{E_0^2 + E^2 + 2E_0E} \text{ при } \theta = 180^\circ \\ = \frac{1}{c} (E_0 + E)$$

Таким образом, при рассеянии электронов на малые углы соотношение между переданной ядру энергией и импульсом примерно такое же, как и для фотопоглощения.

**Общий характер сечения рассеяния электронов.** Зависимость дважды дифференциального сечения рассеяния электронов ядром от величины переданной энергии схематически изображена на рис. 89, б.

Область I соответствует упругому рассеянию, когда  $\varepsilon = 0$  (мы пренебрегаем отдачей ядра). Эффективное сечение в этой области имеет максимум в начале энергетической шкалы, называемый пиком упругого рассеяния. Впервые эффективное сечение упругого рассеяния было рассчитано Моттом в 1929 г. Рассматривая ядро как точку с зарядом  $Ze$ , он получил

$$\sigma_M = \left( \frac{Ze^2}{2E_0} \right)^2 \frac{\cos^2 \theta/2}{\sin^4 \theta/2}. \quad (38.4)$$

При переданных импульсах  $q \gg \hbar/R$ , где  $R$  — радиус ядра, сечение упругого рассеяния должно отличаться от моттовского. Изучение этого отклонения позволяет получать информацию о распределении заряда в основном состоянии.

Область II ( $\varepsilon > 0$ ) соответствует возбуждению отдельных ядерных уровней ниже порога выбивания частиц.

Область III отвечает гигантскому резонансу, т. е. возбуждению уровней, расположенных в непрерывном спектре. Исследование величины отдельного пика в областях II и III как функции переданного импульса позволяет установить мультипольность ядерного состояния.

Следующая область сечения (IV) представляет собой широкий максимум, называемый максимумом квазиупругого рассеяния и соответствующий упругому рассеянию электрона на отдельных нуклонах ядра с их последующим выбиванием. Если бы нуклоны были свободными и находились в покое, то этот максимум был бы узким и располагался при энергии  $q^2/2M$ , где  $M$  — масса нуклона. Взаимодействие между нуклонами внутри ядра приводит к тому, что максимум квазиупругого рассеяния смещается к энергии  $q^2/2M^*$ , где  $M^*$  — эффективная масса нуклона в ядре. Кроме того, распределение нуклонов по импульсам приводит к сильному уширению максимума. Исследование квазиупругого рассеяния позволяет получать информацию об одночастичных свойствах ядер, таких, например, как энергии связи нуклонов в различных оболочках и их импульсное распределение.

Область V расположена выше порога рождения пионов ( $\approx 135$  МэВ), поэтому существенную роль играют мезонные эффекты.

В дальнейшем ограничимся рассмотрением областей I—III.

**Формула для сечения рассеяния электронов. Поперечный и продольный форм-факторы.** Сечение рассеяния электронов ядром, отдачей которого мы пренебрегаем, может быть записано в следующем виде (см. формулы (1.1) и (7.2)):

$$d\sigma = \frac{1}{v_0} \frac{2\pi}{\hbar} |\langle f | V_e | i \rangle|^2 d\rho_e, \quad (38.5)$$

где  $v_0$  — плотность начального потока электронов, имеющих скорость  $v_0$  для волн, нормированных в ящике единичного объема,  $V_e$  — оператор взаимодействия электронов с ядром, а  $d\rho_e$  — плотность конечных состояний электрона.

Величины  $v_0$  и  $d\rho_e$  можно выразить через начальные и конечные импульсы и энергии электрона, используя релятивистские соотношения для энергии и импульса и формулу (10.12). Получаем

$$v_0 = \frac{p_0 c^2}{E_0}, \quad d\rho_e = \frac{pE}{(2\pi\hbar)^3 c^2} d\Omega,$$

где  $d\Omega$  — элемент телесного угла для рассеянного электрона. С учетом этого

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{E_0 E}{4\pi^2 \hbar^4 c^4} \left( \frac{p}{p_0} \right) |\langle f | V_e | i \rangle|^2. \quad (38.6)$$

Оператор  $V_e$  — не что иное, как энергия взаимодействия электрона с ядром, причем, как мы уже подчеркивали, это взаимодействие чисто электромагнитное.

Процесс рассеяния электрона ядром можно рассматривать как процесс взаимодействия последнего с электромагнитным полем электрона. Вид оператора взаимодействия системы (в данном случае атомного ядра), характеризуемой плотностями заряда и тока  $\rho(\mathbf{r})$  и  $\mathbf{j}(\mathbf{r})$ , с электромагнитным полем заряженной частицы (электрона) может быть получен из формул прил. 1. Поскольку электромагнитное поле заряженной частицы в отличие от поля электромагнитной волны характеризуется при любой калибровке не только векторным потенциалом  $\mathbf{A}$ , но и скалярным потенциалом  $\phi$ , то для соответствующего оператора взаимодействия получаем выражение (ср. с формулой (11.3) прил. 1)

$$V_e = \int \left( \rho\phi - \frac{1}{c} \mathbf{j}\mathbf{A} \right) d\mathbf{r}. \quad (38.7)$$

Таким образом, в отличие от взаимодействия со свободной электромагнитной волной (фотонами) это выражение содержит дополнительный член  $\int \rho\phi d\mathbf{r}$ , описывающий кулоновское взаимодействие зарядов.

Чтобы получить окончательную формулу для  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ , необходимо найти скалярный и векторный потенциалы электрона и осуществить их разложение по мультиполям. Это позволит в выражении (38.6) выделить матричные элементы определенной мультипольности, т. е. матричные элементы, отвечающие переходам между состояниями ядра с определенными моментами и четностями.

Ниже мы запишем окончательный результат. Для того чтобы его понять, необходимо сделать ряд пояснений.

С точки зрения квантовой электродинамики рассеяние электрона ядром можно трактовать как испускание фотона одним из заряженных тел и его последующее поглощение другим телом. Если ограничиться рассмотрением только однофотонного обмена, то рассеянию электрона соответствует диаграмма (рис. 90). Между заряженными телами может происходить обмен лишь виртуальными (ненаблюдаемыми) фотонами. Для таких фотонов в отличие от реальных условие поперечности (см. формулу (1.4)) не обязательно, поскольку взаимодействие между заряженными телами может осуществляться через продольную и скалярную компоненты электромагнитных потенциалов. Примером этого является обычно кулоновское взаимодействие. Таким образом, электрон и ядро обмениваются как поперечными, так и продольными фотонами. Член  $\int \rho\phi d\mathbf{r}$  в формуле (38.7), описывающий кулоновское взаимодействие, отвечает обмену продольными виртуальными фотонами, а член  $\int \mathbf{j}\mathbf{A} d\mathbf{r}$  — обмену как поперечными, так и продоль-

ными виртуальными фотонами, поскольку условие  $\text{div } \mathbf{A} = 0$  уже не выполняется. Иначе говоря, векторный потенциал  $\mathbf{A}$  электрона содержит продольную и поперечную компоненты, причем поперечная компонента дает эффект, аналогичный взаимодействию с реальными фотонами. В соответствии с этим эффективное сечение рассеяния электронов также распадается на продольную и поперечную компоненты. Продольная описывает чисто кулоновское взаимодействие, определяемое скалярной частью электромагнитного потенциала, а также взаимодействие с продольной составляющей векторного потенциала. Это последнее взаимодействие также можно выразить через кулоновское (скалярное) взаимодействие, поэтому продольную компоненту эффективного сечения рассеяния электронов часто называют кулоновской.

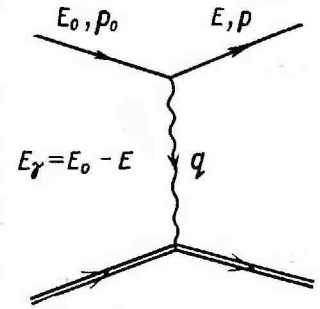


Рис. 90. Диаграмма рассеяния электрона ядром. Ядру соответствует двойная линия

Если выбрать в качестве волновых функций электрона плоские волны, то после разложения по мультиполям из формулы (38.6) можно получить выражение для дифференциального сечения рассеяния неполяризованных электронов на неориентированных ядрах [51]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{8\pi e^2}{(\hbar c)^4} \left( \frac{p}{p_0} \right) \frac{2J_f + 1}{2J_i + 1} \left\{ \frac{E_0 E + c^2 \mathbf{p}_0 \mathbf{p} + m^2 c^4}{k^4} \sum_{J=0}^{\infty} |\langle f \| T_J^{\text{кулон}}(q) \| i \rangle|^2 + \frac{E_0 E - c^2 \hat{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{p}_0 \hat{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{p} - m^2 c^4}{c^2 (k^2 - k_{\min}^2)^2} \sum_{J=1}^{\infty} [|\langle f \| T_J^e(q) \| i \rangle|^2 + |\langle f \| T_J^m(q) \| i \rangle|^2] \right\}, \quad (38.8)$$

где  $J_i$  и  $J_f$  — спины начального и конечного состояния ядра,  $k$  и  $k_{\min}$  — волновые числа переданного импульса и минимально возможного переданного импульса ( $k = q/\hbar$ ,  $k_{\min} = q_{\min}/\hbar = E_0 - E/\hbar c$ ),  $\hat{\mathbf{k}}$  — единичный вектор в направлении  $\mathbf{k}$ ,  $m$  — масса электрона,  $\langle f \| T_J^{\text{кулон}}(q) \| i \rangle$ ,  $\langle f \| T_J^e(q) \| i \rangle$  и  $\langle f \| T_J^m(q) \| i \rangle$  — зависящие от переданного импульса  $q$  приведенные матричные элементы переходов, вызываемых обменом соответственно продольными, электрически поперечными и магнитными поперечными фотонами мультипольности  $J$  (в дальнейшем они будут называться просто приведенными матричными элементами продольных и поперечных мультиполей).

В релятивистском случае для электронов, теряющих малую энергию ( $E_0 \gg mc^2$ ,  $E_0 - E \approx 0$ ), выражение (38.8) принимает вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 4\pi \frac{2J_f + 1}{2J_i + 1} \frac{\sigma_M}{(Ze)^2} \left\{ \sum_{J=0}^{\infty} |\langle f \| T_J^{\text{кулон}}(q) \| i \rangle|^2 + \right.$$

$$+ \frac{1}{c^2} \left( \frac{1}{2} + \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} \right) \sum_{J=1}^{\infty} [ |\langle f \| T_J^E(q) \| i \rangle|^2 + |\langle f \| T_J^M(q) \| i \rangle|^2 ] \}. \quad (38.9)$$

где  $\sigma_M$  — сечение моттовского рассеяния, даваемое формулой (38.4), а  $\theta$  — угол рассеяния электрона (см. рис. 89, а).

Выражение (38.9) для эффективного сечения рассеяния электронов часто записывают в виде

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sigma_M \left[ F_i^2(q) + \frac{1}{c^2} \left( \frac{1}{2} + \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} \right) F_i^2(q) \right], \quad (38.10)$$

где  $F_i^2(q)$  и  $F_i^2(q)$  — так называемые продольный и поперечный форм-факторы, определяемые соотношениями

$$F_i^2(q) = \frac{4\pi}{(Ze)^2} \cdot \frac{2J_f + 1}{2J_i + 1} \sum_{J=0}^{\infty} |\langle f \| T_J^{\text{кулон}}(q) \| i \rangle|^2, \quad (38.11)$$

$$F_i^2(q) = \frac{4\pi}{(Ze)^2} \cdot \frac{2J_f + 1}{2J_i + 1} \sum_{J=1}^{\infty} [ |\langle f \| T_J^E(q) \| i \rangle|^2 + |\langle f \| T_J^M(q) \| i \rangle|^2 ].$$

При малых углах рассеяния и углах, близких к  $180^\circ$ , вклад поперечного форм-фактора в измеряемом сечении существеннее. При средних углах ( $20^\circ < \theta < 100^\circ$ ) доминирует кулоновский форм-фактор. Из экспериментов по электронному рассеянию можно получить информацию отдельно о продольном и поперечном форм-факторах. Так, при рассеянии электронов точно назад ( $\theta = 180^\circ$ ) коэффициент  $\sigma_M$  перед  $F_i^2(q)$  обращается в нуль (см. (38.4)) и эффективное сечение рассеяния определяется только поперечным форм-фактором

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{180^\circ} = \frac{1}{c^2} \left( \frac{Ze^2}{2E_0} \right)^2 F_i^2(q).$$

Если  $\theta \neq 180^\circ$ , то в дифференциальное эффективное сечение дают вклад как поперечный, так и продольный форм-факторы. Для их разделения необходимо проводить измерения при постоянном  $q$ , варьируя  $E_0$  и  $\theta$ .

Проведение таких измерений для отдельного ядерного уровня (при фиксированной переданной энергии) позволяет определить, каким типом возбуждения ( $EJ$  или  $MJ$ ) вызван данный переход. Возможность подобной идентификации основана на том, что четность продольных и электрических поперечных мультиполей при одинаковом  $J$  совпадает и, следовательно, кулоновский форм-фактор дает вклад лишь в переходы электрического типа. В частности можно показать, что для малых переданных импульсов, когда выполняется условие длинноволнового приближения  $kR \ll 1$ , мат-

ричный элемент продольного мультиполя сводится к матричному элементу поперечного электрического мультиполя

$$\langle f \| T_J^{\text{кулон}}(q) \| i \rangle \rightarrow -\frac{k}{ck_{\min}} \sqrt{\frac{J}{J+1}} \langle f \| T_J^E(q) \| i \rangle. \quad (38.12)$$

Таким образом, если при изменении угла  $\theta$  величина  $\frac{d\sigma/d\Omega}{\sigma_M}$  для изучаемого уровня ведет себя как  $\left( \frac{1}{2} + \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} \right)$ , то вклад кулоновского форм-фактора равен нулю и можно считать, что этот переход имеет магнитный характер. В противном случае (при заметном вкладе кулоновского форм-фактора), переход должен быть идентифицирован как электрический.

Определить мультипольность перехода, после того как был установлен его характер, можно, изучая зависимость форм-фактора уровня от переданного импульса. Для малых переданных импульсов эта зависимость определяется видом функций Бесселя при  $kr \rightarrow 0$

$$\langle f \| T_J^{\text{кулон}}(q) \| i \rangle \sim k^J,$$

$$\langle f \| T_J^E(q) \| i \rangle \sim k^{J-1},$$

$$\langle f \| T_J^M(q) \| i \rangle \sim k^J.$$

В качестве примера рассмотрим состояние с энергией 19,2 МэВ в  $^{12}\text{C}$ . Это состояние практически не проявляется в сечении фотопоглощения (см. рис. 6). В то же время оно весьма отчетливо наблюдается в сечении неупругого рассеяния электронов (рис. 91).

С помощью описанного выше анализа было установлено, что кулоновский форм-фактор не дает вклада в это состояние и, следовательно, соответствующий переход магнитный. Его мультипольность была определена из зависимости форм-фактора от переданного импульса (рис. 92). Эта зависимость показывает, что полный момент, переданный ядру при возбуждении данного уровня, равен двум. Следовательно, имеет место магнитный квадрупольный ( $M2$ ) переход. Учитывая, что для основного состояния ядра  $^{12}\text{C}$   $J_i^{\pi_i} = 0^+$ , получаем для состояния с энергией 19,2 МэВ характеристики  $J_f^{\pi_f} = 2^-$ .

**Связь рассеяния электронов с процессом фотопоглощения.** Приведенные матричные элементы поперечных мультиполей связаны с матричными элементами  $\langle f \| V_{JM}^E \| i \rangle$  и  $\langle f \| V_{JM}^M \| i \rangle$ , определяющими вероятность поглощения электрического и магнитного излучения мультипольности  $J$  (см. § 5) соотношениями

$$(J_i M_i J M | J_f M_f) \langle f \| T_J^E(q) \| i \rangle = i^{J+1} \langle f \| V_{JM}^E(q) \| i \rangle,$$

$$(J_i M_i J M | J_f M_f) \langle f \| T_J^M(q) \| i \rangle = i^J \langle f \| V_{JM}^M(q) \| i \rangle.$$



Здесь  $(J_i M_i J_f | J_f M_f)$  — коэффициенты Клебша — Гордана,  $i$  — мнимая единица, а

$$V_{JM}^{\epsilon \text{ или } M}(q) = -\frac{1}{c} \int \mathbf{j} A_{JM}^{\epsilon \text{ или } M}(q) d\tau$$

(нужно помнить, что для реальных фотонов переданный импульс  $q$  по абсолютной величине равен  $(E_0 - E)/c$ ).

Возникает вопрос, в каких случаях информация, извлекаемая из рассеяния электронов, аналогична информации, получаемой в

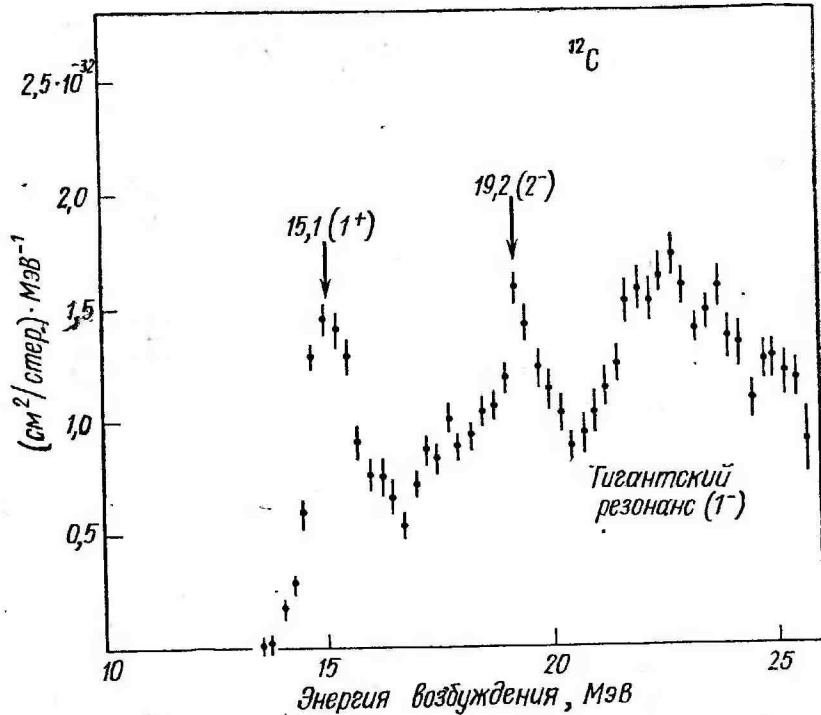


Рис. 91. Сечение неупругого рассеяния электронов для ядра  $^{12}\text{C}$  [52].  
 $E_0 = 65$  МэВ,  $\theta = 180^\circ$

экспериментах по фотопоглощению. Можно показать, что это имеет место для малых переданных импульсов, когда выполняется условие длинноволнового приближения  $kR \ll 1$ . При этом кулоновская часть сечения рассеяния электронов также может быть связана с матричным элементом, описывающим процессы с реальными фотонами (см. (38.12)). Как было показано, наименьшим переданным импульсам отвечает рассеяние вперед. Так, для  $\theta \approx 0^\circ$

$$q \approx q_{\min} = (E_0 - E)/c,$$

т. е. переданный импульс такой же, как и в случае поглощения реальных фотонов.

Итак, эксперименты по рассеянию электронов на малые углы при небольших переданных импульсах содержат ту же информацию, что и эксперименты по фотопоглощению. Это относится и к гигантскому резонансу, поскольку для него выполняется условие длинноволнового приближения. Сказанное иллюстрируется рис. 93, на котором показаны сечения неупругого рассеяния электронов, фотопоглощения и фотонейтронной реакции для ядра  $^{24}\text{Mg}$ . Во всех сечениях проявляются одни и те же резонансы.

Коэффициенты перед приведенными матричными элементами в формулах (38.8) и (38.9) рассматриваются как эквивалентный спектр виртуальных фотонов, дающих при взаимодействии с ядром такой же конечный результат, что и рассеяние электронов. На этом принципе основан метод эквивалентных фотонов, позволяющий из сечения неупругого рассеяния электронов  $\sigma(e, e')$  получать сечение фотопоглощения  $\sigma_\gamma$ .

Соотношение, связывающее сечение фотопоглощения, проинтегрированное по узкому резонансу, расположенному при энергии  $E_\gamma$ , с величиной неупругого поперечного форм-фактора, имеет очень простой вид:

$$\int_{\text{line}} \sigma_\gamma(E) dE = \frac{2\pi^2 (Ze)^2}{k_\gamma} F_i^2 \left( \frac{E_\gamma}{c} \right), \quad (38.13)$$

где  $k_\gamma = E_\gamma / \hbar c$ .

Таким образом, сечение фотопоглощения дает лишь одно значение неупругого поперечного форм-фактора — при  $q = E_\gamma / c$  (так называемая «фотонная точка»).

Для резонансов в сечении, образующихся при поглощении четно-четными ядрами электрических дипольных фотонов, получаем

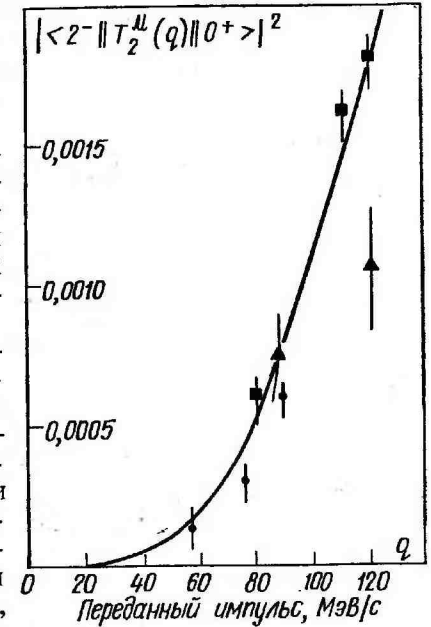
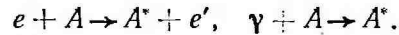


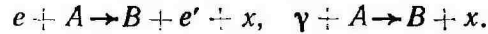
Рис. 92. Зависимость форм-фактора состояния с энергией 19,2 МэВ в  $^{12}\text{C}$  от переданного импульса (данные различных экспериментов). Сплошная линия — теоретический расчет [53]

$$\int_{\text{line}} \sigma_{\gamma}(E) dE = \frac{8\pi^2 e^2}{k_{\gamma}} \left| \langle 1^- \| T_1^{\gamma} \left( \frac{E_{\gamma}}{c} \right) \| 0^+ \rangle \right|^2. \quad (38.14)$$

До сих пор мы говорили о взаимосвязи между неупругим рассеянием электронов (реакцией  $(e, e')$ ) и фотопоглощением, т. е. о взаимосвязи между процессами типа



Очевидно, что столь же тесная связь существует между реакцией электрорасщепления  $(e, e'x)$  и фоторасщепления  $(\gamma, x)$ :



В экспериментах частицей  $x$  обычно является протон. Из опытов по изучению реакции  $(e, e'p)$  можно получить данные о реакции  $(\gamma, p)$ , используя упомянутый в предыдущем разделе метод эквивалентных фотонов. При этом нет необходимости наряду с протонами регистрировать и направление движения рассеянных электронов, поскольку большинство из них испытывает рассеяние вперед, что и обеспечивает выполнение условия  $kR \ll 1$ . Выход протонов, полученный в результате электрорасщепления, анализируется затем со спектром виртуальных фотонов аналогично тому, как выход фотопротонов анализируется с реальным спектром тормозного излучения.

**Упругое рассеяние.** Упругое рассеяние соответствует нулевой переданной энергии (отдачей ядра мы пренебрегаем). В этом случае конечное состояние то же самое, что и начальное, т. е. основное состояние. Если оно имеет нулевой спин, то возможен лишь электрический монополюсный ( $\mathcal{E} 0$ ) переход и в формуле (38.9) остается лишь первый член разложения по мультиполям продольного (кулоновского) форм-фактора ( $\mathcal{E} 0$  — переход возможен лишь для продольного, но не для поперечного электрического мультиполя)

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 4\pi \frac{\sigma_M^2}{(Ze)^2} |\langle 0 \| T_0^{\text{кулон}}(q) \| 0 \rangle|^2. \quad (38.15)$$

С учетом вида оператора  $T_0^{\text{кулон}}(q)$  приведенный матричный элемент в выражении (38.8) можно записать в виде

$$\langle 0 \| T_0^{\text{кулон}}(q) \| 0 \rangle = \frac{1}{q \sqrt{4\pi}} \int_0^{\infty} \langle 0 \| \rho(r) \| 0 \rangle \sin(qr) \cdot r dr, \quad (38.16)$$

где  $\langle 0 \| \rho(r) \| 0 \rangle$  — радиальная зависимость распределения заряда ядра в основном состоянии.

Таким образом, изучение процесса упругого рассеяния позволяет получать информацию о распределении заряда внутри ядра.

**Схема эксперимента по изучению рассеяния электронов.** На рис. 94 приведена типичная схема эксперимента по изучению реакции  $(e, e')$ . Пучок электронов от линейного ускорителя направляется на мишень 10 с помощью системы параллельного

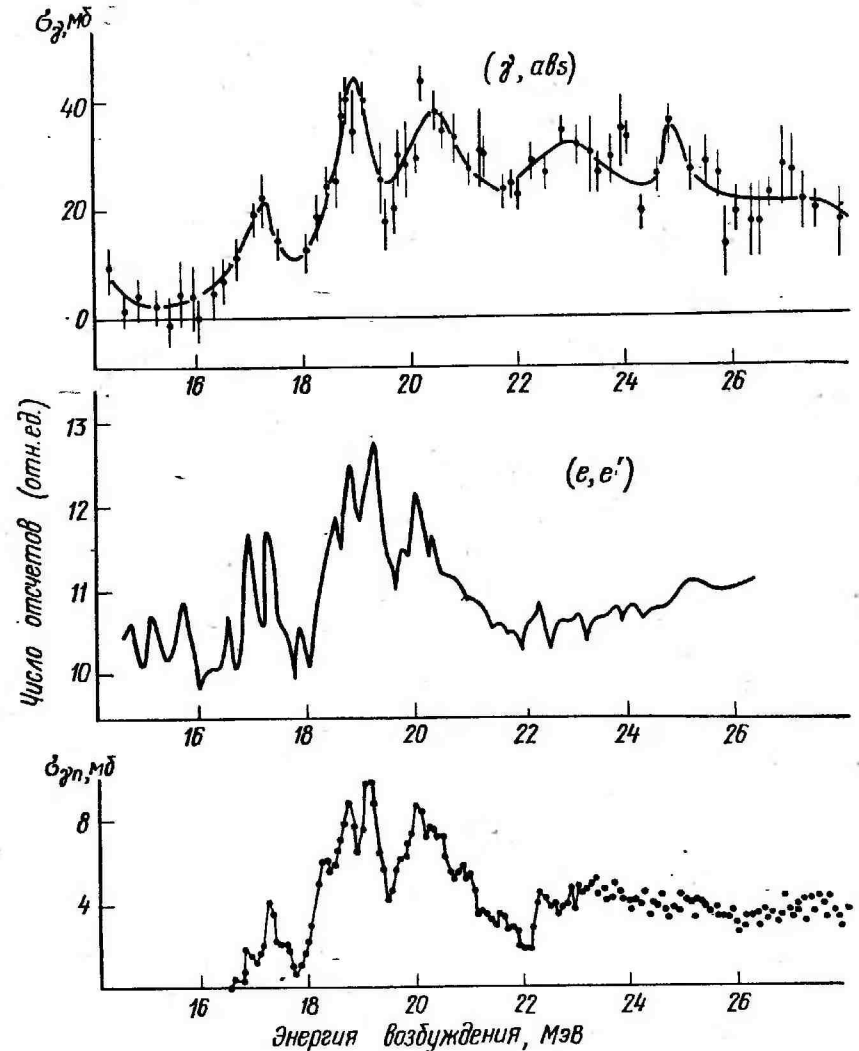


Рис. 93. Сравнение сечений неупругого рассеяния электронов [54], фотопоглощения [28] и фотонейтронной реакции [12] для ядра  $^{24}\text{Mg}$

переноса, состоящей из поворотных магнитов 5, 6, квадрупольных линз 7, 8 и щелей 1—4.

Система параллельного переноса позволяет получить на ми-

шени пучок электронов, свободный от нейтральных и положительно заряженных частиц. Рассеянные на мишени электроны анализируются по импульсам магнитным спектрометром 13 и регистрируются черенковским детектором 15. Угол  $\theta$  может меняться перемещением спектрометра и детектора электронов.

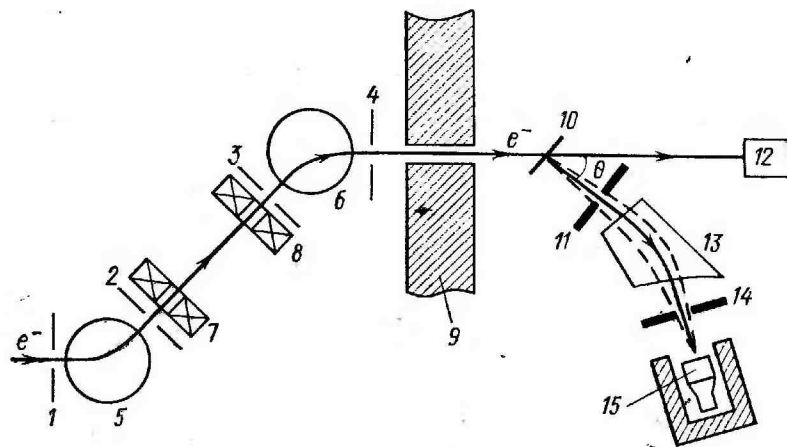


Рис. 94. Схема эксперимента по изучению реакции  $(e, e')$ : 1-4 — щели; 5-6 — поворотные магниты; 7, 8 — квадрупольные линзы; 9 — защита; 10 — мишень; 11, 14 — щели спектрометра; 12 — монитор электронов; 13 — магнитный спектрометр; 15 — детектор электронов

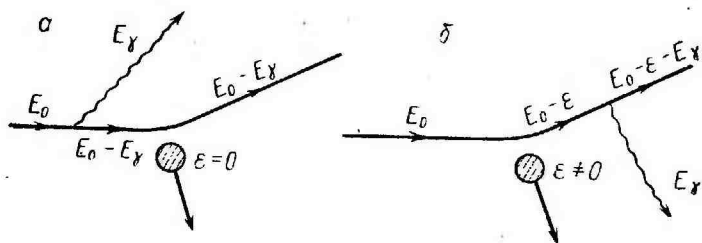


Рис. 95. Испускание тормозного излучения, сопровождающее процессы упругого (а) и неупругого (б) рассеяния

Энергетическое разрешение эксперимента определяется монохроматичностью пучка электронов, бомбардирующих мишень, и разрешением самого спектрометра (с учетом щелей 11 и 14). Степень монохроматичности пучка определяется размером и положением коллимирующих щелей 1-4. Полное энергетическое разрешение экспериментов по рассеянию электронов достигает 100-200 кэВ (см. рис. 93 и 96), что позволяет исследовать структуру эффективных сечений.

**Радиационные поправки.** Обработка результатов, полученных в экспериментах по рассеянию электронов, сильно осложняется проблемой корректного учета неядерных процессов (аналогичная ситуация имеет место в экспериментах по полному поглощению, рассмотренных в § 31). К числу таких процессов относятся, например, испускание реальных фотонов (тормозное излучение) и ионизация. Так, электроны с энергией  $E_0$ , участвующие в процессе

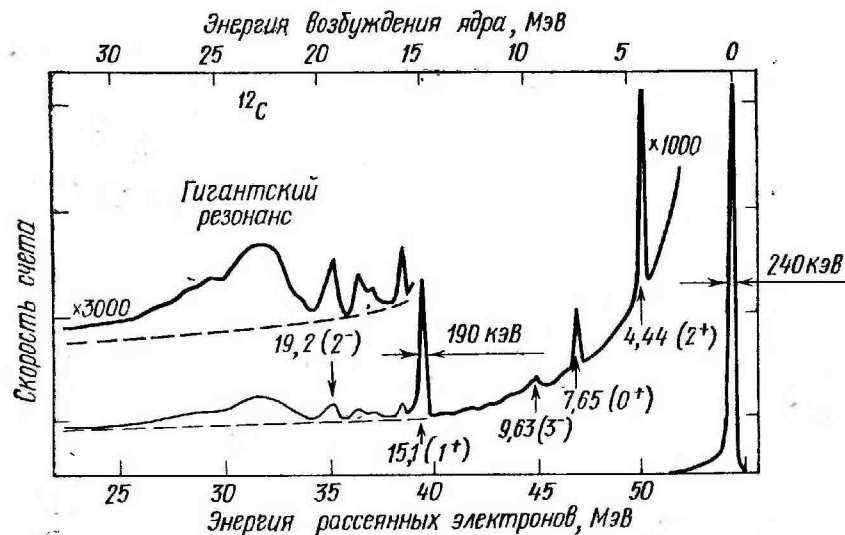


Рис. 96. Спектр рассеянных электронов, полученный в результате исследования реакции  $^{12}\text{C}(e, e')$  [55]. Пунктир — суммарный «радиационный хвост» в области гигантского резонанса. Первоначальная энергия электронов  $E_0 = 55,1$  МэВ. Угол рассеяния  $\theta = 141^\circ$ . Энергетическое разрешение (полная ширина на половине высоты) составляет 240 кэВ для линии упругого рассеяния и 190 кэВ для пика с энергией 15,1 МэВ. Указаны энергии возбуждения, спины и четности хорошо известных уровней ниже 17 МэВ

упругого рассеяния, могут испускать фотоны тормозного излучения с энергией  $E_\gamma$  до или после столкновения с ядром (рис. 95, а). Такие электроны, вылетая из мишени с энергией  $E_0 - E_\gamma$ , будут регистрироваться как неупруго рассеянные и дадут вклад во все резонансы, расположенные в области энергий возбуждения от нуля до  $E_0$ , поскольку  $E_\gamma$  может меняться в этих же пределах (массой покоя электрона мы пренебрегаем). Аналогично этому испускание тормозных  $\gamma$ -квантов до и после процесса неупругого рассеяния, сопровождающегося передачей ядру энергии, приведет к тому, что электроны, участвующие в этом процессе, дадут вклад во все резонансы, расположенные в области энергий возбуждения от  $\epsilon$  до  $E_0$ . Поэтому упругий и неупругий пики имеют со стороны

малых энергий (речь идет об энергии регистрируемых электронов) так называемый «радиационный хвост», спадающий обратно пропорционально энергии испущенного фотона.

Учет вклада «радиационных хвостов», которые могут быть рассчитаны с помощью методов квантовой электродинамики, носит название радиационных поправок. Эти поправки могут быть найдены с точностью 10—20%. Однако уже в области гигантского резонанса ( $\epsilon \geq 15$  МэВ) вследствие наложения «радиационных хвостов» от большого числа близко расположенных уровней неопределенность в абсолютной шкале эффективных сечений неупругого рассеяния электронов может достигать 100%. Влияние радиационных хвостов на характер энергетического спектра рассеянных электронов иллюстрируется рис. 96.\*

### Литература ко второй части

- Schiff L. I. Energy-angle distribution of thin target bremsstrahlung.—«Phys. Rev.», 1951, v. 83, p. 252—253.
- Penfold A. S., Leiss J. E. Analysis of photonuclear cross sections.—«Phys. Rev.», 1959, v. 114, p. 1332—1337.
- Тихонов А. Н. О решении некорректно поставленных задач и методе регуляризации.—ДАН, 1963, т. 151, с. 501—504.
- Тихонов А. Н., Шевченко В. Г., Галкин В. Я. и др. К определению сечений фотоядерных реакций.—«Вестн. Моск. ун-та. Физика, астрономия», 1970, № 2, с. 208—214.
- Katz L., Haslam R. N. H. Fine structure in the  $C^{12}(\gamma, n)C^{11}$  and  $O^{16}(\gamma, n)O^{15}$  activation curves.—«Phys. Rev.», 1954, v. 95, p. 464—471.
- Богданкевич О. В. Схема стабилизации энергии синхротрона с переменным уровнем опорного напряжения.—«Атомная энергия», 1962, т. 12, с. 198—203.
- Ишханов Б. С., Капитонов И. М., Пискарев И. М., Шевченко О. П. Фотонейтронное сечение на ядре  $^{90}Zr$ .—«Ядерная физика», 1971, т. 14, с. 27—30.
- Brajnik D., Jamnik D., Kernel G. et al. Photonuclear reactions in  $^{90}Zr$ .—«Phys. Rev.», 1976, v. C13, p. 1852—1863.
- Tzara C. A method of producing a narrow spectrum of high-energy photons.—«Compt. Rend. Acad. Sci.», 1957, v. 245, p. 56—59.
- Fultz S. C., Bramblett R. L., Caldwell J. T., Kerr N. A. Photoneutron cross section measurements on gold using nearly monochromatic photons.—«Phys. Rev.», 1962, v. 127, p. 1273—1279.
- Miller J., Schuhl C., Tzara C. Mesure des sections efficaces  $(\gamma, n)$  de Cu, Ce, La, Ta, Au, Pb et Bi en valeur absolue.—«Nucl. Phys.», 1962, v. 32, p. 236—245.
- Fultz S. C., Alvarez R. A., Berman V. L. et al. Photoneutron cross sections for  $^{24}Mg$ ,  $^{26}Mg$  and natural magnesium.—«Phys. Rev.», 1971, v. C4, p. 149—164.
- Weil J. M., McDaniel B. D. The production of protons from carbon by monoenergetic gamma rays.—«Phys. Rev.», 1953, v. 92, p. 391—400.
- O'Connell J. S., Tipler P. A., Axel P. Elastic scattering of 11.5—17.7 MeV photons by Au measured with a bremsstrahlung monochromator.—«Phys. Rev.», 1962, v. 126, p. 228—239.
- Tipler P. A., Axel P., Stein N., Sutton D. C. Interpretation of quasi-elastic scattering of 11—19 MeV monochromatic photons by holmium using zero-point vibrations in the hydrodynamic model.—«Phys. Rev.», 1963, v. 129, p. 2096—2112.
- Allen J. S., Axel P., Hanson A. O. et al. A six traversal microtron using a superconducting linac.—Intern. Conf. on Photonuclear Reactions and Applications. Summaries of contributed papers. Pacific Grove, California, 1973, p. 2D3—1—2D3—2.
- Herrmansfeldt W. B. et al. Recirculation of the SLAC beam.—In: Proc. 8th Intern. Conf. on High Energy Accelerators. CERN, 1971, p. 563.
- Servranckx R., Laclare J. L. Concept and general design of an electron pulse stretcher.—«IEEE Trans. Nucl. Sci.», 1971, NS-18, N 3, p. 204—206.
- Westcott C. H., Laclare J. L. Some design features of an electron storage ring used as a pulse stretcher.—In: Proc. 8th Intern. Conf. on High Energy Accelerators. CERN, 1971, p. 159.
- Коробейников Л. С., Курдадзе Л. М., Анучин А. П. и др. Получение монохроматических  $\gamma$ -квантов на электронном накопителе.—«Ядерная физика», 1967, т. 6, с. 84—89.
- Knowles J. W., Ahmed N. M.—AECL-2535. 1966.
- Anderl R. A., Hall J. E., Morrison R. C. et al. Compton scattered neutron capture gamma rays for photofission studies.—«Nucl. Instr. Meth.», 1972, v. 102, p. 101—108.
- Milburn R. H. Electron scattering by an intense polarized photon field.—«Phys. Rev. Lett.», 1963, v. 10, p. 75—77.
- Арутюнян Ф. Р., Гольдман И. И., Туманян В. А. Поляризационные явления при комптон-эффекте на движущемся электроне и возможность получения пучков поляризованных  $\gamma$ -квантов.—ЖЭТФ, 1963, т. 45, с. 312—315.
- Hayward E., Fuller E. G. Photon self-absorption and scattering by the 15.1 MeV level in  $C^{12}$ .—«Phys. Rev.», 1957, v. 106, p. 991—995.
- Sazana F. J. Nuclear scattering of plane polarized 15.11 MeV photons from Bi, Au and Ta. (Thesis) Department of physics, the American University, Washington, D.C. 20016, July 1972.
- Wyckoff J. M., Ziegler B., Koch H. W., Uhlig R. Total photonuclear cross sections for low atomic number elements.—«Phys. Rev.», 1965, v. 137, p. B576—B594.
- Dolbilkin B. S., Korin V. I., Lazareva L. E. et al. Nuclear gamma absorption cross section for magnesium in the energy region 10—30 MeV.—«Nucl. Phys.», 1965, v. 72, p. 137—144.
- Cook B. C., Baglin J. E. E., Bradford J. N., Griffin J. E.  $O^{16}(\gamma, n)O^{15}$  cross section from threshold to 65 MeV.—«Phys. Rev.», 1966, v. 143, p. 712—723.
- Halpern J., Mann A. K., Nathans R. A neutron detection system for use with pulsed accelerators.—«Rev. Sci. Instr.», 1952, v. 23, p. 678—680.
- Ишханов Б. С., Капитонов И. М., Лазутин Е. В. и др. Высокоэффективный нейтронный детектор.—ПТЭ, 1969, № 6, с. 59—61.
- Reines F., Cowan C. L., Jr, Harrison F. B., Carter D. S. Detection of neutrons with a large liquid scintillation counter.—«Rev. Sci. Instr.», 1954, v. 25, p. 1061—1070.
- Варламов В. В., Ишханов Б. С., Нестеренко О. Ф. и др. Измерение выходов фотоядерных реакций при помощи многократной пропорциональной камеры.—ПТЭ, 1972, № 5, с. 43—46.
- Ashby V. J., Catron H. C., Newkirk L. L., Taylor C. J. Absolute measurement of  $(n, 2n)$  cross sections at 14.1 MeV.—«Phys. Rev.», 1958, v. 111, p. 616—621.
- Bergère R., Beil H., Veyssiére A. Photoneutron cross sections of La, Tb, Ho and Ta.—«Nucl. Phys.», 1968, v. A121, p. 463—480.
- Горячев Б. И. О статистическом методе разделения выходов ядерных реакций различной множественности.—«Атомная энергия», 1962, т. 12, с. 246—248.
- Wu C.-P., Firk F. W. K., Phillips T. W. A study of the giant dipole states of  $^{28}Si$ ,  $^{32}S$  and  $^{40}Ca$ .—«Nucl. Phys.», 1970, v. A147, p. 19—32.
- Baglan R. J., Bowman C. D., Berman V. L. Threshold photoneutron



- cross sections for  $^{206}, ^{207}, ^{208}\text{Pb}$ ,  $^{56}, ^{57}\text{Fe}$ ,  $^{52}, ^{53}\text{Cr}$ ,  $^{24}, ^{25}, ^{26}\text{Mg}$  and  $^{19}\text{F}$ .—«Phys. Rev.», 1971, v. C3, p. 672—699.
39. Veyssiere A., Beil H., Bergère R. et al. Photoneutron cross sections of  $^{208}\text{Pb}$  and  $^{197}\text{Au}$ .—«Nucl. Phys.», 1970, v. A159, p. 561—576.
40. Shoda K., Sugawara M., Saito T., Miyase H. Isobaric analogue resonances in (e, e'p) on  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{89}\text{Y}$ , and  $^{88}\text{Sr}$ .—«Nucl. Phys.», 1974, v. A221, p. 125—144.
41. Shoda K., Sugawara M., Saito T., Miyase H. Isobaric analogue resonances in photoproton reactions—TUEL-2, August 1968.
42. Wolf H., Stock R., Berg U. E. P., Wienhard K. Charged particles from the giant dipole resonance of  $^{26}\text{Mg}$ .—«Nucl. Phys.», 1974, v. A234, p. 365—377.
43. Horowitz Y. S., McConnell D. B., Ssengabi J., Keller N. Angular distributions of de-excitation  $\gamma$ -rays in  $^{15}\text{N}$  and  $^{16}\text{O}$  produced from particle decays of the  $^{16}\text{O}$  giant resonance.—«Nucl. Phys.», 1970, v. A151, p. 161—181.
44. Caldwell J. T., Fultz S. C., Bramblett R. L. Experimental study of specific final-state decay modes following photoparticle reactions in  $\text{O}^{16}$ .—«Phys. Rev. Lett.», 1967, v. 19, p. 447—449.
45. Dearnaley G., Gemmell D. S., Hooton B. W., Jones G. A. Fine structure of the giant resonance in the reaction  $\text{P}^{31}(\text{p}, \gamma_0)\text{S}^{32}$ .—«Nucl. Phys.», 1965, v. 64, p. 177—196.
46. Варламов В. В., Ишханов Б. С., Капитонов И. М. и др. Исследование распадных свойств гигантского дипольного резонанса ядра  $^{32}\text{S}$ .—«Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1978, т. 42, с. 153—158.
47. Fisher G. A., Paul P., Riess F., Hanna S. S. Giant E1 resonances in  $^8\text{Be}$  from the reaction  $^7\text{Li}(\text{p}, \gamma)^8\text{Be}$ .—«Phys. Rev.», 1976, v. C14, p. 28—36.
48. Diener E. M., Amann J. F., Paul P., Blatt S. L. Isospin splitting of the giant dipole resonance in  $^{60}\text{Ni}$ .—«Phys. Rev.», 1971, v. C3, p. 2303—2314.
49. Branford D., Foote G. S., Bell R. A. I. et al. Alpha capture to the giant dipole resonance of T=2 nuclei.—Intern. Conf. on Photonuclear Reactions and Applications. Summaries of contributed papers. Pacific Grove, California, 1973, p. 8B10—3—8B10—4.
50. Glavish H. F. Polarization effects in the giant dipole resonance.—In: Proc. Intern. Conf. on Photonuclear Reactions and Applications, Pacific Grove, California, 1973, p. 755—775.
51. Айзенберг И., Грайнер В. Механизмы возбуждения ядра. М., Атомиздат, 1973, с. 159.
52. Forest T. de Jr., Walecka J. D., Vanpraet G., Barber W. C. Giant magnetic quadrupole oscillations in nuclei.—«Phys. Lett.», 1965, v. 16, p. 311—314.
53. Forest T. de Jr. Muon capture and inelastic electron scattering in  $\text{C}^{12}$  and  $\text{O}^{16}$ .—«Phys. Rev.», 1965, v. 139, p. B1217—B1226.
54. Titze O., Spamer E., Goldmann A. Structure of the giant resonance of  $^{24}\text{Mg}$ .—«Phys. Lett.», 1967, v. 24B, p. 169—171.
55. Ericson T. E. O. Interaction of high-energy particles with nuclei.—In: Proc. of the Intern. School of Physics «Enrico Fermi». Course 38. N. Y., Academic Press, 1967, p. 437.

## Приложение

### 1. ВЫВОД ВЫРАЖЕНИЯ ДЛЯ ОПЕРАТОРА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ КВАНТОВОЙ СИСТЕМЫ С ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Гамильтониан  $H$  системы частиц в присутствии электромагнитного поля имеет вид

$$H = H_0 + V,$$

где  $H_0$  — гамильтониан системы в отсутствие внешнего поля, а  $V$  — искомый гамильтониан (оператор) взаимодействия системы с электромагнитным полем. Для  $A$  нерелятивистских частиц можем записать

$$H_0 = \sum_{\alpha=1}^A \frac{p_{\alpha}^2}{2m_{\alpha}} + \sum_{\alpha < \beta} W_{\alpha\beta},$$

где  $p_{\alpha}$  и  $m_{\alpha}$  — оператор импульса и масса частиц системы, а  $W_{\alpha\beta}$  — энергия взаимодействия частиц  $\alpha$  и  $\beta$ , зависящая от их взаимного расположения.

Из классической электродинамики известно, что гамильтониан  $H$  системы частиц с зарядами  $e_{\alpha}$  в присутствии электромагнитного поля, характеризуемого векторным и скалярным потенциалами  $A$  и  $\varphi$ , имеет вид

$$H = \sum_{\alpha=1}^A \left[ \frac{1}{2m_{\alpha}} \left( p_{\alpha} - \frac{e_{\alpha}}{c} A \right)^2 - \mu_{\alpha} \text{rot} A + e_{\alpha} \varphi \right] + \sum_{\alpha < \beta} W_{\alpha\beta},$$

где  $A$  и  $\varphi$  вычисляются для тех точек пространства, в которых находятся частицы. Второй член в квадратных скобках есть не что иное, как энергия взаимодействия магнитного момента  $\mu_{\alpha}$  частицы  $\alpha$  с внешним магнитным полем на-

пряженностью  $H = \text{rot} A \cdot \mu_{\alpha}$ , в свою очередь, равно  $\frac{e_{\alpha}}{m_{\alpha} c} \mu_{\alpha} S_{\alpha}$ , где  $\mu_{\alpha}$  и  $S_{\alpha}$  — величина магнитного момента и оператор спина частицы  $\alpha$ .

В дальнейшем без ущерба для основных выводов будем считать, что имеем дело с системой бесспиновых частиц, т. е.  $\mu_{\alpha} \equiv 0$ . Кроме того, поскольку внешнее электромагнитное поле создается электромагнитной волной (излу-

чением), то в силу неоднозначности потенциалов поля всегда можно выбрать  $\varphi = 0$ . Полагая, далее,  $\sum_{\alpha < \beta} W_{\alpha\beta} = W$ , получаем

$$H = \sum_{\alpha=1}^A \frac{1}{2m_{\alpha}} \left( p_{\alpha} - \frac{e_{\alpha}}{c} A \right)^2 + W.$$

Сравним теперь невозмущенный гамильтониан системы  $H_0$  с гамильтонианом  $H$  системы в присутствии поля. Условие применимости теории возмущений означает, что

$$V \ll H_0 \text{ или } H \approx H_0.$$

Очевидно, что  $H$  и  $H_0$  мало отличаются в том случае, если

$$\left| \frac{e_{\alpha}}{c} A \right| \ll |p_{\alpha}| \text{ или } \frac{e_{\alpha}}{c} \frac{A}{p_{\alpha}} \ll 1.$$

Раскроем  $\left( p_{\alpha} - \frac{e_{\alpha}}{c} A \right)^2$  в  $H$

$$H = \sum_{\alpha} \left[ \frac{p_{\alpha}^2}{2m_{\alpha}} - \frac{e_{\alpha}}{2m_{\alpha}c} (Ap_{\alpha} + p_{\alpha}A) + \frac{e_{\alpha}^2}{2m_{\alpha}c^2} A^2 \right] + W.$$

В такой записи учтено, что  $A$  и  $p_{\alpha}$  в общем случае не коммутируют. Однако можно в силу неоднозначности потенциала  $A$  выбрать его удовлетворяющим условию

$$\operatorname{div} A = 0, \quad (\text{II.1})$$

что, если принять во внимание вид оператора  $p_{\alpha}$ , приводит к коммутации  $A$  и  $p_{\alpha}$ . Тогда

$$Ap_{\alpha} + p_{\alpha}A = 2Ap_{\alpha},$$

$$H = \sum_{\alpha} \frac{p_{\alpha}^2}{2m_{\alpha}} + W - \sum_{\alpha} \left[ \frac{e_{\alpha}Ap_{\alpha}}{m_{\alpha}c} - \frac{e_{\alpha}^2}{2m_{\alpha}c^2} A^2 \right].$$

Откуда для оператора взаимодействия получаем выражение

$$V = - \sum_{\alpha=1}^A \left[ \frac{e_{\alpha}}{m_{\alpha}c} Ap_{\alpha} - \frac{e_{\alpha}^2}{2m_{\alpha}c^2} A^2 \right].$$

Условие малости возмущения  $\left( \frac{e_{\alpha}}{c} \frac{A}{p_{\alpha}} \ll 1 \right)$  означает, что второй член в выражении для  $V$  много меньше первого. Поэтому, оставляя в  $V$  лишь первый член, получаем

$$V \approx - \frac{1}{c} \sum_{\alpha=1}^A \frac{e_{\alpha}}{m_{\alpha}} Ap_{\alpha}. \quad (\text{II.2})$$

Если в системе заряды и токи распределены непрерывно, то нужно использовать эквивалентную интегральную запись для  $V$ ,

$$V \approx - \frac{1}{c} \int j A dr, \quad (\text{II.3})$$

где  $j$  — плотность тока.

## 2. РАЗЛОЖЕНИЕ ПЛОСКОЙ ВОЛНЫ ПО МУЛЬТИПОЛЯМ

Прежде чем получить разложение плоской волны по мультиполям, найдем полную систему функций, отвечающих определенному значению момента и четности фотона.

Напомним, что фотон можно рассматривать как частицу со спином 1. В соответствии с теорией векторного сложения моментов состояние любой частицы со спином может быть охарактеризовано двумя различными наборами базисных волновых функций, отвечающих двум возможным представлениям. В одном из них, называемом несвязанным представлением, одновременно определенные значения имеют квадраты орбитального и спинового моментов частицы  $L^2 = \hbar^2 L(L+1)$ ,  $S^2 = \hbar^2 S(S+1)$  и их проекции  $L_z = \hbar m$  и  $S_z = \hbar p$ , а в другом (связанном) представлении определенные значения имеют помимо квадратов орбитального и спинового моментов квадрат полного момента частицы  $J^2 = (L+S)^2 = \hbar^2 J(J+1)$  и его проекция  $J_z = \hbar M$ .

Собственными функциями оператора квадрата орбитального момента, как известно, являются сферические функции  $Y_{Lm}$ , а собственными функциями оператора  $S^2$  частицы со спином 1 являются три единичных вектора  $e_p$  ( $p=0, \pm 1$ ), отвечающих трем возможным проекциям спина 1 на ось  $z$  ( $0, \pm 1$ ) и связанные с единичными векторами декартовой системы координат  $e_x, e_y, e_z$  соотношениями (единичные векторы  $e_p$  — базисные векторы так называемой «комплексной циркулярной системы координат»)

$$e_{\pm 1} = \mp \frac{1}{\sqrt{2}} (e_x \pm i e_y), \quad e_0 = e_z. \quad (\text{II.4})$$

Обратные преобразования имеют вид

$$e_x = \frac{1}{\sqrt{2}} (-e_{+1} + e_{-1}), \quad (\text{II.5})$$

$$e_y = \frac{i}{\sqrt{2}} (e_{+1} + e_{-1}),$$

$$e_z = e_0.$$

Так как операторы орбитального и спинового моментов действуют на различные переменные фотона (пространственные и спиновые), то в несвязанном представлении собственные функции, характеризующие состояния фотона, есть произведения сферических функций  $Y_{Lm}$  и векторов  $e_p$ . Эти произведения являются собственными функциями операторов  $L^2$ ,  $S^2$ ,  $L_z$  и  $S_z$ , имеющих в несвязанном представлении одновременно определенные значения

$$L^2 Y_{Lm} e_p = \hbar^2 L(L+1) Y_{Lm} e_p, \quad L=0, 1, 2, \dots,$$

$$S^2 Y_{Lm} e_p = \hbar^2 S(S+1) Y_{Lm} e_p = 2\hbar^2 Y_{Lm} e_p,$$

$$L_z Y_{Lm} e_p = \hbar m Y_{Lm} e_p, \quad m = \pm L, \pm(L-1), \dots,$$

$$S_z Y_{Lm} e_p = \hbar p Y_{Lm} e_p, \quad p = 0, \pm 1.$$

Собственными функциями операторов связанного представления являются векторные сферические функции  $Y_{JLM}$ :

$$J^2 Y_{JLM} = \hbar^2 J(J+1) Y_{JLM}, \quad J = 1, 2, 3, \dots$$

( $J = 0$  для фотона невозможно)

$$J_z Y_{JLM} = \hbar M Y_{JLM}, \quad M = \pm J, \pm(J-1), \dots,$$

$$L^2 Y_{JLM} = \hbar^2 L(L+1) Y_{JLM}, \quad L = 0, 1, 2, \dots,$$

$$S^2 Y_{JLM} = 2\hbar^2 Y_{JLM}.$$

Функции  $Y_{JLM}$  можно выразить через собственные функции несвязанного представления  $Y_{Lm} e_p$ , используя правила векторного сложения моментов

$$Y_{JLM} = \sum_m \sum_p (1Lpm | JM) Y_{Lm} e_p,$$

где  $(1Lpm | JM)$  — коэффициенты векторного сложения (коэффициенты Клебша — Гордана). Так как эти коэффициенты обращаются в нуль при  $m+p \neq M$ , то выражение для  $Y_{JLM}$  может быть переписано в виде

$$Y_{JLM} = \sum_{p=0, \pm 1} (1Lp, M-p | JM) Y_{L, M-p} e_p.$$

Обратное преобразование имеет вид

$$Y_{Lm} e_p = \sum_J \sum_M (1Lpm | JM) Y_{JLM},$$

или с учетом того, что  $m+p=M$  и  $J$  фотона для данного  $L$  может принимать лишь три значения  $L-1, L, L+1$  (так как спин фотона равен единице), получаем

$$Y_{Lm} e_p = \sum_{J=L, L\pm 1} (1Lpm | J, m+p) Y_{JL, m+p}. \quad (II.6)$$

Векторные сферические функции  $Y_{JLM}$  так же, как сферические функции  $Y_{Lm}$ , зависят от углов  $\theta$  и  $\varphi$  полярных координат

$$Y_{JLM} = Y_{JLM}(\theta, \varphi), \quad Y_{Lm} = Y_{Lm}(\theta, \varphi).$$

Любая векторная функция, в том числе и векторный потенциал плоской электромагнитной волны, может быть разложена в ряд по собственным функциям как связанного, так и несвязанного представлений, так как обе системы собственных функций являются полными. Разложение в ряд по векторным сферическим функциям и будет искомым разложением по мультиполям.

Так как направление распространения электромагнитной волны не имеет принципиального значения, то будем считать, что волновой вектор  $k$  плоской волны направлен вдоль оси  $z$ . Тогда

$$A(\mathbf{r}, t) = A_0 e^{i(kr - \omega t)} = A_0 e^{i(kr \cos \theta - \omega t)} = A_0 e^{i(kz - \omega t)}.$$

В этом случае разложение по мультиполям имеет наиболее простой вид. Прежде чем его записать, получим выражение для разложения плоской электромагнитной волны, распространяющейся вдоль оси  $z$ , по системе функций  $Y_{Lm}(\theta, \varphi) e_p$ . Для этого удобно выбрать в качестве единичных векторов поля-

ризации электромагнитной волны векторы  $e_{\pm 1}$ . Тогда, воспользовавшись соотношениями (II.4), имеем

$$\begin{aligned} A(\mathbf{r}, t) &= A_0 e_{\pm 1} e^{i(kz - \omega t)} = \mp \frac{A_0}{\sqrt{2}} [e_x e^{i(kz - \omega t)} \pm i e_y e^{i(kz - \omega t)}] = \\ &= \mp \frac{A_0}{\sqrt{2}} [e_x e^{i(kz - \omega t)} + e_y e^{i(kz - \omega t \pm \frac{\pi}{2})}]. \end{aligned}$$

Из этого выражения видно, что если выбрать в качестве векторов поляризации единичные векторы  $e_{\pm 1}$ , то мы получаем электромагнитную волну, которая имеет круговую поляризацию, так как такая волна представляет собой сумму волн одинаковой амплитуды и частоты, поляризованных в двух взаимно перпендикулярных направлениях (вдоль осей  $x$  и  $y$ ) и сдвинутых по фазе друг относительно друга на  $\pm \frac{\pi}{2}$ .левой круговой поляризации соответствует вектор  $e_{+1}$  правой —  $e_{-1}$ . Кроме того, электромагнитная волна  $A_0 e_{\pm 1} e^{i(kz - \omega t)}$  удовлетворяет условию поперечности, так как ее вектор поляризации, вращаясь, все время находится в плоскости  $xy$ , перпендикулярной оси  $z$ . Вспомнивая, что

$$e^{ikz} = \sum_{L=0}^{\infty} i^L \sqrt{4\pi(2L+1)} j_L(kr) Y_{L0}(\theta),$$

где  $j_L(kr)$  — сферическая функция Бесселя, и вводя обозначения

$$A(\mathbf{r}, t) = A(\mathbf{r}) A(t),$$

где  $A(\mathbf{r}) = A_0 e^{ikz}$ , а  $A(t) = e^{-i\omega t}$  получаем для плоской волны, поляризованной по кругу,

$$A(\mathbf{r}) = A_0 e_p e^{ikz} = A_0 \sum_{L=0}^{\infty} i^L \sqrt{4\pi(2L+1)} j_L(kr) Y_{L0}(\theta) e_p, \quad (II.7)$$

причем  $p = \pm 1$ .

Для того чтобы получить разложение  $e_p e^{ikz}$  по мультиполям, нужно представить произведение  $Y_{L0}(\theta) e_p$  в виде линейной комбинации векторных сферических функций. Это можно сделать с помощью соотношения (II.6). Опуская детали не сложных, но громоздких преобразований, приведем окончательно выражение для разложения  $e_p e^{ikz}$  по векторным сферическим функциям:

$$\begin{aligned} e_p e^{ikz} &= \sum_{J=1}^{\infty} i^J \sqrt{2\pi(2J+1)} \left\{ i \left[ \sqrt{\frac{J+1}{2J+1}} j_{J-1}(kr) Y_{J, J-1, p}(\theta, \varphi) - \right. \right. \\ &\left. \left. - \sqrt{\frac{J}{2J+1}} j_{J+1}(kr) Y_{J, J+1, p}(\theta, \varphi) \right] + p j_J(kr) Y_{J, J, p}(\theta, \varphi) \right\}, \quad p = \pm 1. \quad (II.8) \end{aligned}$$

Разложение по мультиполям плоской волны, поляризованной линейно, можно получить, зная разложение по мультиполям плоской волны, поляризованной по кругу. Так, если плоская волна, распространяющаяся вдоль оси  $z$ , поляризована в направлении оси  $x$ , то для нее (см. (II.5))

$$A(\mathbf{r}) = A_0 e_x e^{ikz} = \frac{A_0}{\sqrt{2}} (-e_{+1} e^{ikz} + e_{-1} e^{ikz}).$$

Проанализируем разложение (II.8). В него входят функции вида

$$i_L(kr) Y_{JLp}(\theta, \varphi), \quad \begin{aligned} L &= J, J \pm 1, \\ p &= \pm 1, \end{aligned}$$

которые соответствуют при фиксированном значении полного момента фотона  $J$  трем возможным значениям его орбитального момента  $L=J, J \pm 1$ . Четность функций  $i_L(kr) Y_{JLp}$  определяется четностью векторных сферических функций. Как известно, последняя зависит лишь от значения орбитального момента  $L$  и равна  $(-1)^{L+1}$ . Таким образом, четность фотона с орбитальным моментом  $L$  определяется соотношением

$$P_\varphi = (-1)^{L+1}.$$

Итак, векторный потенциал плоской электромагнитной волны, распространяющейся вдоль оси  $z$ , является суперпозицией функций, имеющих при одном и том же  $J$  различную четность. Введем следующее обозначение:

$$A_{Jp}^M = i_J(kr) Y_{Jp}(\theta, \varphi),$$

$$A_{Jp}^E = \sqrt{\frac{J+1}{2J+1}} i_{J-1}(kr) Y_{J,J-1,p}(\theta, \varphi) - \sqrt{\frac{J}{2J+1}} i_{J+1}(kr) Y_{J,J+1,p}(\theta, \varphi). \quad (\text{II.9})$$

Тогда разложение  $e_p e^{ikz}$  по мультиполям принимает вид

$$e_p e^{ikz} = \sum_{J=1}^{\infty} i^J \sqrt{2\pi(2J+1)} (iA_{Jp}^E + pA_{Jp}^M), \quad p = \pm 1; \quad (\text{II.10})$$

причем функции  $A_{Jp}^E$  имеют четность  $(-1)^J$ , а функции  $A_{Jp}^M$  — четность  $(-1)^{J+1}$ .  $A_{Jp}^E$  и  $A_{Jp}^M$  могут быть также записаны через оператор орбитального момента  $L$  ( $L = -i[\mathbf{r} \times \text{grad}]$ ):

$$A_{Jp}^M = \frac{L}{\sqrt{J(J+1)}} i_J(kr) Y_{Jp}(\theta, \varphi), \quad (\text{II.11})$$

$$A_{Jp}^E = \frac{\text{rot } L}{ik \sqrt{J(J+1)}} i_J(kr) Y_{Jp}(\theta, \varphi).$$

Из этих соотношений видно, что между  $A_{Jp}^E$  и  $A_{Jp}^M$  существует следующая связь:

$$A_{Jp}^E = \frac{1}{ik} \text{rot } A_{Jp}^M. \quad (\text{II.12})$$

В случае произвольного направления волнового вектора  $\mathbf{k}$  разложение  $e_p e^{ikr}$  по мультиполям имеет более сложный вид. Чтобы его получить, достаточно знать, что величины  $A_{Jp}^E$  и  $A_{Jp}^M$  являются неприводимыми тензорами (см. прил. 3) и поэтому преобразуются при повороте системы координат с помощью матрицы вращений  $D_{Mp}^J(\alpha, \beta, \gamma)$ , зависящей от углов Эйлера, которые в данном случае определяют ориентацию новой системы координат (в которой вектор  $\mathbf{k}$

не параллелен оси  $z$ ) относительно старой системы координат (в которой  $\mathbf{k}$  параллелен оси  $z$ ). Следовательно,

$$A_{Jp}^E \text{ или } A_{Jp}^M(\theta', \varphi') = \sum_{M=-J}^{+J} A_{JM}^E \text{ или } A_{JM}^M(\theta, \varphi) D_{Mp}^J(\alpha, \beta, \gamma).$$

Если направление вектора  $\mathbf{k}$  в новой системе координат описывается полярным и азимутальным углами  $\tilde{\theta}$  и  $\tilde{\varphi}$ , то можно показать, что  $\alpha = \tilde{\varphi}$ ,  $\beta = \tilde{\theta}$  и  $\gamma = 0$ . С учетом этого общий вид разложения  $e_p e^{ikr}$  по мультиполям таков:

$$e_p e^{ikr} = \sum_{J=1}^{\infty} \sum_{M=-J}^J i^J \sqrt{2\pi(2J+1)} D_{Mp}^J(\tilde{\varphi}, \tilde{\theta}, 0) (iA_{JM}^E + pA_{JM}^M), \quad (\text{II.13})$$

причем единичный вектор круговой поляризации  $\mathbf{e}_p$  ( $p = \pm 1$ ) по-прежнему лежит в плоскости, перпендикулярной волновому вектору  $\mathbf{k}$ .

Итак, в общем случае в разложение плоской волны по мультиполям входят функции  $A_{JM}^E$  и  $A_{JM}^M$ , отвечающие всевозможным значениям проекции полного момента ( $M = \pm J, \pm(J-1), \dots$ ). Для этих функций справедливы те же формулы ((II.9) и (II.11)), что и для функций  $A_{Jp}^E$  и  $A_{Jp}^M$ .

Функции  $A_{JM}^E$  и  $A_{JM}^M$  носят название электрических и магнитных мультипольных потенциалов. Они соответствуют фотонам электрического и магнитного типа, имеющим полный момент количества движения  $J$  и проекцию момента  $M$ . Происхождение подобной классификации связано со свойствами электрических и магнитных полей излучений, описываемых потенциалами  $A_{JM}^E$  и  $A_{JM}^M$  при  $kr \rightarrow 0$ , т. е. в так называемых «ближней» ( $r \rightarrow 0$ ) или «статической» ( $k \sim \omega \rightarrow 0$ ) зонах. Так, напряженность электрического поля  $\mathbf{E}_{JM}^E$  излучения, описываемого потенциалом  $A_{JM}^E$  при  $kr \ll 1$ , во много раз превосходит напряженность магнитного поля излучения этого типа. И наоборот, для излучения, характеризуемого потенциалом  $A_{JM}^M$  при  $kr \ll 1$ , выполняется соотношение  $\mathbf{H}_{JM}^M \gg \mathbf{E}_{JM}^M$ .

Докажем, например, что  $\mathbf{H}_{JM}^M \gg \mathbf{E}_{JM}^M$ . Действительно, напряженности электрических и магнитных полей излучений выражаются через векторный потенциал следующим образом:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{r}) e^{-i\omega t} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = ik \mathbf{A}(\mathbf{r}) e^{-i\omega t},$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \text{rot } \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = e^{-i\omega t} \text{rot } \mathbf{A}(\mathbf{r}). \quad (\text{II.14})$$

Поэтому

$$\mathbf{E}_{JM}^M = ik \mathbf{A}_{JM}^M, \quad \mathbf{H}_{JM}^M = \text{rot } \mathbf{A}_{JM}^M.$$

Из соотношений (II.12) и (II.14) следует, что

$$\mathbf{H}_{JM}^M = \text{rot } A_{JM}^M = ik A_{JM}^E.$$

Далее, используя приближенное выражение для функции Бесселя при  $kr \rightarrow 0$ ,

$$i_J(kr) \approx \frac{(kr)^J}{(2J+1)!!} = \frac{(kr)^J}{1 \cdot 3 \cdot 5 \dots (2J+1)},$$

для магнитного мультиполя в ближней (статической) зоне получаем

$$\mathbf{E}_{JM}^M = ik A_{JM}^M \approx ik \frac{(kr)^J}{(2J+1)!!} Y_{Jp}(\theta, \varphi).$$



$$\begin{aligned} H_{JM}^{jm} &= ikA_{JM}^g = ik \sqrt{\frac{J+1}{2J+1}} i_{J-1}(kr) Y_{J,J-1,M}(\theta, \varphi) - \\ &- ik \sqrt{\frac{J}{2J+1}} i_{J+1}(kr) Y_{J,J+1,M}(\theta, \varphi) \approx \\ &\approx ik \frac{(kr)^{J-1}}{(2J-1)!!} \sqrt{\frac{J+1}{2J+1}} Y_{J,J-1,M}(\theta, \varphi). \end{aligned} \quad (\text{II.15})$$

Отсюда видно, что при достаточно малом  $kr$ , т. е. вблизи от излучающей или поглощающей данную электромагнитную волну системы, которую обычно помещают в начале координат, выполняется соотношение

$$|H_{JM}^{jm}| \gg |E_{JM}^{jm}|.$$

### 3. НЕПРИВОДИМЫЕ ТЕНЗОРНЫЕ ОПЕРАТОРЫ. ТЕОРЕМА ВИГНЕРА — ЭККАРТА

Неприводимым тензором называется совокупность  $2s+1$  величин  $\theta_p^s$ , где

$$p = -s, -s+1, \dots, s-1, s,$$

которая при повороте системы координат преобразуется так же, как сферические функции  $Y_{Lm}$ .

Закон преобразования функции  $Y_{Lm}$  имеет вид:

$$Y_{Lm}(\theta', \varphi') = \sum_{k=-L}^L Y_{Lk}(\theta, \varphi) D_{km}^L(\alpha, \beta, \gamma).$$

где  $D_{km}^L(\alpha, \beta, \gamma)$  — матрица вращений, зависящая от углов Эйлера  $\alpha, \beta, \gamma$ .

Для неприводимого тензора  $\theta_p^s$  таким образом, справедлив аналогичный закон преобразования

$$\check{\theta}_f^s = \sum_{p=-s}^s \theta_p^s D_{pf}^s(\alpha, \beta, \gamma).$$

При  $s=0$  у тензора  $\theta_p^s$  имеется всего одна компонента  $\theta_0^0$ , которая является скаляром так же, как и  $Y_{00}=1/\sqrt{4\pi}$ . При  $s=1$  у  $\theta_p^s$  имеется три компоненты

$\theta_1^1, \theta_{-1}^1$  и  $\theta_0^1$ , которые преобразуются, как  $Y_{1m}$  ( $m=\pm 1, 0$ ). Последние можно выразить через проекции  $x, y, z$  радиус-вектора  $\mathbf{r}$ :

$$rY_{1, \pm 1} = \mp \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \cdot \frac{x \pm iy}{\sqrt{2}}, \quad rY_{10} = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} z.$$

Аналогично этому любой вектор  $\mathbf{A}(A_x, A_y, A_z)$  можно записать как неприводимый тензор первого ранга  $\theta_p^1$  ( $p=\pm 1, 0$ ) с помощью соотношений

$$\theta_{\pm 1}^1 = \mp \frac{A_x \pm iA_y}{\sqrt{2}}, \quad \theta_0^1 = A_z.$$

Если неприводимый тензор — оператор, действующий на волновую функцию, то он называется неприводимым тензорным оператором. Для матричных элементов таких операторов справедлива теорема Вигнера — Эккарта\*

$$\langle a_f J_f M_f | \theta_p^s | a_i J_i M_i \rangle = (J_i M_i s p | J_f M_f) \langle a_f J_f | \theta^s | a_i J_i \rangle,$$

где  $J_i, J_f$  и  $M_i, M_f$  — моменты количества движения и их проекции в начальном и конечном состояниях;  $a_i$  и  $a_f$  — остальные квантовые числа, не связанные с моментом количества движения;  $(J_i M_i s p | J_f M_f)$  — коэффициент Клебша — Гордана;  $\langle a_f J_f | \theta^s | a_i J_i \rangle$  — приведенный матричный элемент, не зависящий от квантовых чисел  $M_i, M_f$  и  $p$ .

Зависимость от проекций  $M_i, M_f$  и  $p$  входит в коэффициент Клебша — Гордана, который определяет правила отбора, заключающиеся в том, что этот коэффициент, а значит, и сам матричный элемент обращаются в нуль, если не выполняется правило треугольника

$$|J_i - J_f| \leq s \leq J_i + J_f \quad \text{и} \quad M_i + p = M_f.$$

Эти правила эквивалентны закону сохранения момента количества движения.

Если рассматривать неприводимые тензорные операторы в изобарическом пространстве, то можно записать аналогичное правило треугольника

$$|T_i - T_f| \leq s_\tau \leq T_i + T_f, \quad T_{i2} + p_\tau = T_{f2},$$

где  $T_i$  и  $T_f$  — изоспины начального и конечного состояний, а  $s_\tau$  и  $p_\tau$  определяются размерностью неприводимого тензора в изоспиновом пространстве.

### 4. ФОРМАЛИЗМ ИЗОБАРИЧЕСКОГО СПИНА

В формализме изобарического спина волновая функция нуклона  $\Psi_N(\mathbf{r}, \mathbf{s})$ , зависящая от координат и обычного спина, записывается в виде спинора, две компоненты которого определяют зарядовое состояние нуклона

$$\Psi_N(\mathbf{r}, \mathbf{s}) = \Psi(\mathbf{r}, \mathbf{s}) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + \psi(\mathbf{r}, \mathbf{s}) \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Psi \\ \psi \end{pmatrix},$$

причем считаем, что нейтрону соответствует волновая функция  $|n\rangle = \Psi \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ , а протону  $|p\rangle = \psi \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ .

Так же как и в формализме обычного спина, вводится изоспиновый векторный оператор нуклона  $\mathbf{t}$  с компонентами

$$t_x = \frac{1}{2} \tau_x, \quad t_y = \frac{1}{2} \tau_y, \quad t_z = \frac{1}{2} \tau_z,$$

где

$$\tau_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad \text{и} \quad \tau_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

Вместе с единичной матрицей  $\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$  они позволяют построить линейные операторы различного вида.

\* В ряде книг приведенный матричный элемент определен несколько иначе, а именно

$$\langle a_f J_f M_f | \theta_p^s | a_i J_i M_i \rangle = \frac{1}{\sqrt{2J_f + 1}} (J_i M_i s p | J_f M_f) \langle a_f J_f | \theta^s | a_i J_i \rangle.$$

Так, волновые функции протона и нейтрона — собственные функции оператора  $t_z$  с собственными значениями  $+1/2$  для нейтрона и  $-1/2$  для протона:

$$t_z |n\rangle = \frac{1}{2} |n\rangle, \quad t_z |p\rangle = -\frac{1}{2} |p\rangle.$$

Оператор  $t_x$  переводит нейтронное состояние в протонное, и наоборот:  $t_x |n\rangle = |p\rangle$ ,  $t_x |p\rangle = |n\rangle$ .

Если ввести оператор

$$t_n = \frac{1}{2} + t_z = \frac{1}{2} (1 + \tau_z) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix},$$

то, будучи примененным к нуклонному спинору  $\psi_N$ , он выделяет из него нейтрон

$$t_n \psi_N = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi \\ \psi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \psi \\ 0 \end{pmatrix} = |n\rangle.$$

Аналогично этому оператор

$$t_p = \frac{1}{2} - t_z = \frac{1}{2} (1 - \tau_z)$$

выделяет протонное состояние  $t_p \psi_N = |p\rangle$ .

Операторы  $t_n$  и  $t_p$  носят название проекционных.

Вводятся также повышающий и понижающий операторы  $t_+$  и  $t_-$ :

$$t_{\pm} = t_x \pm i t_y.$$

Оператор  $t_+$  уничтожает нейтрон и превращает протон в нейтрон  $t_+ |n\rangle = 0$ ,  $t_+ |p\rangle = |n\rangle$ . Оператор  $t_-$ , наоборот, уничтожает протон и превращает нейтрон в протон  $t_- |p\rangle = 0$ ,  $t_- |n\rangle = |p\rangle$ . Для ядра операторы изобарического спина  $T$  и его проекция  $T_z$  определяются следующим образом:

$$T = \sum_{\alpha=1}^A t_{\alpha}, \quad T_z = \sum_{\alpha=1}^A (t_z)_{\alpha}.$$

Собственные значения оператора  $T_z$  определяются числом нейтронов и протонов в ядре и равны  $\frac{1}{2}(N - Z)$ .

Для ядра также вводятся повышающий и понижающий операторы  $T_+$  и  $T_-$ :

$$T_{\pm} = \sum_{\alpha=1}^A (t_{\pm})_{\alpha}.$$

Операторы  $T_{\pm}$ ,  $T_z$  аналогичны соответствующим операторам полного момента

$$J_{\pm} = J_x \pm i J_y, \quad J_0 = J_z$$

и удовлетворяют тем же коммутационным соотношениям. Поэтому, используя результаты теории угловых моментов, можно сразу записать

$$T^2 \psi_{T, T_z} = (T_x^2 + T_y^2 + T_z^2) \psi_{T, T_z} = T(T+1) \psi_{T, T_z},$$

$$T_z \psi_{T, T_z} = \frac{N-Z}{2} \psi_{T, T_z},$$

$$T_{\pm} \psi_{T, T_z} = \sqrt{(T \mp T_z)(T \pm T_z + 1)} \psi_{T, T_z \pm 1}.$$

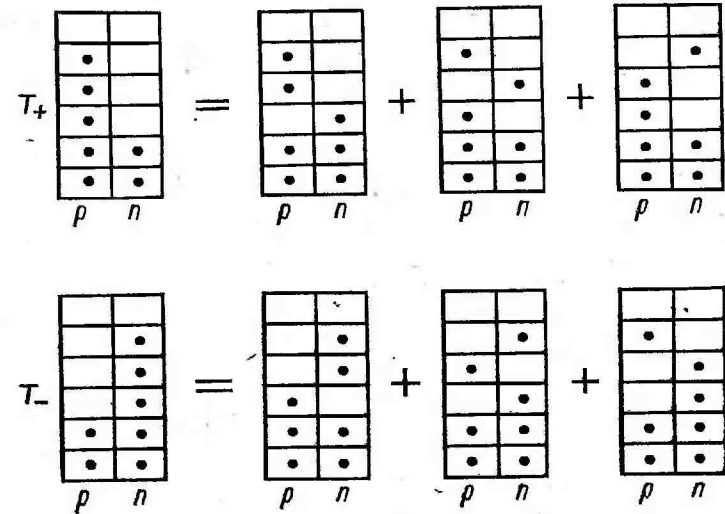


Рис. 97. Действие операторов  $T_+$  и  $T_-$  на волновую функцию ядра

В одночастичной модели антисимметризованные волновые функции ядра представляют собой детерминанты Слэтэра

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{A!}} \begin{vmatrix} \varphi_{j_1}(1) & \varphi_{j_1}(2) & \dots & \varphi_{j_1}(A) \\ \varphi_{j_2}(1) & \varphi_{j_2}(2) & \dots & \varphi_{j_2}(A) \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \varphi_{j_A}(1) & \varphi_{j_A}(2) & \dots & \varphi_{j_A}(A) \end{vmatrix},$$

где  $\varphi_{j_k}(\alpha)$  — одночастичные волновые функции отдельного нуклона, удовлетворяющие уравнению Шредингера для гамильтониана  $h_{\alpha}$  (см. (15.2)):

$$h_{\alpha} \varphi_{j_k}(\alpha) = E_{j_k} \varphi_{j_k}(\alpha).$$

При действии операторов  $T_+$  и  $T_-$  на волновую функцию  $\Phi$  получаем сумму конфигураций, в каждой из которых протон переходит в незанятое нейтроном состояние, и наоборот (рис. 97).

**Борис Саркисович Ишханов**  
**Игорь Михайлович Капитонов**

**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ  
ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО  
ИЗЛУЧЕНИЯ  
С АТОМНЫМИ  
ЯДРАМИ**

*Заведующий редакцией*  
С. И. Зеленский  
*Редактор* Ф. И. Горобец  
*Мл. редакторы* И. Я. Лященко,  
В. В. Конкина  
*Художественный редактор*  
М. Ф. Евстафьева  
*Переплет художника* Ю. Е. Фомина  
*Технический редактор*  
В. И. Овчинникова  
*Корректоры* М. И. Эльмус,  
И. А. Мушникова  
Тематический план 1979 г. № 86  
ИБ № 713

---

Сдано в набор 18.05.79.  
Подписано к печати 01.08.79.  
Л-75087 Формат 60×90<sup>1/16</sup>  
Бумага тип. № 3.  
Гарнитура литературная.  
Высокая печать.  
Усл. печ. л. 13,5 Уч.-изд. л. 13,98  
Тираж 1120 экз. Зак. 84  
Цена 65 коп. Изд. № 517

---

Издательство  
Московского университета.  
Москва, К-9, ул. Герцена, 5/7.  
Типография Изд-ва МГУ.  
Москва, Ленинские горы