

УДК 539.17.03

## СТРУКТУРА ГИГАНТСКОГО РЕЗОНАНСА В ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ

*Б. С. Ишханов*

Научно-исследовательский институт  
ядерной физики МГУ

*В. Г. Шевченко*

Институт теоретической  
и экспериментальной физики,  
Москва

В обзоре излагаются результаты исследований «гигантского резонанса» в  $(\gamma, n)$ -реакциях и аналогового дипольного резонанса в  $(\gamma, p)$ -реакциях. В сечениях этих реакций наблюдается четко выраженная структура для всех исследуемых ядер. Надежное выделение структуры в сечениях связано с использованием многоканального метода измерения кривых выхода фотоядерных реакций. Этот метод достаточно подробно излагается в обзоре.

Полученные результаты анализируются на основе современных теоретических представлений. Анализ показывает, что в настоящее время не существует удовлетворительного объяснения найденной структуры «гигантского резонанса» особенно для тяжелых ядер.

Results are given of studying the giant resonance in  $(\gamma, n)$  reactions and analogue dipole resonance in  $(\gamma, p)$  reactions. In cross sections of these reactions an explicitly pronounced structure for all investigated nuclei is observed. Reliable separation of the structure is connected with the use of multi-channel method for the measurement of curves of the photonuclei reaction yield. The results obtained are analysed basing on existing theoretical concepts. The analysis shows that at present there is no satisfactory explanation for obtained structure of «giant resonance» especially for heavy nuclei.

### ВВЕДЕНИЕ

Систематическое исследование взаимодействия  $\gamma$ -излучения с атомными ядрами началось в 40-х годах после создания циклических ускорителей электронов, бета-тронов и синхротронов. Уже первые эксперименты содержали неожиданные и, как впоследствии оказалось, чрезвычайно важные результаты.

Во-первых, на основе анализа отношения выходов, энергетических и угловых распределений  $(\gamma, n)$ - и  $(\gamma, p)$ -реакций было установлено, что ядерные превращения могут проходить без образования составного ядра. Это лишило предложенный Бором

механизм ядерных реакций универсальности и знаменовало возрождение представлений, основанных на концепции независимых частиц, которая в это время получила широкое признание в связи с успехами оболочечной модели.

Во-вторых, было установлено, что сечение взаимодействия электромагнитного излучения с атомными ядрами в области энергий до 50 *Мэв* имеет вид резонансов с шириной от 3 до 10 *Мэв*. Положение максимума сечения поглощения зависело от числа нуклонов в ядре. Для легких ядер максимум лежал при 20—25 *Мэв*, для средних — при 17—19 *Мэв* и для тяжелых — при 13—15 *Мэв*. Максимумы сечений, казалось бы, совершенно различных процессов, например ( $\gamma, n$ )-, ( $\gamma, p$ )-реакций, лежали практически при одних и тех же энергиях, что указывало на то, что ответственность за резонансный характер сечений лежит на процессе поглощения  $\gamma$ -излучения. Такая форма сечения получила название «гигантского резонанса».

В-третьих, было установлено, что сечение в этой области энергий носит дипольный характер. Об этом свидетельствовали форма угловых распределений вылетающих нуклонов, симметричная относительно  $90^\circ$ , и величины интегральных сечений, которые исчерпывались дипольным правилом сумм.

С тех пор вопрос о природе гигантского резонанса вызывает интерес и у экспериментаторов, и у теоретиков. Было проведено большое число экспериментов по измерению характеристик гигантского резонанса, для объяснения полученных данных предлагались теории, основанные как на концепции коллективных движений, так и на основе оболочечного представления. Это послужило поводом для длительной дискуссии, цель которой было выяснить то, какую из моделей следовало считать наиболее подходящей для описания фотоядерных процессов. В основе обсуждения лежало противопоставление концепций коллективных движений и независимых частиц. Дальнейшее развитие теории показало, что эти представления не столь противоположны, как это казалось на первый взгляд. Более того, удалось установить наличие тесной взаимосвязи между ними. Оба представления выступали как два предельных случая в описании характеристик фотоядерных процессов.

Последние годы изучение фотоядерных процессов, и прежде всего природы гигантского резонанса, было связано с частично-дырочным подходом в модели оболочек [1], в теории конечных ферми-систем [2] и в коллективной динамической теории [3]. И хотя прогресс в развитии теории за эти годы велик и наши представления о механизме взаимодействия  $\gamma$ -квантов с ядрами качественно изменились, трудности в объяснении закономерностей механизма фотоядерных реакций не только не уменьшились, но даже возросли. Это связано с большими успехами, достигнутыми

в развитии экспериментальной методики, и с получением новых результатов, прежде всего по структуре гигантского резонанса. В свете этих результатов такое понятие, как ширина дипольного резонанса, потеряло смысл не только для легких, но и для тяжелых ядер. Максимум гигантского резонанса представляет собой центр тяжести большого числа отдельных максимумов в сечении поглощения. Гигантский резонанс получался при измерениях с низким энергетическим разрешением. Отдельные максимумы в таких экспериментах сглаживались, и большое число отдельных резонансов, сконцентрированных в некоторой энергетической области, проявлялось как один широкий резонанс.

Были измерены сечения фотонейтронных реакций на большом числе ядер в широком диапазоне атомных весов ( $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{24}$ ,  $^{26}\text{Mo}$ ,  $^{27}\text{Al}$ ,  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{31}\text{P}$ ,  $^{32}\text{S}$ ,  $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{51}\text{V}$ ,  $^{52}\text{Cr}$ ,  $^{58}$ ,  $^{60}\text{Ni}$ ,  $^{63}\text{Cu}$ ,  $^{89}\text{Y}$ ,  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{93}\text{Nb}$ ,  $^{92}$ ,  $^{98}\text{Mo}$ ,  $^{110-114}$ ,  $^{116}\text{Cd}$ ,  $^{181}\text{Ta}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ ). Для исследования влияния эффектов аналоговых состояний на структуру сечения фотоядерных реакций были получены сечения фотопротонных реакций на ядрах  $^{52}\text{Cr}$ ,  $^{58}$ ,  $^{60}\text{Ni}$ ,  $^{89}\text{Y}$ ,  $^{93}\text{Nb}$ ,  $^{107}\text{Ag}$ ,  $^{110}\text{Cd}$ . Все полученные сечения имеют четко выраженную структуру в области гигантского резонанса.

В данном обзоре рассмотрим найденные результаты на примере нескольких ядер. Эксперименты по измерению структуры гигантского резонанса сложны. Основная причина сложности — непрерывный спектр первичного пучка фотонов. Некоторые из полученных результатов неожиданны, поэтому подробное изложение методики измерений необходимо для оценки надежности этих результатов.

## 1. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ ВЫХОДА ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

При исследовании эффективных сечений фотоядерных реакций с помощью тормозного  $\gamma$ -пучка конечным результатом измерений является количество актов изучаемой реакции, приведенное к единице дозы  $\gamma$ -излучения для различных значений максимальной энергии тормозного спектра  $T$ . Эта величина, обозначаемая  $Y(T)$ , называется выходом реакции, который связан с эффективным сечением соответствующей реакции следующим интегральным уравнением:

$$Y(T) = \eta \int_{E_{\text{порог}}}^T W(T, E_{\gamma}) \sigma(E_{\gamma}) dE_{\gamma},$$

где  $T$  — максимальная энергия тормозного  $\gamma$ -спектра;  $W(T, E_{\gamma})$  — число  $\gamma$ -квантов энергии  $E_{\gamma}$  в единичном энергетическом интервале спектра тормозного излучения с максимальной

энергией  $T$ , отнесенное к единице дозы;  $\sigma(E_\gamma)$  — эффективное сечение исследуемого процесса;  $\eta$  — нормировочная константа;  $E_{\text{порог}}$  — порог изучаемой реакции.

Значения кривой выхода  $Y(T)$  определяются при некоторых значениях  $T$ , и их можно записать в следующем виде:  $Y(T) = N(T)/\varepsilon D(T)$ , где  $N(T)$  — число зарегистрированных актов реакции при облучении образца тормозным спектром с максимальной энергией  $T$ ;  $\varepsilon$  — эффективность регистрирующей установки;  $D(T)$  — доза, полученная образцом.

Вследствие малого выхода фотоядерных реакций и необходимости работы с тормозным спектром достижение приемлемой точности для  $\sigma(E_\gamma)$  требует набора большой статистики, а значит, и длительных измерений, часто продолжающихся в течение нескольких недель. При этом отдельные точки в кривой выхода измеряются на протяжении нескольких часов. Следовательно, даже в том случае, когда величины  $N$  определены с высокой статистической точностью, погрешности в  $Y$  могут быть большими из-за изменения во времени эффективности регистрирующей установки и чувствительности дозиметрических устройств. В экспериментах подобного типа надежное разрешение тонкой структуры в сечениях требует поддержания в процессе всего опыта эффективности регистрирующей установки постоянной с довольно высокой точностью (обычно не хуже 0,1%). Такие же требования предъявляются и к точности измерения дозы  $\gamma$ -излучения. Очевидно, что выполнение этих условий является сложной задачей. Более простой путь, существенно уменьшающий влияние дрейфа эффективности регистрирующей аппаратуры  $\varepsilon$  и погрешностей в измерении дозы на точность кривой выхода, состоит в использовании многоканального метода, предложенного О. В. Богданкевичем [4].

В этом методе максимальная энергия тормозного  $\gamma$ -излучения изменяется в каждом цикле работы бетатрона, пробегая в циклическом порядке  $P$  последовательно увеличивающихся или уменьшающихся значений  $T(1), T(2), \dots, T(P)$ . После значения  $T(P)$  вновь следует  $T(1), T(2)$  и т. д. Синхронно с изменением  $E_\gamma$  происходит переключение каналов многоканальной счетной системы (МСС), в которые осуществляется запись некоторого числа импульсов  $n(T)$  от частиц, вылетающих из исследуемого образца при попадании на него возникающих в одном цикле работы ускорителя  $\gamma$ -квантов. В конце эксперимента, когда последовательность энергий  $T(1), \dots, T(P)$  пробегается  $r$  раз, полу-

чается столбец чисел  $N(T) = \sum_{k=1}^r n_k(T)$ , состоящий из  $r$  первичных

столбцов  $n_k(T)$ , причем числа одного такого столбца найдены за время обычно не более нескольких секунд, т. е. практически при одних и тех же условиях эксперимента. Такой метод измере-

ний позволяет сильно уменьшить влияние дрейфа эффективности регистрирующей аппаратуры на точность кривой выхода.

Существенным преимуществом многоканального метода является то, что в нем непосредственные показания камеры-монитора перестают быть элементом, связывающим данные измерений при различных значениях  $T$  в единую кривую, вследствие чего отпадает необходимость проводить прецизионное мониторирование пучка  $\gamma$ -излучения. Таким образом, вместо обычной кривой выхода, в которой отдельные точки отнесены к единичному показанию дозиметра, находим кривую выхода, значения которой измерены за одинаковое время.

Доза  $\gamma$ -излучения, получаемая исследуемым образцом в каждом цикле работы ускорителя, определяется верхней границей тормозного спектра  $T$  и числом  $\gamma$ -квантов, падающих на мишень. Поэтому важным фактором, влияющим на точность, является флуктуация числа фотонов в тормозном  $\gamma$ -спектре от цикла к циклу при фиксированном значении  $E$ . Среднеквадратическая погрешность  $\Delta J_t$ , вносимая в измерения за счет флуктуации интенсивности, определяется выражением

$$\Delta J_t = \Delta J_1 / \sqrt{ft/P},$$

где  $\Delta J_1$  — среднеквадратическая флуктуация интенсивности в отдельном цикле работы ускорителя;  $f$  — частота посылок ускорителя;  $P$  — число каналов МСС;  $t$  — общее время измерения.

Отсюда видно, что общее время измерения, необходимое для достижения определенной точности в  $Y$ , в значительной степени связано со стабильностью работы ускорителя, которая характеризуется постоянством условий инжекции. Для оценки времени проведения экспериментов были проведены измерения быстрых (от цикла к циклу) пульсаций интенсивности  $\gamma$ -излучения бетатрона [5]. Проведенные эксперименты показали, что быстрый дрейф интенсивности составляет  $\sim 5-10\%$ . Таким образом, если время эксперимента выбрано достаточно большим, то число  $\gamma$ -квантов, прошедших через мишень при данном значении  $T$ , автоматически усредняется с высокой степенью точности. Зависимость дозы от энергии  $T$ , необходимая для построения кривой выхода, получается в результате отдельных измерений. Найденные для ряда значений  $T$  экспериментальные величины  $D(T)$  затем сглаживаются посредством аппроксимации аналитической функцией, с тем чтобы не внести дополнительных особенностей в кривую выхода. При этом подходе требования к точности дозиметрических измерений существенно ниже, чем требования к точности измерения величин  $N(T)$ . Абсолютная погрешность определения функции дозы составляет  $\sim 10\%$ .

Функциональная схема системы для измерения выхода фото-ядерных реакций приведена на рис. 1. В ее состав входят: реги-

стрирующая система, включающая в себя детекторы, электронные схемы усиления и дискриминации импульсов, многоканальную счетную систему; система стабилизации и переключения энергии, включающая в себя генератор опорного ступенчатого напряжения,

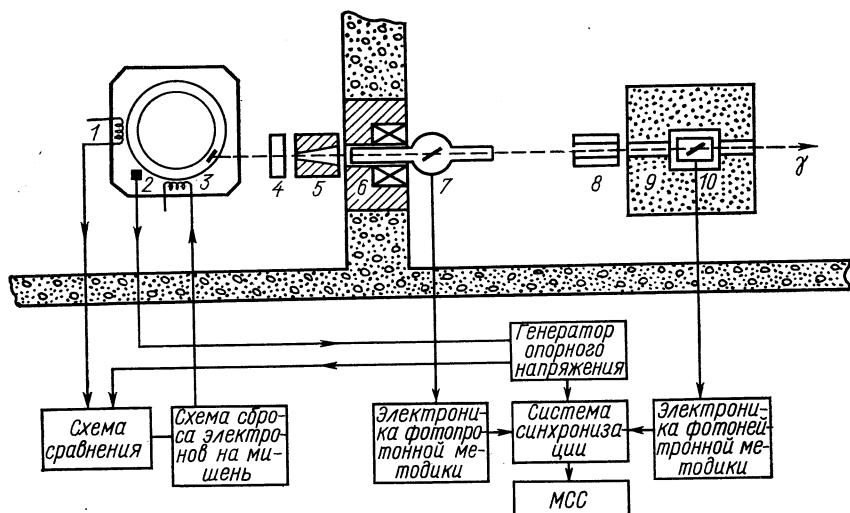


Рис. 1. Функциональная схема системы для измерения выхода фотоядерных реакций:

1 — следящая обмотка бетатрона; 2 — датчик нуля магнитного поля; 3 — расширительная обмотка бетатрона; 4 — камера-монитор; 5 — свинцовый коллиматор; 6 — очистительный магнит; 7 — фотопротонная методика; 8 — водяной коллиматор; 9 — защита из парафина; 10 — фотонейтронная методика.

схему сравнения, импульсный генератор тока; система синхронизации.

Для измерения энергии ускоренных электронов был использован метод, предложенный Кацем с сотр. [6]. Синусоидальное напряжение, пропорциональное напряженности магнитного поля на равновесной орбите бетатрона  $H(t)$ , поступало на схему сравнения, на которую одновременно подавалось постоянное напряжение с генератора опорного ступенчатого напряжения. В тот момент, когда нарастающее по синусоидальному закону напряжение достигало величины, равной опорному напряжению, схема сравнения формировала сигнал, который давал начало сбросу электронов на мишень бетатрона, т. е. импульсу  $\gamma$ -излучения. Таким образом,  $T$  являлась однозначной функцией опорного напряжения  $U_{оп}$ , т. е.  $T = f(U_{оп})$ .

Изменение величины  $U_{оп}$  происходило скачком каждый раз на одну и ту же величину  $\Delta U_{оп}$ , что приводило к соответствующему изменению  $T$ . Сигналом для изменения  $U_{оп}$  являлся импульс

нуля магнитного поля (см. рис. 1). Меняясь в каждом цикле ускорения электронов, величина  $T$  пробегает все  $P$  значений от  $T$  (1) до  $T$  ( $P$ ) за время  $t = P/50$  сек. При  $P = 256$   $t = 256/50 \approx 5$  сек. Одним из основных элементов системы стабилизации и переключения энергии является высокостабильный генератор опорного ступенчатого напряжения на 512 каналов [7]. Применяемый ранее генератор ступенчатого напряжения выполнен по методу сложения равных токов на цепочке сопротивлений. Стабильность выходного напряжения такого генератора определяется двумя независимыми параметрами: стабильностью напряжения, питающего цепочку сопротивлений, и стабильностью тока электронных ключей. Влияние нестабильности тока ключей с увеличением числа ступеней сильно растет, поэтому делать генератор по такому принципу больше чем на 64 ступени нецелесообразно. Так, если число ступеней  $n = 512$  нестабильность нижнего уровня выходного напряжения будет составлять 0,1%, а верхнего уровня — 0,01%, что соответствует нестабильности ширины шага  $\sim 50\%$ .

Разработанный генератор представляет собой делитель на сопротивлениях со стабилизированным напряжением. Полное сопротивление делителя остается при всех переключениях постоянным и равняется  $512 R$ , выходное напряжение снимается с его части, определяемой состоянием системы электромагнитных реле, которая меняется от  $R$  до  $512R$  ступеней с шагом, равным  $R$ . Если полное сопротивление нагрузки много больше полного сопротивления делителя, то относительная величина ступени зависит только от состояния сопротивлений делителя, разброс величины шага зависит только от точности подбора сопротивлений и стабильность выходного напряжения определяется только стабильностью выпрямителя, питающего делитель. Таким образом, стабильность генератора зависит от одного параметра и не зависит от числа ступеней. Стабильность ширины шага определяется стабильностью сопротивлений делителя и составляет  $\sim 0,1\%$ , стабильность выходного напряжения — 0,01%. Абсолютная калибровка энергетической шкалы бетатрона проводится по трем энергетическим точкам: порогу реакции  $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)$  и двум изломам в кривой выхода реакции  $^{16}\text{O}(\gamma, n)$  при  $E_\gamma = 17,15$  и  $21,8$  Мэв. Из-за погрешностей в калибровке бетатрона по энергии точность определения абсолютного положения резонансов  $\Delta E_\gamma$  различна для разных значений  $E_\gamma$ . Величины абсолютных погрешностей приведены в табл. 1.

Эксперименты по измерению выхода фотопротонных реакций проводились на растянутом по длительности пучке  $\gamma$ -излучения. Это приводит к дополнительной неопределенности в абсолютной шкале, связанной с погрешностью в определении момента появления импульса  $\gamma$ -излучения относительно момента сравнения. Эта погрешность практически одинакова для всех значений  $E_\gamma$ .

Таблица 1  
 Абсолютные погрешности измерений, %

$E_{\gamma}, \text{ Мэв}$	7	12	20	25	30
$\Delta E_{\gamma}, \text{ Мэв}$	0,1	0,05	0,1	0,2	0,3

и составляет  $\sim 50$  кэв. Нестабильность генератора опорного ступенчатого напряжения вносит существенно меньшую неопределенность в значения энергии и составляет  $\sim 3-5$  кэв.

Точность, с которой определяется расстояние ( $E_{\gamma_2} - E_{\gamma_1}$ ) между отдельными резонансами, зависит от абсолютной погрешности в калибровке бетатрона и составляет  $0,02 (E_{\gamma_2} - E_{\gamma_1}) \text{ Мэв}$ . Следует отметить, что в данную оценку не входит неопределенность в положении резонанса, обусловленная величиной шага расчета сечения. Схематически методика проведения экспериментов показана на рис. 1. Пучок  $\gamma$ -излучения, образующийся на тормозной мишени бетатрона, проходит через ионизационную камеру-монитор, свинцовый коллиматор и далее через отверстие в защитной стене попадает в экспериментальный зал. В экспериментальном зале располагаются фотопротонный и фотонейтронный детекторы. Здесь же располагаются системы предварительного усиления и дискриминации сигналов.

Для регистрации фотонейтронов был сконструирован нейтронный детектор, в котором происходит замедление нейтронов в водородосодержащей среде с последующей регистрацией тепловых нейтронов борными счетчиками [8]. Эффективность детектора  $\sim 45\%$ . Для проверки зависимости эффективности от первичной энергии нейтронов была проведена градуировка с источниками нейтронов разных энергий. В пределах точности измерений активности источников ( $\sim 5-10\%$ ) не обнаружено зависимости эффективности детектора от энергии нейтронов. Среднее время жизни нейтронов в детекторе  $\sim 130$  мксек. Все счетчики детектора разбиты на шестнадцать групп по пять счетчиков в каждой. Каждая группа счетчиков имеет свой усилительный тракт. Разрешающее время практически определяется длительностью импульсов с борных счетчиков и составляет  $\sim 1$  мксек.

Измерение выходов фотопротонных реакций проводится с помощью полупроводниковой методики [9]. Пучок  $\gamma$ -излучения проходит через вакуумную камеру, в которой находится мишень из исследуемого вещества и детекторы. В качестве детекторов в нашей установке используются восемь одинаковых поверхностно-барьерных кремниевых полупроводниковых счетчиков. Рабочая площадь каждого из них  $2,3 \text{ см}^2$ . Детекторы устанавливались по обе стороны



мишени (по четыре счетчика с каждой стороны) на расстоянии  $\sim 4-5$  см от нее, причем поверхность детекторов параллельна направлению падающего  $\gamma$ -пучка, имеющего в сечении вид прямоугольника размером  $45 \times 9$  мм. Суммарная эффективность всех счетчиков, определяемая телесным углом установки, составляет величину 0,05. Толщина чувствительного слоя каждого детектора 300 мкм, что при пороге дискриминации 1 Мэв позволяет регистрировать протоны с энергиями от 1 до 25 Мэв. Электронный тракт имеет разрешающее время  $3 \cdot 10^{-8} - 4 \cdot 10^{-8}$  сек, что определяется током выбранных детекторов (время собирания заряда  $\sim 10^{-8}$  сек).

Недостатком полупроводниковой методики является малый телесный угол регистрации продуктов фотоядерных реакций. В дальнейшем методика измерения выхода фотопротонных реакций была усовершенствована и был создан детектор фотопротонов на основе многонитяной пропорциональной камеры. Это позволило увеличить телесный угол регистрации фотопротонов до 60% и проводить эксперименты с мишенями больших площадей (до  $20 \times 20$  см).

Конструктивно многонитяная пропорциональная камера представляет собой систему электродов плоской геометрии, помещенных в изолированном от внешней среды объеме. Пятьдесят вольфрамовых нитей диаметром 0,03 мм, расположенные параллельно в одной плоскости на расстоянии 5 мм друг от друга и находящиеся под потенциалом земли, являются независимыми друг от друга анодами. Каждая нить камеры соединена с отдельным предусилителем. Катоды камеры — высоковольтные электроды — располагаются на расстоянии 10 мм от плоскости центральных нитей по обе стороны от нее.

Описанная выше конструкция многонитяной пропорциональной камеры позволяет получать непосредственно с нитей камеры импульсы амплитудой 100—150 мв и длительностью 25 нсек и длительностью фронта нарастания 10 нсек при заполнении камеры углекислым газом.

## 2. РАСЧЕТ СЕЧЕНИЙ ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Кривая выхода и интересующее нас сечение связаны между собой интегральным уравнением Вольтера 1-го рода:

$$Y(T) = \eta \int_{E_{\text{порог}}}^T W(T, E_{\gamma}) \sigma(E_{\gamma}) dE_{\gamma}. \quad (1)$$

В качестве ядра интегрального уравнения  $W(T, E_{\gamma})$  в расчетах обычно используют тормозной спектр, рассчитанный Шиффом [10].

Определение  $\sigma(E_\gamma)$  по экспериментально измеренному выходу из уравнения (1) — типичная обратная задача, и для построения устойчивого приближения необходимо привлекать параметрические алгоритмы. В качестве таковых рассмотрим модификацию метода Пенфолда — Лейсса [11], где параметром является шаг обработки, и регуляризирующий алгоритм, в котором критерием отбора выступает степень гладкости приближения (с несколькими способами выбора параметра регуляризации).

Метод Пенфолда — Лейсса заключается в определении  $\sigma(E_\gamma)$  через заранее вычисленную обратную матрицу  $B_{ji}$ :

$$\sigma_j = (E_{\gamma j} / \Delta E_\gamma) \sum_{i=1}^j B_{ji} Y_i \quad (2)$$

Эффекты, обусловленные заменой интегрального уравнения суммированием на конечных интервалах  $\Delta E_\gamma$ , подробно рассмотрены в работе [12].

Кривая выхода  $Y(T)$  по своей природе есть случайная величина, и в эксперименте измеряется лишь оценка ее математического ожидания, возмущенная погрешностями измерений. Погрешности в определении  $Y(T)$  скажутся на точности восстановления сечения. В методе обратной матрицы статистическая точность абсолютной величины рассчитанного сечения определяется соотношением

$$\delta\sigma_j = \frac{E_{\gamma j}}{\Delta E_\gamma} \sqrt{\sum_{i=1}^j B_{ij}^2 \delta^2 Y_i}. \quad (3)$$

В связи с тем что абсолютная погрешность в определении  $Y(T)$  увеличивается с ростом  $T$ , расчет эффективных сечений методом Пенфолда — Лейсса приводит к быстрому нарастанию погрешности в сечении с увеличением энергии. Это особенно сильно сказывается на точности определения сечения в области энергий за максимумом гигантского резонанса. Проводить расчет сечений с шагом, с которым измерена кривая выхода, оказывается практически невозможно из-за быстрого нарастания погрешности в сечении. Поэтому шаг расчета сечения  $\Delta E_\sigma$  оказывается, как правило, больше шага определения кривой выхода:

$$\Delta E = n \Delta E_\gamma, \quad \text{где } n > 1. \quad (4)$$

Рассмотрим модификацию метода Пенфолда — Лейсса, в которой шаг расчета фигурирует как параметр. Возможны два различных способа расчета сечения по формуле (2). При первом способе происходит усреднение измеренной кривой выхода по интервалу энергии  $\Delta E$ ; сечение получается в точках, отстоящих друг от друга на расстояние  $\Delta E$ . При втором способе последовательность чисел

$Y$  разбивается на  $p$  подпоследовательностей  $Y^s$  ( $s = 1, 2, \dots, p$ ) таким образом, чтобы точки отдельной подпоследовательности отстояли друг от друга на величину энергетического интервала, равного шагу расчета сечения  $\Delta E_\gamma$ . Соседние подпоследовательности  $Y^s$  и  $Y^{s+1}$  отстоят друг от друга на величину энергетического интервала  $\Delta E$ , с которым измерялась кривая выхода. Сечение  $\sigma^s$  рассчитывается по формуле (2) независимо для каждой подпоследовательности  $Y^s$ . Окончательное эффективное сечение дается системой чисел  $\sigma^1, \sigma^2, \dots, \sigma^p$ , сдвинутых по энергии друг относительно друга на величину  $\Delta E$ . Подобный метод, в отличие от усреднения исходной кривой выхода по интервалу  $\Delta E$ , позволяет, как показали расчеты на модельных задачах, несколько увеличить надежность разрешения отдельных деталей в сечении.

Выбор оптимального шага расчета сечения  $\Delta E$  зависит от точности и конкретного вида кривой выхода. Как правило, оптимальный шаг расчета не является одинаковым для различных участков кривой выхода. В проводимых у нас экспериментальных исследованиях обычно на начальном участке кривой выхода  $Y(T)$  для расчета сечений используется шаг  $0,2 \text{ Мэв}$ , на среднем —  $0,5 \text{ Мэв}$  и для участка кривой выхода, соответствующего наибольшим значениям  $E$ , шаг расчета  $1 \text{ Мэв}$ . Окончательная кривая сечения состоит, таким образом, из трех сопряженных частей, полученных с различным расчетным шагом. В связи со сказанным ясно, что энергетическое разрешение сечений, полученных таким способом, ухудшается с ростом  $E_\gamma$ . Проиллюстрируем эффективность такого подхода на модельной задаче. На рис. 2, а показано сечение реакции  $\bar{\sigma}(E_\gamma)$ , выбранное в качестве эталонного. Структура этого сечения по форме близка к структуре фотоядерных реакций в районе гигантского резонанса. Из сечения была рассчитана кривая выхода реакции  $\bar{Y}(T)$  с энергетическим шагом  $100 \text{ кэв}$ , и далее из точного значения кривой выхода было восстановлено сечение для трех случаев:  $\Delta E = 0,2; 0,5$  и  $1,0 \text{ Мэв}$ . Эти результаты показаны на рис. 2, б — г. Видно, что по мере уменьшения шага в сечении начинают проявляться резонансы, и при шаге расчета  $0,2 \text{ Мэв}$  полученное сечение практически не отличается от эталонного. Этот результат очевиден, поскольку в качестве эталонного сечения выбрано сечение, в котором ширины резонансов превышают  $200 \text{ кэв}$ .

В следующем эксперименте кривую выхода  $\bar{Y}(T)$  возмущали с помощью случайных чисел, распределенных по нормальному закону:  $\bar{Y}(T) = \check{Y}(T) [1 + \delta Y(T) \xi]$ ,  $\xi \sim N(0, 1)$ , причем  $\delta Y(T) = \sqrt{\check{Y}(T)}$ . На рис. 3 показано сечение, восстановленное из возмущенной кривой выхода. При этом кривая выхода в верхних каналах получена с относительной погрешностью  $0,1\%$ , что соответствует статистике  $10^6$  в верхних каналах. Для сравне-

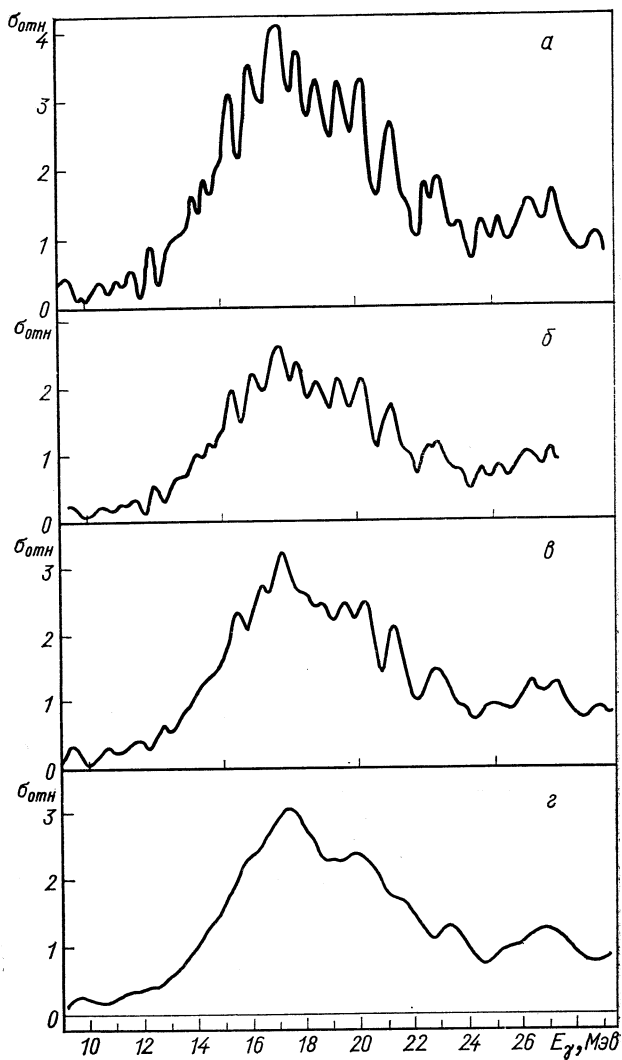


Рис. 2. Восстановление сечения из невозмущенной «точной» кривой выхода:

*a* — сечение, выбранное в качестве модели; *б* — сечение, восстановленное с шагом 0,2 Мэв; *в* — сечение, восстановленное с шагом 0,5 Мэв; *г* — сечение, восстановленное с шагом 1,0 Мэв

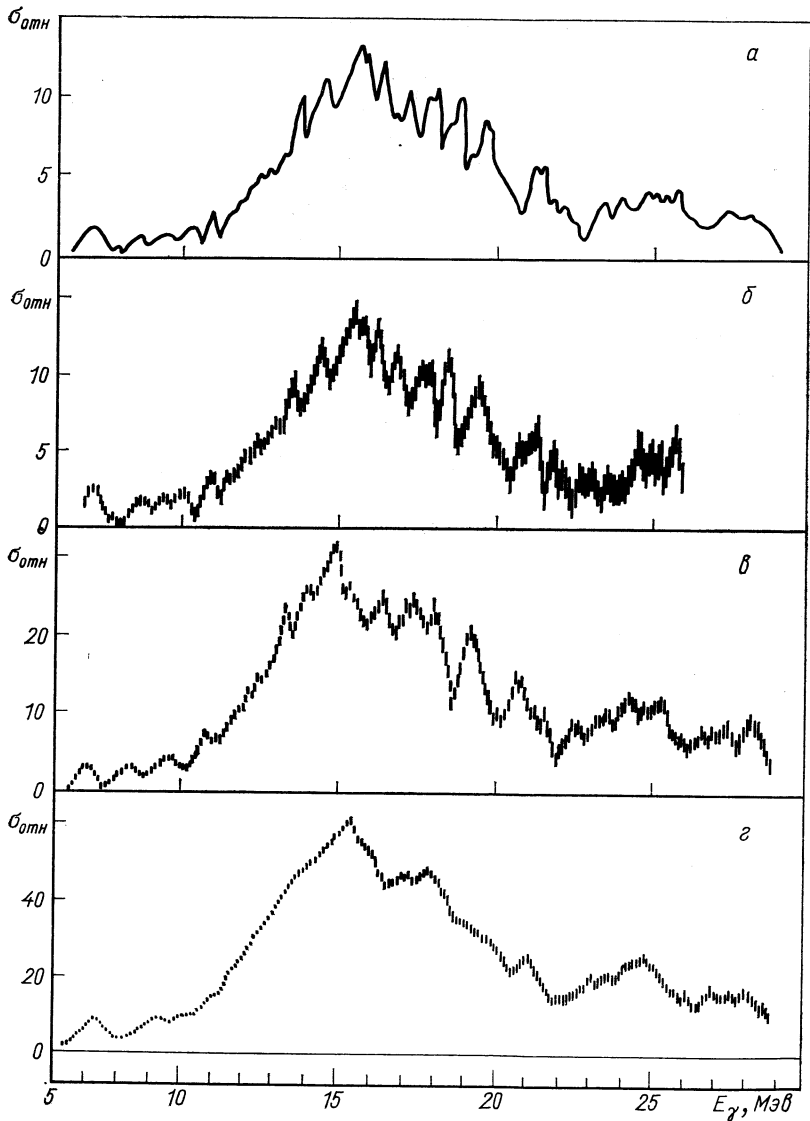


Рис. 3. Восстановление сечения из возмущенной кривой выхода методом Пенфолда — Лейсса:

*a* — сечение во всем энергетическом диапазоне; *б* — сечение, восстановленное с шагом 0,2 Мэв; *в* — сечение, восстановленное с шагом 0,5 Мэв; *г* — сечение, восстановленное с шагом 1,0 Мэв.

ния укажем, что при измерении фотонейтронных сечений кривая выхода в верхних каналах измеряется с относительной точностью 0,06—0,04%, что соответствует объему статистики в верхних каналах  $3 \cdot 10^6$ — $7 \cdot 10^6$ . Анализируя данные, приведенные на рис. 3, можно определить интервал  $\Delta E$ , с которым имеет смысл проводить расчеты сечений реакций. Для случая, приведенного на рис. 3, анализ с шагом 0,2 Мэв возможен в области до 17 Мэв. В области выше 22 Мэв целесообразно использовать расчетный шаг 1 Мэв. Анализ с шагом 0,5 Мэв целесообразно проводить в промежуточной области.

Следует отметить, что, выбирая шаг расчета сечения на данном интервале энергий, мы исходим из величин абсолютных погрешностей в определении сечений, полученных из соотношения (3). Таким образом, использование метода обратной матрицы при решении уравнения Вольтера требует постоянного согласования шага расчета сечения с точностью определения исходной информации.

В связи с тем что получение кривой выхода с достаточно высокой степенью точности является трудной экспериментальной проблемой, часто проводится предварительное выглаживание исходной информации, т. е. при расчете сечения из экспериментальной кривой выхода в уравнение (2) вместо  $Y$  подставляется  $\dot{Y}$ , т. е.  $\dot{Y} = Y\tau^b$ , где  $\tau^b$  — выглаживающая функция, характеризуемая параметром  $b$ . Величина параметра  $b$  определяет (характерный) энергетический интервал, на котором происходит выглаживание кривой выхода. При расчете сечения прямым методом из сглаженной кривой выхода необходимо, чтобы расчетный шаг сечения  $\Delta E$  превышал  $b$  ( $\Delta E > b$ ). В противном случае в сечении реакции могут появляться ложные максимумы, обусловленные процедурой выглаживания.

Приведенные примеры иллюстрируют возможность применения параметризованной модификации метода Пенфолда — Лейсса для расчета сечения реакции по экспериментальной кривой выхода. Недостатком метода являются трудности, возникающие при попытке автоматизации выбора расчетного шага на ЭВМ. Поэтому для расчета сечений используется также другой регуляризирующий алгоритм, где критерий выбора приближенного сечения — принцип гладкости [13].

В этом методе из множества формальных решений, т. е. функций  $\sigma(E_\gamma)$ , удовлетворяющих условию

$$\sum_{i=1}^n \frac{\left[ \int_{E_{\text{порог}}}^T W(T_i, E_\gamma) \sigma(E_\gamma) dE_\gamma - Y(T_i) \right]^2}{[\delta Y(T_i)]^2} \leq n, \quad (5)$$

выбирается такое, для которого функционал  $\Phi[\sigma] = \int_{E_{\text{порог}}}^T [\sigma^2(E) - \sigma^{12}(E)] dE$  имеет минимальное значение. Таким образом, построенное сечение будем называть наиболее гладким приближением к истинному по данной экспериментальной информации. Нахождение функции сводится к задаче отыскания минимума функционала:

$$M^2 = \left\| \int_{E_{\text{порог}}}^T W(T, E_\gamma) \sigma(E_\gamma) dE_\gamma - Y(T) \right\|^2 + \alpha \Phi[\sigma], \quad (6)$$

где  $\alpha$  — параметр регуляризации, аналогичный множителю Лагранжа. С уменьшением параметра регуляризации  $\alpha$  ( $\alpha < \alpha_{\text{опт}}$ ) происходит «разбалтывание»  $\sigma^\alpha(E_\gamma)$ , появляются осцилляции, обусловленные увеличением влияния погрешности в  $Y(T)$ . С ростом  $\alpha$  ( $\alpha > \alpha_{\text{опт}}$ ) увеличивается влияние регуляризирующего функционала  $\Phi[\sigma]$ , что приводит к заглаживанию структуры в сечении. При решении конкретных задач практически невозможно использование формулы  $\alpha(\delta Y) = \text{const}(\delta V)^2$  для определения значения параметра регуляризации, так как  $\text{const}$  существенно зависит от ядра уравнения  $W(T, E_\gamma)$  и искомого сечения  $\bar{\sigma}(E_\gamma)$ . Поэтому остановимся несколько подробнее на некоторых способах выбора параметра  $\alpha$ , применяемых при построении сечения методом регуляризации. Приведенные ниже способы проверены на модельных задачах и опробованы на конкретных экспериментах.

Первый способ реализует принцип невязки [14], т. е. среди множества решений, соответствующих различным значениям параметра, выбирается такое, при котором

$$\rho^2(\alpha) = \sum_{i=1}^n \frac{\left[ \int_{E_{\text{порог}}}^T W(T_i, E_\gamma) \sigma(E_\gamma) dE_\gamma - Y(T_i) \right]^2}{[\delta Y(T_i)]^2} = n. \quad (7)$$

Заметим, что с уменьшением параметра  $\alpha$  невязка  $\rho^2(\alpha)$  уменьшается, функционал  $\Phi[\sigma^\alpha]$  монотонно возрастает. Следовательно, сечение  $\sigma^{\alpha(\text{нев})}(E_\gamma)$ , где  $\alpha$  выбирается таким способом, соответствует минимальному значению регуляризирующего функционала  $\Phi[\sigma^\alpha]$  (при условии  $\rho^2(\alpha) \leq n$ ), т. е. соответствует максимальному возможному «сглаживанию» сечения. Очевидно, что выбор  $\alpha$  таким способом сильно зависит от оценки погрешности  $\delta Y(T)$ . В большинстве случаев значение параметра  $\alpha_{\text{нев}}$  указывает верхнюю границу выбора параметра  $\alpha_{\text{опт}}$  и дает «сглаженное» решение. В интересующей нас области значение параметра  $\rho^2(\alpha)$  слабо зависит от параметра  $\alpha$  [большие изменения в вели-

чине параметра  $\alpha$  соответствуют малым изменениям величины  $\rho^2(\alpha)$ , в то же время решение  $\sigma^\alpha(E_\gamma)$  сильно меняется с изменением параметра  $\alpha$ .

В связи с этим приведем другой способ оценки  $\alpha$  оптимального, который далее будем называть «выбором параметра по отношению». В качестве приближения выбирается такое  $\sigma^\alpha(E_\gamma)$ , для которого

$$\Psi(\alpha) = \frac{\left\| \int_{E_{\text{порог}}}^T W(T, E_\gamma) \sigma^\alpha(E_\gamma) dE_\gamma - Y(E_\gamma) - \alpha \int_{E_{\text{порог}}}^T W(T, E_\gamma) [\partial \sigma^\alpha(E_\gamma) / \partial \alpha] dE_\gamma \right\|}{\left\| \int_{E_{\text{порог}}}^T W(T, E_\gamma) \sigma^\alpha(E_\gamma) dE_\gamma - Y(E_\gamma) \right\|^2} \quad (8)$$

достигает своего левого максимума. Максимум функции  $\Psi(\alpha)$  соответствует минимуму функции  $\phi(\alpha) = \left\| \frac{\partial \delta^\alpha(E_\gamma)}{\partial \alpha} \right\|$ , которая является оценкой первого члена разложения  $\omega(\alpha)$  в ряд Тейлора по  $\alpha$ . Как правило, решение  $\sigma^\alpha(E_\gamma)$  для  $\alpha = \alpha_{\text{лев}}$  соответствует приближению, которое является более гладкой функцией, чем оптимальное приближение. Решение  $\sigma^\alpha(E_\gamma)$  для  $\alpha$  соответствует менее гладкому приближению, чем  $\alpha = \alpha_{\text{опт}}$ .

Заметим, что вычисление  $\alpha_{\text{лев}}$  требует обычно очень точного знания погрешности. Численные эксперименты показывают, что при погрешности в 2 раза в определении  $\delta Y(T)$  можно получить значительное отклонение  $\alpha_{\text{лев}}$  от  $\alpha_{\text{опт}}$ . Изложенные способы выбора параметра регуляризации алгоритмизированы и включены в программы численного определения сечения фотоядерных реакций на ЭВМ.

Для того чтобы удобнее сравнить результаты восстановления сечений различными способами, все численные расчеты были выполнены для одной и той же модельной задачи. На рис. 4 показаны результаты, соответствующие двум описанным выше способам выбора параметра  $\alpha$ . При

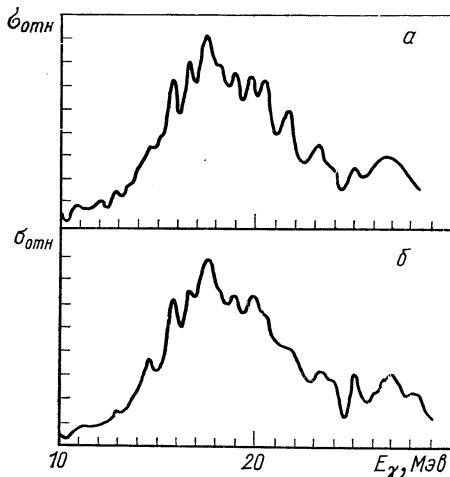


Рис. 4. Восстановление сечения из возмущенной кривой выхода методом регуляризации:

а — реализован принцип невязки; б — реализован принцип «выбора параметра  $\alpha$  по отношению»



этом рисунок соответствует случаю, когда кривая выхода получена с погрешностью 0,1%.

При реализации регуляризирующего алгоритма возникают трудности, связанные с большими затратами времени на многократное решение на ЭВМ системы линейных алгебраических уравнений и на вычисление ядра  $W(T, E_\gamma)$ . Ограниченность оперативной памяти ЭВМ приводит к необходимости решения задачи на перекрывающихся отрезках.

Анализ полученных результатов позволяет сделать следующие выводы:

1) все примеры свидетельствуют о высокой степени устойчивости решений, определенных методом регуляризации; особенно сильно преимущества метода регуляризации проявляются в области высоких энергий за максимумом гигантского резонанса;

2) сравнение найденных способов выбора параметра указывает на то, что, по-видимому, для экспериментального материала наиболее близким к оптимальному является выбор  $\alpha$  на основании соотношения (9);

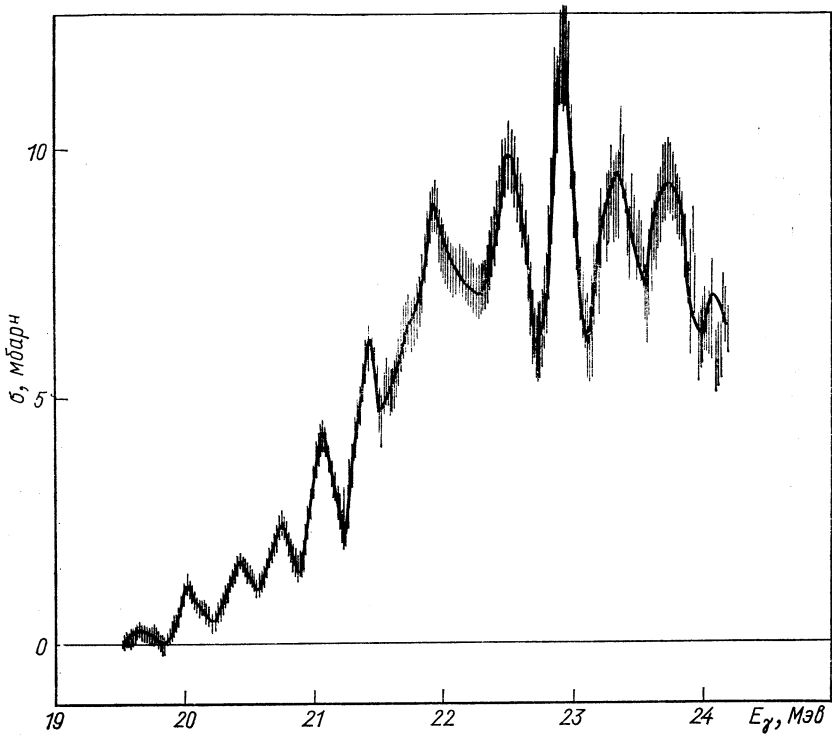
3) при той точности измерений кривой выхода, которую позволяет определить метод автоматического изменения границы тормозного спектра, применение модифицированного метода Пенфолда — Лейсса также приводит к достаточно надежному восстановлению сечения. При этом роль регуляризирующего параметра фактически выполняет шаг расчета сечения.

### 3. ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЕ ЛЕГКИХ ЯДЕР

В этом разделе рассматриваются экспериментальные результаты по измерению сечений  $(\gamma, n)$ -реакций на ядрах  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{24}\text{Mg}$  и  $^{26}\text{Mg}$ . Выбор этих ядер обусловлен тем, что для них имеются обширные данные по сечениям  $(\gamma, n)$ -реакций, измеренным с хорошей точностью, обнаружена структура в сечениях. Поэтому появляется возможность провести детальное сравнение результатов этих работ с нашими данными.

#### 1. Сечение реакции $^{12}\text{C}(\gamma, n)$

Измеренное сечение реакции  $^{12}\text{C}(\gamma, n)$  показано на рис. 5. Энергии резонансов приведены в табл. 2. Здесь же для сравнения даны энергии наиболее надежно установленных резонансов по данным работ [15, 16]. В пределах погрешностей согласие наших данных с результатами работ [15, 16] следует считать вполне удовлетворительным. Остановимся на некоторых различиях. Вместо резонанса при  $E_\gamma = 20,9 \text{ Мэв}$  наблюдали резонансы при энергиях  $E_\gamma = 20,7$  и  $21,0 \text{ Мэв}$ . Резонанс при энергии  $E_\gamma = 20,9 \text{ Мэв}$  в действительности является центром тяжести двух резонансов, что и проявилось при увеличении энергетического разрешения

Рис. 5. Сечение реакции  $^{12}\text{C}(\gamma, n)$ .

в нашем эксперименте. Необходимо отметить, что в работе [15] в области энергий  $E_\gamma \sim 20,0-21,0$  Мэв наблюдается структура, аналогичная нашей. В некоторых работах [17, 18] при исследова-

Таблица 2

Энергии максимумов (Мэв), наблюдаемых на ядре  $^{12}\text{C}$  в области гигантского дипольного резонанса

Данные авторов	Данные работы [15]	Данные работы [16]	Данные авторов	Данные работы [15]	Данные работы [16]
19,2	19,3	—	21,7	21,65	—
19,7	19,8	—			21,7
20,1	20,1	—	22,0	22,10	22,0
20,4	20,35	—	22,5	22,75	—
20,7	—	—	23,0	—	23,1
21,0	20,90	—	23,3	—	—
21,4	21,30	—	23,7	23,60	23,70

нии ( $\gamma, n$ )-реакции  $^{12}\text{C}$  получено расщепление «основного» максимума гигантского резонанса (22—24 Мэв) на два: более узкий максимум при энергии  $E_\gamma \approx 22,0$  Мэв и более широкий максимум при энергии  $E_\gamma \approx 23$  Мэв. В действительности оба максимума состоят из нескольких резонансов. В нашем эксперименте в этой области энергий получено пять резонансов (21,9; 22,5; 23,0; 23,3; 23,7 Мэв), из которых первые два составляют ранее наблюдавшийся резонанс при энергии  $E_\gamma \sim 22$  Мэв, а остальные три формируют максимум с центром тяжести при энергии  $E_\gamma \sim 23$  Мэв.

## 2. Сечение реакции $^{16}\text{O}(\gamma, n)$

Сечение реакции  $^{16}\text{O}(\gamma, n)$  показано на рис. 6. Параметры резонансов, наблюдаемых в сечении, представлены в табл. 3. Положение отдельных резонансов полученного нами сечения и его общий

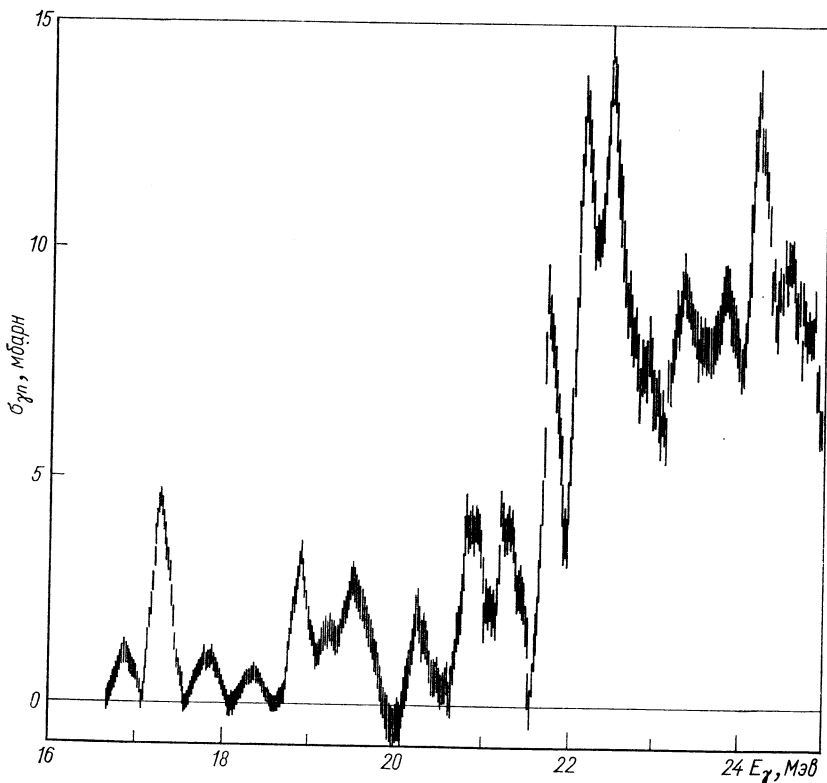


Рис. 6. Сечение реакции  $^{16}\text{O}(\gamma, n)$ .

ход хорошо согласуются с данными других авторов, что, например, иллюстрирует рис. 7. На этом рисунке полученное нами сечение

Таблица 3

Энергии максимумов ( $Mэв$ ), наблюдаемых на ядре  $^{16}O$  в области гигантского дипольного резонанса

Данные авторов		[19] ( $\gamma, n$ )- реакция	[20] ( $\gamma, n$ )- реакция	[21] Спектр фото- нейтро- нов	[22] ( $\gamma, n$ )- реакция	[23] Спектр фотопро- тонов	[24] ( $p, \gamma_0$ )- реакция	[25] Сечение полного погло- щения
Положе- ние резо- нансов, $Mэв$	Инте- гральные сечения резонан- сов, $Mэв \times$ $\times мбарн$							
16,89	0,23	—	—	17,1	—	—	17,13	—
17,29	1,00	17,3	17,1	17,25	17,2	17,3	17,29	17,2
17,85	0,25	—	—	—	—	18,1	—	—
18,37	0,16	—	—	—	—	—	—	—
18,92	0,64	19,06	19,0	19,0	—	19,0	19,05	19,0
19,25	0,40	—	—	—	—	—	—	—
19,52	0,91	19,56	19,3	19,4	—	19,6	19,56	19,4
20,25	0,44	20,2	—	20,1	—	—	—	—
20,89	1,13	21,0	20,8	20,9	20,9	20,6	21,0	20,99
21,27	1,32	—	—	—	—	—	—	—
21,75	2,09	21,7	21,8	—	—	—	—	—
22,17	3,57	22,26	22,1	22,3	22,4	22,3	22,2	22,3
22,46	3,92	—	—	—	—	—	—	—
22,90	2,24	—	—	—	—	—	—	—
23,33	3,36	23,1	23,1	23,1	—	23,1	23,0	23,1
23,83	3,04	—	—	—	—	—	—	—
24,21	4,76	24,1	24,0	24,3	24,2	24,3	24,3	24,3
24,56	2,66	24,9	25,0	25,0	—	—	25,2	25,2
	32,12							

сравнивается с аналогичными результатами Кука и сотр. [19]. Более высокое энергетическое разрешение, как и при измерении реакции  $^{12}C(\gamma, n)$ , позволило обнаружить новые элементы структуры в сечении реакции  $^{16}O(\gamma, n)$ . К ним относятся максимумы при энергиях  $\gamma$ -квантов 16,9; 17,8; 18,4; 19,3  $Mэв$ . Кроме того, широкие резонансы, наблюдавшиеся в сечении, полученном Куком и др. [19] и рядом других авторов, при энергиях 21,0; 22,3; 23,0; 24,2  $Mэв$  расщепились на ряд более узких максимумов. Так, максимум при энергии  $E_\gamma \approx 21 Mэв$  расщепился на два максимума при  $E_\gamma = 20,9$  и  $21,3 Mэв$ , резонанс при  $22,3 Mэв$  — на три максимума при  $E_\gamma = 21,7$ ;  $22,2$  и  $22,5 Mэв$ . Некоторые указания на существование максимума при  $E_\gamma = 21,7 Mэв$  имеются в работах [19, 20] (см. рис. 7). В области энергии  $E_\gamma \approx 23-25 Mэв$  вместо наблюдавшихся ранее двух резонансов при  $E_\gamma \approx 23$  и  $24 Mэв$  обнаружены четыре резонанса при  $E_\gamma = 23,3$ ;  $23,8$ ;  $24,2$  и  $24,6 Mэв$ , что вызвано расщеплением резонанса при  $E_\gamma \approx 24 Mэв$  на три максимума ( $23,8$ ;  $24,2$  и  $24,6 Mэв$ ). Помимо перечисленных струк-

турных особенностей возможно существование слабого резонанса при энергии 22,5—23,0 *Мэв*. Абсолютная величина полученного сечения совпадает с данными работы [19]. Интегральные сечения отдельных резонансов приведены в табл. 3.

Проведенное сравнение результатов наших данных с данными Кука и др. [19] особенно наглядно показывает, что использование

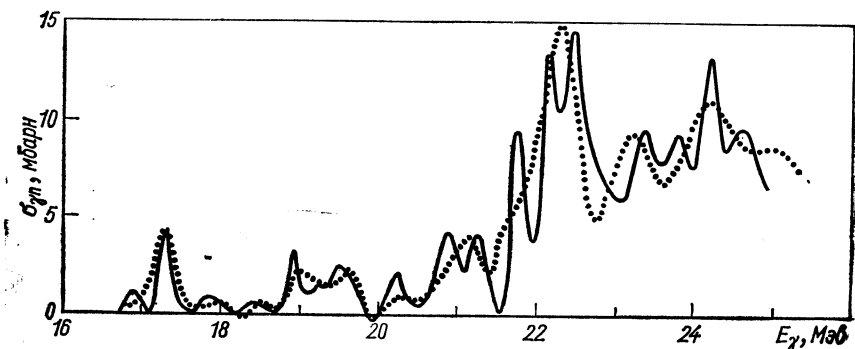


Рис. 7. Сечение реакции  $^{16}\text{O}(\gamma, n)$ . Сравнение результатов данной работы (сплошная линия) с данными работы [19] (пунктирная линия).

многоканального метода измерения кривой выхода позволяет получить результаты, аналогичные найденным авторами с использованием других методов, однако при этом за счет улучшения стабильности в работе аппаратуры, увеличения статистической точности измерений, а следовательно, улучшения энергетического разрешения при расчете сечения появляется возможность наблюдения более тонких особенностей в сечениях  $(\gamma, n)$ -реакций на легких ядрах и, как увидим в дальнейшем, наблюдения качественно новых явлений в тяжелых ядрах.

Рассмотрим экспериментальные результаты, характеризующие распадные свойства возбужденных состояний в сечении  $(\gamma, n)$ -реакции  $^{16}\text{O}$ . Так как энергетический порог переходов, оставляющих конечное ядро  $^{15}\text{O}$  в первом возбужденном состоянии, равен 20,86 *Мэв*, то все резонансы, наблюдаемые в сечении до этой энергии, связаны с распадом на основное состояние  $^{15}\text{O}$ . При энергиях возбуждения, больших, чем 20,86 *Мэв*, в сечении реакции  $^{16}\text{O}(\gamma, n)$  могут появляться переходы на возбужденные состояния ядра  $^{15}\text{O}$ . Пороги трех нижних возбужденных уровней  $^{15}\text{O}$  ( $1/2^+ - 5,19$  *Мэв*;  $5/2^+ - 5,24$  *Мэв*;  $3/2^- - 6,18$  *Мэв*): 20,86; 20,91 и 21,85 *Мэв* соответственно. Обычно предполагается, что основное состояние ядра  $^{16}\text{O}$  имеет конфигурацию  $(1s_{1/2})^4(1p_{3/2})^8(1p_{1/2})^4$ . Поэтому в частично-дырочных расчетах, учитывающих только  $1p - 1h$  возбуждения, возможные состояния конечного ядра, возникающие после вылета нейтрона, ограничиваются двумя состо-

яниями отрицательной четности: уровнем  $1/2^-$  (дырка в оболочке  $1p_{1/2}$ ), являющимся основным состоянием конечного ядра, и уровнем  $3/2^-$  (дырка в оболочке  $1p_{3/2}$ ), являющимся третьим возбужденным состоянием конечного ядра. Распады на состояния положительной четности ( $1/2^+$ ,  $5/2^+$  и т. д.) могут возникнуть лишь в том случае, если в формировании гигантского резонанса участвуют более сложные конфигурации типа  $np - nh$  ( $n > 1$ ). В работе Колдуэлла и др. [21] было обнаружено, что в интервале энергий  $E_\gamma = 20,9 - 21,8$  Мэв в энергетической зависимости отношения скоростей счета нейтронов на различном расстоянии от оси  $BF_3$ -детектора наблюдается отклонение от монотонности, что указывает на смягчение нейтронного спектра, вызванное появлением переходов на возбужденные состояния.

При энергии  $E_\gamma = 21,8$  Мэв это отношение, однако, вновь совпадает с тем значением, которое должно было быть, если бы нейтроны оставляли  $^{15}\text{O}$  в основном состоянии. Совпадение энергии  $20,9$  Мэв с порогом образования  $^{15}\text{O}$  в состояниях  $1/2^+$  и  $5/2^+$ , а также соответствие границы энергетической области начального участка нарушения монотонности ( $20,9 - 21,8$  Мэв) обнаруженному максимуму при  $E_\gamma = 21,3$  Мэв позволяет сделать вывод о том, что дипольное состояние, лежащее при этой энергии, распадается

Таблица 4

Относительный вклад переходов на состояния  $1/2^+$ ,  $5/2^+$   $3/2^-$  в интегральное сечение переходов на возбужденные состояния.

(В скобках приведены соответствующие вклады в полное интегральное сечение, т. е. с учетом переходов на основное состояние ядер  $^{15}\text{O}$  и  $^{15}\text{N}$ )

Конечные возбужденные состояния ядер $^{15}\text{O}$ и $^{15}\text{N}$	[20]		[22]	[31]	
	$^{16}\text{O}(\gamma, n\gamma')^{15}\text{O}$	$^{16}\text{O}(\gamma, p\gamma')^{15}\text{N}$	$^{16}\text{O}(\gamma, p\gamma')^{15}\text{N}$	$^{16}\text{O}(\gamma, n\gamma')$	$^{16}\text{O}(\gamma, p\gamma')$
Первое и второе возбужденные состояния ( $1/2^+$ , $5/2^+$ )	0,20 (0,08)	0,12 (0,07)	0,31 (0,13)	0,32	0,13
Третье возбужденное состояние ( $3/2^-$ )	0,54 (0,24)	0,54 (0,29)	0,69 (0,29)	0,68	0,67
Более высокие возбужденные состояния положительной четности	0,26 (0,10)	0,34 (0,19)	—	—	0,20

не только на основное состояние ( $1/2^-$ ), но и на первые два состояния положительной четности ( $1/2^+$  и  $5/2^+$ ). По оценкам, сделанным в работе [21], доля переходов на эти возбужденные состояния достигает 25% (для  $E_\gamma = 21,2$  Мэв).

При энергиях  $E_\gamma > 22$  Мэв существующие экспериментальные результаты, и прежде всего несовпадение форм спектров фотонуклонов с соответствующими сечениями, также указывают на присутствие сильных переходов в возбужденные состояния конечного ядра. Исследования, выполненные в работах [21, 22], говорят о том, что в области энергий  $E_\gamma = 22-30$  Мэв значительная часть (0,24—0,41) возбужденных состояний ядра  $^{16}\text{O}$ , возникающих в реакциях  $^{16}\text{O}(\gamma, n)$  и  $^{16}\text{O}(\gamma, p)$ , распадается с оставлением конечных ядер в состояниях с положительной четностью. Количественные данные о соотношении вероятностей переходов на различные состояния конечного ядра представлены в табл. 4.

Таким образом, приведенные выше экспериментальные данные о переходах на состояния положительной четности указывают на необходимость учета при рассмотрении фотоэффекта на ядре  $^{16}\text{O}$  конфигураций  $np - nh$  ( $n > 1$ ).

### 3. Сечение реакции $^{40}\text{Ca}(\gamma, n)$

Сечение реакции  $^{40}\text{Ca}(\gamma, n)$  показано на рис. 8. Положения резонансов, обнаруженных в сечении, а также величины интег-

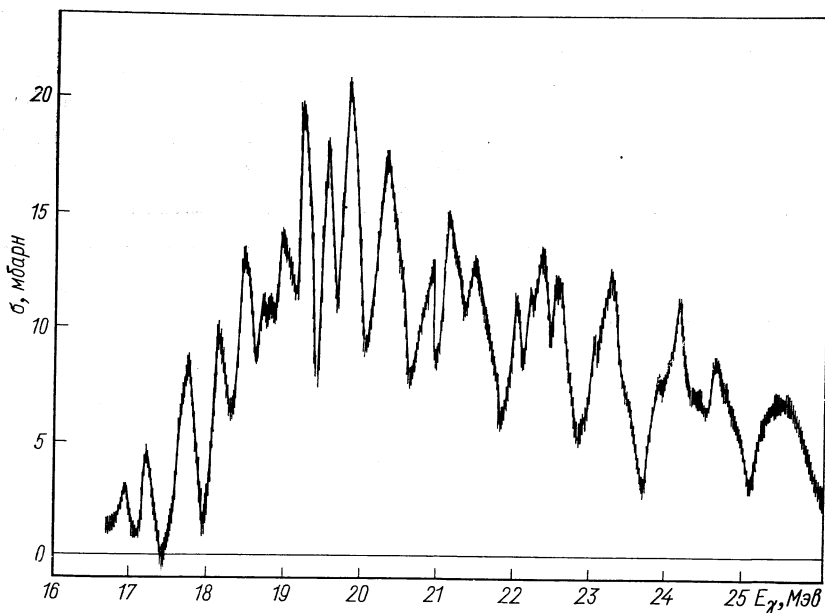


Рис. 8. Сечение реакции  $^{40}\text{Ca}(\gamma, n)$ .

ральных сечений отдельных резонансов приведены в табл. 5. Здесь же для сравнения приводятся экспериментальные резуль-

Таблица 5

Энергии максимумов ( $Mэв$ ), наблюдаемых на ядре  $^{40}Ca$  в области гигантского дипольного резонанса

Данные авторов		[27] ( $\gamma$ , $n$ )- реакция	[28] ( $\gamma$ , $p$ )- реакция	[29] ( $p$ , $\gamma_0$ )- реакция
Энергии максимумов	Интегральные сечения максимумов, $Mэв \cdot мбарн$			
16,9	0,7	15,9	—	15,2
17,2	0,7	—	—	16,2
17,8	2,3	17,8	—	—
18,2	2,3	—	—	18,2
18,5	3,5	18,5	—	—
18,8	2,8	—	18,7	—
19,0	3,0	—	—	19,0
19,3	4,3	19,2	—	19,4
19,6	3,8	19,6	—	—
19,9	5,8	19,9	19,9	19,8
20,4	7,8	—	—	20,3
21,0	3,7	20,8	20,9	21,0
21,2	4,2	—	—	—
21,5	4,8	21,7	—	—
22,0	2,8	—	21,8	22,0
22,4	3,6	22,3	—	—
22,6	3,3	—	—	—
23,3	6,6	—	23,2	—
24,2	5,8	24,1	24,4	—
24,6	4,3	—	—	—
25,5	4,9	25,4	25,0	—
			28,0	—

таты о резонансах, полученные при исследовании различных реакций на ядре  $^{40}Ca$ . Положения резонансов достаточно хорошо совпадают между собой. Более высокое разрешение описываемого эксперимента позволило обнаружить в сечении ряд новых резонансов. Так, вместо ранее обнаруженного нами в сечении ( $\gamma$ ,  $n$ )-реакции резонанса при энергии 19,1  $Mэв$  удалось разрешить три резонанса с энергиями 18,8; 19,0 и 19,3  $Mэв$ . Величина интегрального сечения резонанса с энергией 19,1  $Mэв$  составляла 7,8  $Mэв \cdot мбарн$ . Три вновь обнаруженных резонанса имеют суммарное интегральное сечение 10,1  $Mэв \cdot мбарн$ , что вполне удовлетворительно согласуется с интегральным сечением резонанса с энергией 19,1  $Mэв$ . Эти же три резонанса достаточно надежно выделены в экспериментах ( $p$ ,  $\gamma_0$ ), и им приписаны энергии 18,7; 19,0 и 19,4  $Mэв$ . В области энергий  $E_\gamma = 17,9-18,5 Mэв$  вместо двух ранее обнаруженных резонансов (суммарное интегральное сечение 9,5  $Mэв \cdot мбарн$ ) наблюдается три резонанса с энергиями



17,8; 18,2 и 18,5  $Mэв$  (суммарное сечение 8,1  $Mэв \cdot мбарн$ ). Максимум с энергией  $E_\gamma = 18,2 Mэв$  также обнаружен в  $(p, \gamma_0)$ -экспериментах. Расщепление максимума гигантского резонанса на три уровня с энергиями 19,3; 19,6 и 19,9  $Mэв$  хорошо совпадает с данными Баглина и Спайсера [23]. Резонансы, расположенные в области энергий за максимумом гигантского резонанса, группируются при энергиях 21,2; 22,3; 23,2; 24,5 и 25,5  $Mэв$ . Эта структура хорошо совпадает с данными, полученными практически во всех работах. Однако в сечении этих gross-структур также можно выделить отдельные резонансы. Резонанс при энергии 21,2  $Mэв$  распадается на три резонанса с энергиями 21,0; 21,2 и 21,5  $Mэв$ . Величина интегрального сечения этих трех резонансов составляет в сумме 12,7  $Mэв \cdot мбарн$ , что совпадает с величиной интегрального сечения резонанса при энергии  $E_\gamma = 21 Mэв$ , обнаруженного ранее (11  $Mэв \cdot мбарн$ ). Резонанс при энергии  $E_\gamma = 22,3 Mэв$  состоит из трех резонансов ( $E_\gamma = 22,0$ ; 22,4 и 22,6  $Mэв$ ) и имеет величину интегрального сечения 9,7  $Mэв \cdot мбарн$ . Согласно предыдущим измерениям, величина интегрального сечения резонанса при энергии  $E_\gamma = 22 Mэв$  составляла 10  $Mэв \cdot мбарн$ . Таким образом, гигантский резонанс на ядре  $^{40}Ca$  представляет собой большое число отдельных максимумов с ширинами 400—600  $кэв$ . При этом ширины резонансов, по-видимому, определяются разрешающей способностью метода определения сечения. Сравнивая между собой данные по положению резонансов в сечениях  $(\gamma, p)$ - и  $(\gamma, n)$ -реакций, следует отметить корреляцию в их положении. Особенно хорошо эта корреляция наблюдается в области за максимумом гигантского резонанса. К аналогичным выводам приходят авторы работы [24], в которой были получены данные о сечениях  $(\gamma, p_0)$ - и  $(\gamma, n_0)$ -реакций на ядре  $^{40}Ca$ .

Изучение распадных характеристик гигантского резонанса в реакциях  $^{40}Ca(\gamma, n)$  и  $^{40}Ca(\gamma, p)$  показывает, что переходы на возбужденные состояния составляют 20—25%. При этом в работе [25] авторами был обнаружен распад на возбужденные состояния отрицательной четности конечных ядер  $^{39}K$  и  $^{39}Ca$ , образующихся в  $(\gamma, p\gamma')$ - и  $(\gamma, n\gamma')$ -реакциях на ядре  $^{40}Ca$ . Такие конфигурации могут образовываться за счет связи  $(1p - 1h)$ -состояний с более сложными состояниями.

#### 4. Сечение реакций $^{24}Mg(\gamma, Tn)$ и $^{26}Mg(\gamma, Tn)$

Изучение сечений  $(\gamma, n)$ -реакций на этих ядрах интересно тем, что их особенности позволяют проследить роль различных факторов в формировании гигантского резонанса, а именно: изоспиново-го расщепления дипольного резонанса и конфигурационного расщепления дипольного резонанса [26]. Наконец, на примере изотопов магния можно изучить влияние статической деформации ядра

на процесс фоторасщепления. Полученные сечения фотонейтронных реакций на  $^{24}\text{Mg}$  и  $^{26}\text{Mg}$  представлены на рис. 9 и 10. Сравним полученные данные с результатами других работ. Общая форма кривой фотонейтронного сечения для ядра  $^{24}\text{Mg}$  согласуется с данными исследований, выполненных со средним энергетическим разрешением [27]. Это хорошо иллюстрируется рис. 11, где фотонейтронное сечение, определенное в работе [27], сравнивается с фотонейтронным сечением, рассчитанным из нашей кривой методом

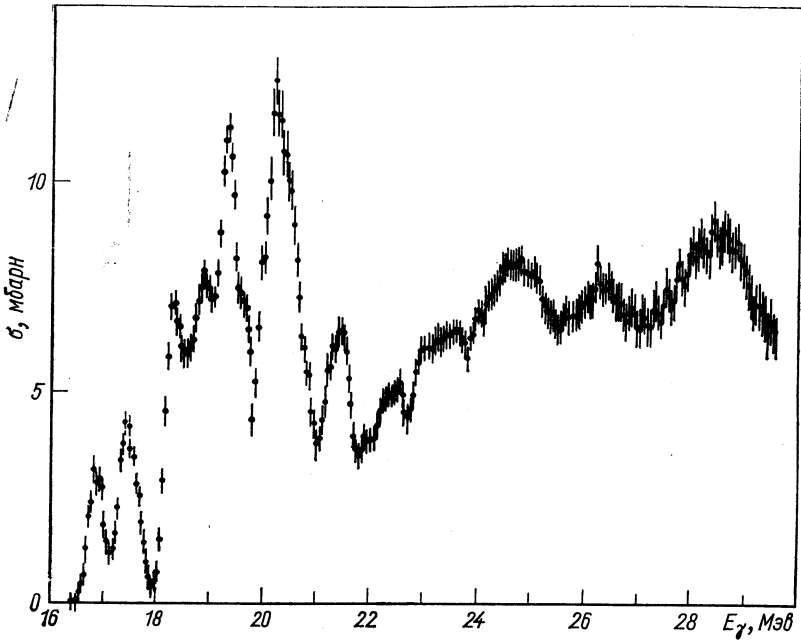


Рис. 9. Сечение реакции  $^{24}\text{Mg}(\gamma, Tn)$ .

Пенфолда — Лейсса с шагом  $\Delta E = 1 \text{ Мэв}$ . Этот шаг не является оптимальным для нашей кривой выхода в интервале 16—22 Мэв. Сечение, рассчитанное из кривой выхода с таким энергетическим шагом при  $E_\gamma < 22 \text{ Мэв}$ , сильно заглажено, приближаясь по энергетическому разрешению к данным работы [27]. Как видно из рисунка, в обоих сечениях наблюдаются одни и те же резонансы промежуточной структуры при  $E_\gamma \sim 17; 19; 20,5 \text{ и } 25 \text{ Мэв}$ .

На рис. 12 фотонейтронное сечение, определенное нами для  $^{24}\text{Mg}$ , сравнивается с фотонейтронными сечениями, полученными с помощью тормозного излучения [28] и с помощью квазимонохроматических фотонов [29], а также из спектра неупругого рассеяния электронов [30]. Очевидно, что согласие между четырьмя кривыми

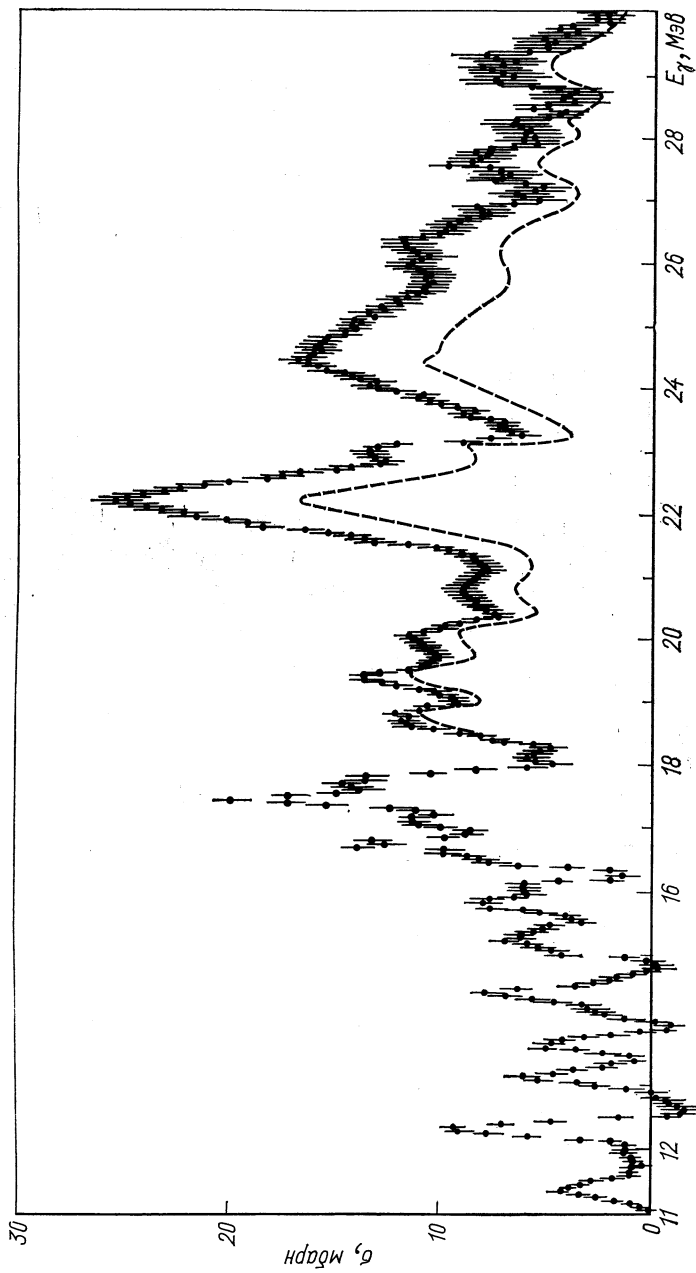


Рис. 10. Сечение реакции  $^{26}\text{Mg}$  ( $\gamma$ ,  $Tn$ ).

в области энергий возбуждения, меньших, чем 22 Мэв, является хорошим по положению и по амплитуде максимумов. Так, резонансы при 18,2—18,4; 18,8—18,9; 19,2—19,3 и 20,0—20,2 Мэв являются общими для всех четырех сечений. Общим для сравниваемых кривых будет также максимум при  $E_\gamma \sim 22$  Мэв. При

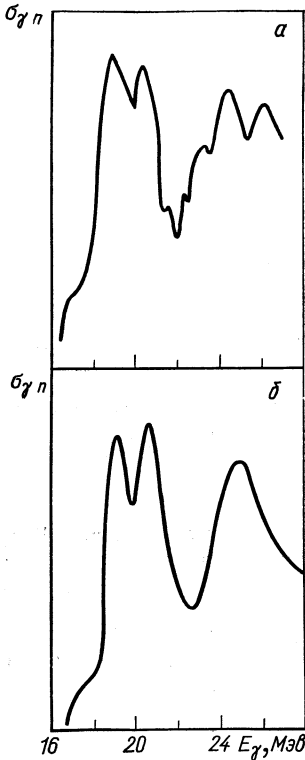


Рис. 11. Сечение реакции  $^{24}\text{Mg}(\gamma, Tn)$ . Сравнение наших результатов (а) с данными работы [27] (б).

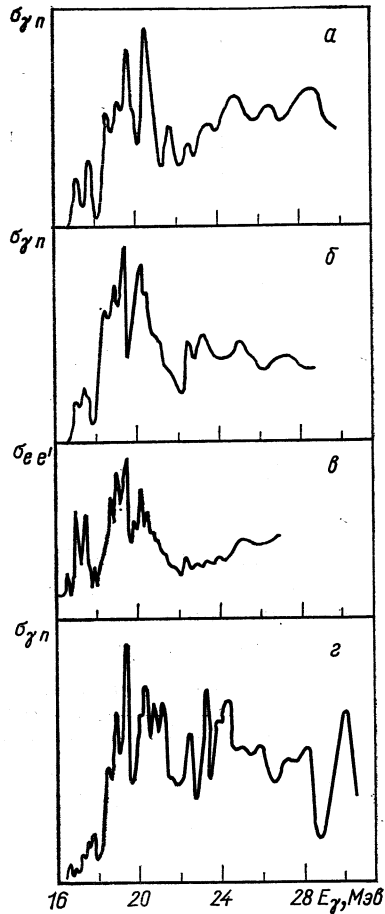


Рис. 12. Сечение реакции  $^{24}\text{Mg}(\gamma, Tn)$ . Сравнение наших результатов (а) с данными работ [28—30] (б — г).

энергиях возбуждения, больших, чем 22 Мэв, согласие менее удовлетворительно, что, по-видимому, связано с уменьшением экспериментальной точности. Резонансы, наблюдавшиеся в работах [28—30], а также наши результаты сведены в табл. 6. Ранее наблюдавшийся в виде особенности или небольшого максимума резонанс при

Таблица 6

Энергии максимумов ( $Mэв$ ), наблюдаемых на ядре  $^{24}Mg$  в области гигантского дипольного резонанса

Данные авторов	[34] ( $\gamma, n$ )	[35] ( $\gamma, n$ )	[36] ( $e, e'$ )	Данные авторов	[34] ( $\gamma, n$ )	[35] ( $\gamma, n$ )	[36] ( $e, e'$ )
—	16,66	—	16,52	—	—	20,40	20,35
16,85	17,0	16,92	16,90 (17,08)	—	20,7	(20,80)	(20,77)
17,40	17,2	17,32	17,33 (17,60)	21,45	21,2	—	21,16 (21,50)
—	17,6	(17,55)	(17,60)	22,5	—	21,45	(22,28)
—	17,8	—	17,90 (18,21)	23,35	22,5	22,35	23,02
—	—	—	(18,21)	—	23,2	23,10	(23,42)
18,30	18,5	18,33	18,50	—	—	—	(24,06)
18,85	18,9	18,75	18,85	24,6	24,1	—	25,05
19,30	19,3	19,16	19,23	26,3	(25,8)	25,00	—
—	—	—	19,74	28,5	—	—	—
20,20	20,3	20,00	20,10	—	28,0	27,50	—
—	—	—	—	—	30,2	—	—

$E_\gamma \sim 17 Mэв$  на самом деле состоит из нескольких более узких резонансов, причем, как показывают наши данные, а также данные работ [35, 36], максимум при  $17 Mэв$  формируется в основном из двух резонансов, лежащих при  $16,9$  и  $17,3 Mэв$ . Максимум же при  $E_\gamma \sim 19 Mэв$  формируется из трех резонансов при  $18,2-18,4$ ;  $18,8-18,9$ ;  $19,2-19,3 Mэв$ . Положение структурных особенностей гигантского дипольного резонанса ядра  $^{26}Mg$ , по данным различных авторов, приведено в табл. 7.

Таблица 7

Энергии максимумов ( $Mэв$ ), наблюдаемых на ядре  $^{26}Mg$  в области гигантского дипольного резонанса

Данные авторов $\sigma(\gamma, n) +$ $+ \sigma(\gamma, 2n)$	[35] $\sigma(\gamma, n) +$ $+ \sigma(\gamma, 2n)$	[37] ( $e, e'$ )	Данные авторов $\sigma(\gamma, n) +$ $+ \sigma(\gamma, 2n)$	[35] $\sigma(\gamma, n) +$ $+ \sigma(\gamma, 2n)$	[37] ( $e, e'$ )
—	11,11	—	—	17,80	17,9
11,40	11,53	—	—	—	18,2
—	11,84	—	18,75	—	18,8
12,35	12,37	—	—	—	19,2
13,15	13,0	13,1	19,40	—	19,6
—	13,45	13,3	20,10	20,20	20,1
13,60	—	13,7	20,85	—	20,7
—	13,84	13,9	—	—	21,1
—	—	14,2	—	—	21,4
14,45	14,67	14,5	22,25	22,0	22,0
—	—	14,9	—	23,6	23,6
15,25	15,31	15,1	24,5	24,8	24,5
15,85	—	15,8	26,25	—	—
16,80	16,33	16,2	27,60	—	—
17,50	—	17,6	29,20	—	—

Экспериментальные данные, имеющиеся в настоящее время, позволяют сделать практически однозначный вывод о том, что основное значение в формировании гигантского резонанса ядра  $^{24}\text{Mg}$  приобретает конфигурационное расщепление, которое возникает за счет большой разницы в энергии дипольных переходов из внутренних и внешних оболочек. В этом случае в сечении поглощения  $\gamma$ -квантов должны наблюдаться две группы уровней. Одна группа уровней, менее энергичная, связана с переходами нуклонов из незаполненной оболочки, другая, высокоэнергичная, — с переходами из заполненной оболочки. Уровни первой группы распадаются на основное и низковозбужденные состояния конечного ядра. Уровни второй группы распадаются на высоковозбужденные состояния конечного ядра. Это полностью подтверждается формой фотопротонных спектров, полученных в работах [38, 39] для разных максимальных энергий тормозного  $\gamma$ -излучения. Другим подтверждением наличия конфигурационного расщепления являются данные по сечению реакции  $^{23}\text{Na}(p, \gamma)^{24}\text{Mg}$ . Сечение этой реакции достигает максимальной величины при энергии возбуждения 18—20 Мэв и сильно уменьшается к области выше 23 Мэв [40].

Для изотопа  $^{26}\text{Mg}$  помимо конфигурационного расщепления и расщепления, связанного с деформацией, должно проявляться изоспиновое расщепление. Ядро  $^{26}\text{Mg}$  имеет изоспин основного состояния  $T_0 = 1$ , и поэтому при возбуждении гигантского резонанса должны возникать две группы уровней с  $T_< = T_0 = 1$  и  $T_> = T_0 + 1 = 2$ . Согласно Фальеросу и др. [41], центры тяжести этих групп должны быть разделены по энергии на величину  $\sim 5$  Мэв. Сравнение фотонейтронного сечения для  $^{26}\text{Mg}$  с фотонейтронным сечением для  $^{24}\text{Mg}$ , для которого изоспиновое расщепление отсутствует и все уровни гигантского резонанса имеют изотопический спин  $T = 1$ , показывает, что в спектре гигантского резонанса ядра  $^{26}\text{Mg}$  появляются два новых сильных уровня при  $E_\gamma = 22$  и 24,5 Мэв. Если предположить, как это было сделано в работе [37], что центр тяжести переходов с  $T = 1$  лежит при  $E_\gamma \sim 17$ —18 Мэв, то новые уровни (при  $E = 22$  и 24,5 Мэв) в  $^{26}\text{Mg}$  оказываются примерно в той энергетической области, которая предсказывается изоспиновым расщеплением. Как известно, уровни с  $T_>$  должны проявляться прежде всего в  $(\gamma, p)$ -реакции. В настоящее время отсутствуют достаточно точные сведения об энергетическом ходе сечения этой реакции для  $^{26}\text{Mg}$ . Ранние же эксперименты [42] указывают на то, что максимум сечения этой реакции располагается как раз при 22—22,5 Мэв. Появление сильных уровней с  $T_>$  в сечении фотонейтронной реакции можно обусловить распадом дипольных уровней с  $T_>$  по нейтронному каналу на возбужденные уровни ядра  $^{25}\text{Mg}$ , имеющие изоспины  $T = 3/2$ .

#### 4. ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЕ СРЕДНИХ И ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

Как уже отмечалось выше, были исследованы сечения фотонейтронных реакций на большом числе средних и тяжелых ядер. Эти измерения обнаружили структуру в сечении гигантского резонанса, имеющую свои особенности для каждого исследуемого ядра. Полученные результаты по структуре сечений фотонейтронных реакций рассмотрим на примере двух ядер  $^{90}\text{Zr}$  и  $^{208}\text{Pb}$ . Структуру сечения фотопротонных реакций проиллюстрируем на примере реакции  $^{89}\text{Y}(\gamma, p)$ .

##### 1. Сечение реакции $^{90}\text{Zr}(\gamma, Tn)$

Сечение реакции  $^{90}\text{Zr}(\gamma, Tn)$  приведено на рис. 13. В связи с тем что порог  $(\gamma, 2n)$ -реакции равен  $21,1 \text{ Мэв}$ , вклад этой реакции становится существенным в области выше  $22 \text{ Мэв}$ . Фоторасщепленные ядра  $^{90}\text{Zr}$  исследовано в ряде работ [43, 44]. Полученные результаты о положении максимума гигантского резонанса и величине интегрального сечения хорошо согласуются с данными, найденными другими авторами. В работе [43] впервые было указано на существование структуры в сечении реакции  $^{90}\text{Zr}(\gamma, n)$ . Авторы обнаружили максимум при  $E_\gamma = 13 \text{ Мэв}$  и два-три неразрешенных резонанса в области  $19\text{--}23 \text{ Мэв}$ . Структура сечения гигантского дипольного резонанса, полученная в настоящем эксперименте, представляет довольно сложную картину. В области энергии  $E_\gamma$  от  $12$  до  $17 \text{ Мэв}$  в сечении наблюдается примерно десять резонансов шириной  $\Gamma \sim 0,3\text{--}0,4 \text{ Мэв}$ . В области выше  $19 \text{ Мэв}$  ширины резонансов увеличиваются.

##### 2. Сечение реакции $^{208}\text{Pb}(\gamma, Tn)$

Исследование фотонейтронной реакции на ядре  $^{208}\text{Pb}$  было проведено дважды. Первый раз сечение этой реакции получено в 1967 г. [45]. Измерения кривой выхода проводились методом прямой регистрации нейтронов шаровым детектором. Кривая выхода измерялась с шагом  $0,125 \text{ Мэв}$ . Изменение верхней границы спектра осуществлялось генератором опорного ступенчатого напряжения на 64 канала. Кривая выхода была измерена в интервале энергий  $E_\gamma$  от порога до  $23 \text{ Мэв}$ . Из полученных данных методом обратной матрицы было рассчитано сечение реакции  $^{208}\text{Pb}(\gamma, Tn)$  с шагом  $0,2; 0,5$  и  $1,0 \text{ Мэв}$ . В данной работе впервые была получена структура в сечении описываемой реакции. Результат оказался настолько неожиданным, что в 1969 г. измерения кривой выхода реакции были нами повторены [46] с целью проверки найденных ранее результатов. При этом были проведены значительные усовершенствования экспериментальной методики.

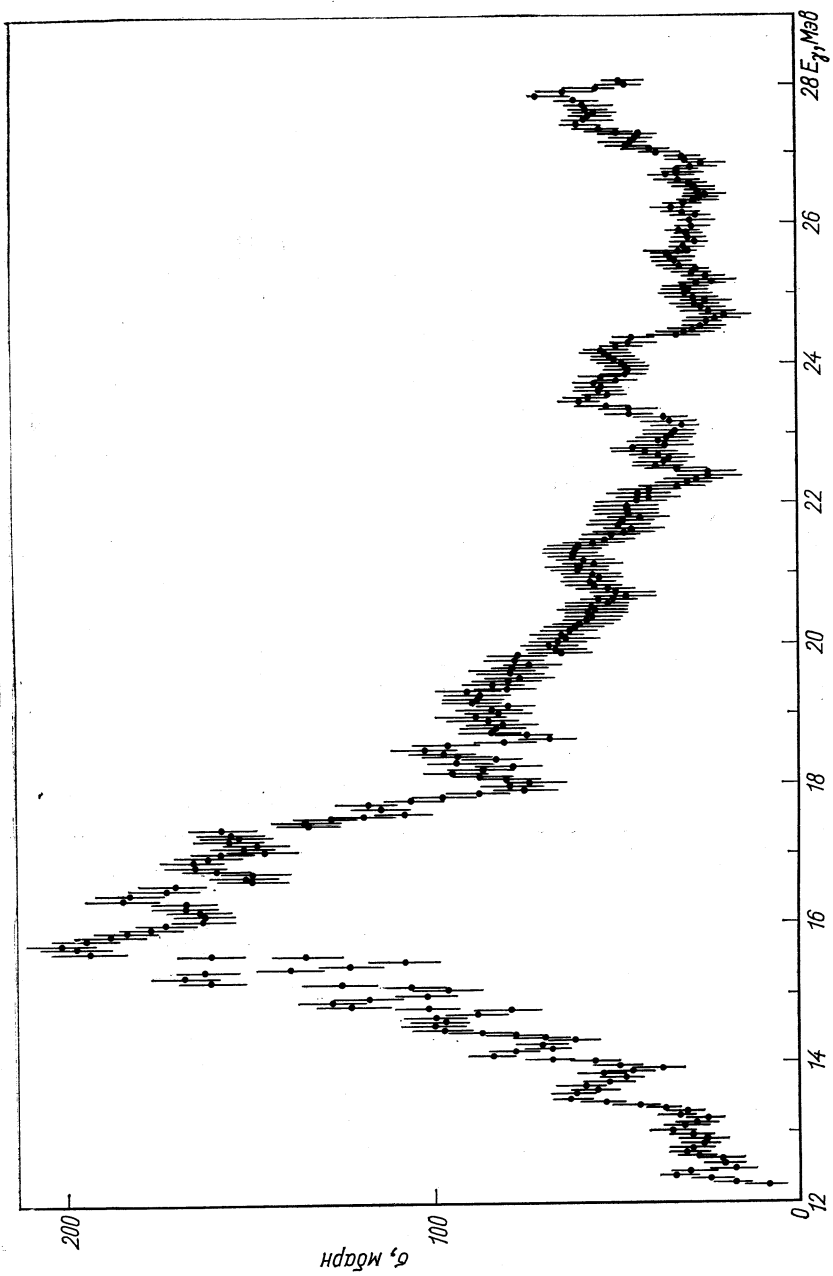


Рис. 13. Сечение реакции  $^{90}\text{Zr}(\gamma, Tn)$ .



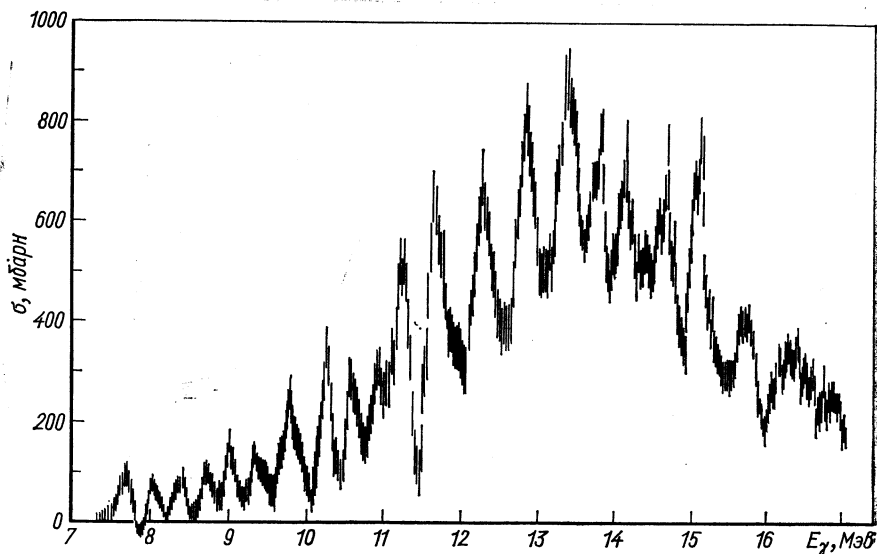


Рис. 14. Сечение реакции  $^{208}\text{Pb}(\gamma, Tn)$ .

Для регистрации был использован высокоэффективный нейтронный детектор цилиндрического типа с эффективностью 45%.

Таблица 8

Энергии максимумов (Мэв), наблюдаемых на ядре  $^{208}\text{Pb}$  в области гигантского дипольного резонанса

Данные авторов		[47] ( $\gamma, n$ )	Данные авторов		[47] ( $\gamma, n$ )
Энергии максимумов	Интегральные сечения максимумов, Мэв·мбарн		Энергии максимумов	Интегральные сечения максимумов, Мэв·мбарн	
7,6	19	7,6	12,8	331	—
8,1	13	8,0	13,2	344	—
8,4	17	8,4	13,8	214	—
8,8	19	—	14,1	316	—
9,0	33	—	14,7	245	—
9,4	34	9,4	15,1	210	—
9,8	8	9,9	15,7	88	—
10,3	72	—	16,4	114	—
10,6	64	10,7	17,1	98	—
10,9	77	—	18,0	150	—
11,2	145	11,1	18,8	78	—
11,8	247	11,8	19,5	88	—
12,3	265	—	20,8	135	—

Информация о кривой выхода реакции  $^{208}\text{Pb}(\gamma, Tn)$  была получена в 512 точках в интервале от 7,155 до 17,375  $\text{Мэв}$  с шагом 20  $\text{кэв}$ . Стабильность границы тормозного спектра составляла  $\sim 5\text{--}10$   $\text{кэв}$  и контролировалась в процессе измерения. Сечение реакции  $\sigma(\gamma, Tn)$  рассчитывалось методом обратной матрицы с шагом 0,2  $\text{Мэв}$  из сглаженной кривой выхода. Сечение фотонейтронной реакции  $\sigma(\gamma, Tn) = \sigma(\gamma, n) + 2\sigma(\gamma, 2n)$  на ядре  $^{208}\text{Pb}$  приведено на рис. 14. В связи с тем что порог  $(\gamma, 2n)$ -реакции на  $^{208}\text{Pb}$  равен 14,11  $\text{Мэв}$ , вклад от этой реакции в полное фотонейтронное сечение становится существенным в области энергий  $E_\gamma > 15$   $\text{Мэв}$ .

Сечение имеет свыше 20 резонансов. Положение и интегральные сечения отдельных резонансов приведены в табл. 8. Величина интегрального сечения  $\sigma(\gamma, Tn)$  в интервале энергий от порога до 17,2  $\text{Мэв}$  составляет  $3260 \pm 300$   $\text{Мэв} \cdot \text{мбарн}$ . Несомненный интерес представляет сравнение сечений реакций, полученных нами дважды с использованием различной методики измерений. На рис. 15, а дано сечение реакции в области энергий  $E_\gamma = 10,5\text{--}14,5$   $\text{Мэв}$ . Расчет сечения выполнен с энергетическим шагом 0,2  $\text{Мэв}$ . Этот же интервал сечения показан и на рис. 15, б.

Практическое совпадение положения отдельных резонансов указывает на надежность их выделения. Большое число точек в кривых выхода, измеренное в последнем эксперименте, позволило более надежно идентифицировать отдельные резонансы, и только. Это естественно, так как в обоих случаях расчет сечения проводился с одинаковым расчетным шагом  $\Delta E = 0,2$   $\text{Мэв}$ . Будет ли структура усложниться по мере уменьшения расчетного шага, могут ответить лишь дальнейшие эксперименты, проведение которых связано с исключительными трудностями.

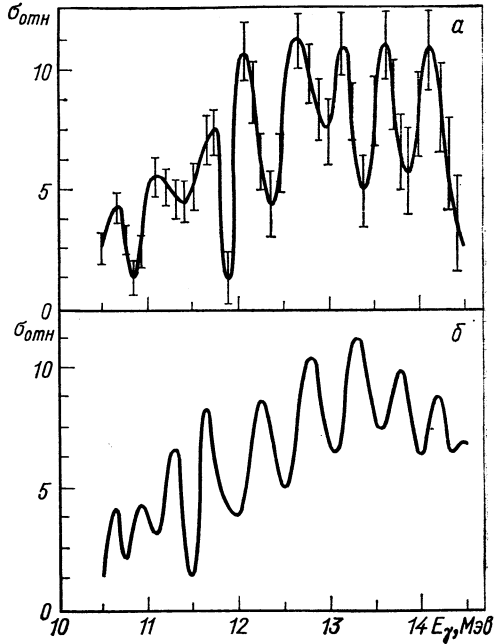


Рис. 15. Сечение реакции  $^{208}\text{Pb}(\gamma, n)$ . Сравнение результатов, полученных в 1967 г. (а) и в 1969 г. (б).

В табл. 8 приведены параметры отдельных резонансов в сравнении с результатами другой работы, выполненной на пучке монохроматических  $\gamma$ -квантов [47]. В ней получены отдельные максимумы и особенности в малоэнергетической части кривой сечения реакции  $^{208}\text{Pb}(\gamma, Tn)$ , которые находятся в хорошем согласии с нашими данными. При более высоких энергиях авторы этой работы получили сечение в виде плавной кривой из-за недостаточного разрешения.

Таким образом, можно считать установленным, что сечение реакции  $^{208}\text{Pb}(\gamma, Tn)$  имеет четко выраженную структуру. Обращает на себя внимание тот факт, что полученные нами в сечении отдельные резонансы имеют близкие ширины. Это, по-видимому, связано с тем, что такие резонансы являются огибающими отдельных максимумов, которые не могут быть разрешены в наших расчетах сечения. Выбранный энергетический шаг  $\Delta E = 0,2 \text{ Мэв}$ , хотя и является оптимальным для точности данного эксперимента, не дает возможности разрешить более тонкую структуру. Однако структура в сечении имеется, и если для легких ядер этот факт не только не вызывал удивления, но и ожидался, то для тяжелых ядер такой результат неожиданный и не находит в настоящее время теоретического объяснения.

### 3. Сечение реакции $^{89}\text{Y}(\gamma, p)$

Сечение реакции  $^{89}\text{Y}(\gamma, p)$  приведено на рис. 16. Исследование структуры сечений на ряде среднетяжелых ядер позволило выявить общие закономерности в поведении сечений фотопротонных реакций.

1. Максимумы сечений  $(\gamma, p)$ -реакций для всех исследованных ядер оказываются сдвинутыми в сторону более высоких энергий по сравнению с максимумами сечения фотонейтронных реакций. Величина этого сдвига зависит от атомного веса ядра  $A$  и увеличивается при переходе к более тяжелым ядрам.

2. Величина интегрального сечения  $(\gamma, p)$ -реакции падает с ростом  $A$ .

3. В сечениях  $(\gamma, p)$ -реакций на среднетяжелых и тяжелых ядрах наблюдается структура более четко выраженная, чем для этих же ядер в сечениях фотонейтронных реакций.

4. Распад максимумов, наблюдаемых в сечении  $(\gamma, p)$ -реакции, идет на возбужденные состояния конечного ядра, что следует из сравнения наших результатов с данными по сечениям  $(p, \gamma_0)$ -реакций на среднетяжелых ядрах.

Все эти закономерности достаточно хорошо объясняются изоспиновым расщеплением дипольного резонанса и правилами отбора по изотопическому спину. Известно, что при поглощении  $\gamma$ -квантов атомными ядрами с  $T_0 \neq 0$  могут возбуждаться две

группы уровней: одна соответствует возбуждению состояний с  $T_{<} = T_0$ , вторая — с  $T_{>} = T_0 + 1$ . Распад состояний  $T_{>}$  с вылетом нейтронов запрещен правилами отбора по изотопическому спину. Хотя этот запрет не является, по-видимому, строгим, согласие теоретических оценок величин сечений резонанса с  $T_{>}$  с экспериментальными величинами интегральных сечений ( $\gamma, p$ )-реакций показывает, что распад состояний с  $T_{>}$  идет в основном за счет

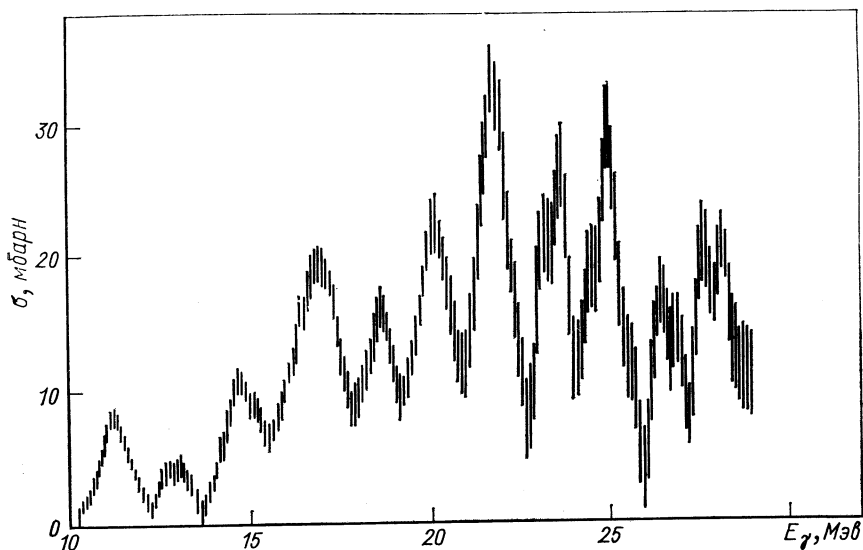


Рис. 16. Сечение реакции  $^{89}\text{Y}(\gamma, p)$ .

вылета протонов. При этом находит свое объяснение величина отношений сечений  $\sigma(\gamma, p)/\sigma(\gamma, n)$ , которая всегда была существенно больше, чем следует из расчетов по статистической теории. Для ядер  $^{89}\text{Y}$ ,  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{93}\text{Nb}$ ,  $^{107}\text{Ag}$ ,  $^{110}\text{Cd}$  экспериментальное значение отношения  $\sigma(\gamma, p)/\sigma_{\gamma}$  равно соответственно 20, 13, 9, 8 и 3% ( $\sigma_{\gamma}$  — полное сечение поглощения). По статистической теории, эти величины соответственно равны 2, 0,7, 0,1 и 0,01%. Так как выход протонов связан с распадом состояний  $T_{>}$ , а выход нейтронов — с распадом состояний  $T_{<}$ , отношение  $\sigma(\gamma, p)/\sigma(\gamma, n)$  зависит в первую очередь от вероятности образования и энергетического положения состояний с  $T_{>}$  и  $T_{<}$ .

Величину изоспинового расщепления гигантского резонанса можно получить из экспериментальных данных по положению максимумов сечений фото-протонных и фото-нейтронных реакций. Эти данные показаны на рис. 17. Как легко видеть, величина изоспинового расщепления увеличивается с ростом  $A$ , достигая

примерно  $12 \text{ Мэв}$  в районе  $^{208}\text{Pb}$ . Одним из существенных факторов, определяющих величину изоспинового расщепления гигантского резонанса, является энергия симметрии  $U_{\text{симм}}$ . Для ядер с  $N \neq Z$   $U_{\text{симм}} \sim (N - Z) \sim T_0$ . Однако, следует отметить, что величина изоспинового расщепления будет также зависеть от остаточного ядерного взаимодействия и ядерного спин-орбитального взаимодействия. Так, остаточное взаимодействие в ядре  $^{90}\text{Zr}$  приводит к более сильному сдвигу уровней с  $T <$  по сравнению с состояниями  $T >$ . Это уменьшает величину расщепления дипольного резонанса по изоспину по сравнению с величиной расщепления, обусловленной энергией симметрии.

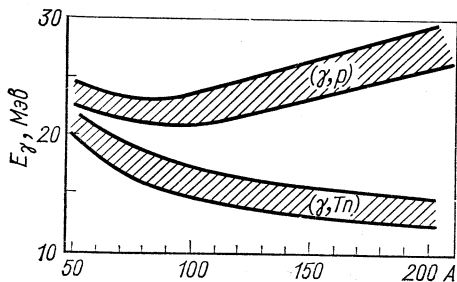


Рис. 17. Положения максимумов сечений фотонейтронных и фотопротонных реакций на средних и тяжелых ядрах.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сравним экспериментальные данные с результатами теоретических расчетов. На вдаваясь в подробное описание теоретических моделей, используемых для объяснения структурных особенностей гигантского резонанса (они подробно обсуждаются во многих обзорах [2, 46]), теоретическое объяснение наблюдаемой структуры гигантского резонанса можно качественно представить себе следующим образом.

Основные особенности структуры гигантского резонанса объясняются в рамках частично-дырочного формализма в  $(1p - 1h)$ -приближении. В рамках такого подхода энергетическое положение дипольного резонанса объясняется когерентными эффектами остаточного взаимодействия между нуклонами. При этом интенсивность остаточного взаимодействия определяется из условия согласия экспериментальных и теоретических результатов. Поэтому при феноменологической параметризации остаточного взаимодействия никаких трудностей в теории с объяснением положения дипольного резонанса не возникает. Основные структурные особенности также воспроизводятся в теории вполне удовлетворительно. В сечении реакции  $^{16}\text{O}(\gamma, n)$ , полученном из кривой выхода с расчетным шагом  $\Delta E \sim 0,5 - 1,0 \text{ Мэв}$ , наблюдаются два основных максимума при энергии  $E_\gamma \sim 22$  и  $25 \text{ Мэв}$ , которые неплохо согласуются с двумя основными максимумами, даваемыми частично-дырочными расчетами. Для  $^{40}\text{Ca}$  частично-дырочная теория

также дает два максимума, которые находятся в согласии с основными резонансами полного сечения, лежащими при энергиях  $E_\gamma \sim 18,7$  и  $20,0$  Мэв (рис. 18, а).

Однако экспериментальные данные говорят о том, что нельзя объяснить распадные свойства гигантского резонанса без учета высших конфигураций  $np - nh$  ( $n > 1$ ). К тому же учет только  $(1p - 1h)$ -конфигураций не может объяснить структуры гигантского резонанса, т. е. расчет всегда дает значительно меньше резонансов, чем эксперимент. Наблюдаемую структуру в сечении  $(\gamma, n)$ -реакций можно обусловить связью одночастичных состояний с коллективными степенями свободы ядра. В настоящее время в большинстве работ пытаются решить вопрос о структуре дипольного резонанса учетом взаимодействия  $(1p - 1h)$ -состояний с состояниями  $2p - 2h$  или с коллективными состояниями типа  $2^+$ ,  $3^-$ ,  $5^-$ . Из результата расчета фоторасщепления ядра  $^{40}\text{Ca}$ , представленного на рис. 18, б, видно, что хотя учет связи  $(1p - 1h)$ -состояний с фононами  $3^-$  и  $5^-$  и увеличивает число резонансов в сечении, однако согласно с экспериментом нельзя считать удовлетворительным. По-прежнему доминирует один уровень (19,6 Мэв), интенсивность которого составляет более 50% общей интенсивности дипольных переходов. В такого типа расчетах феноменологическими параметрами теории являются «константы» связи частиц и дырок с коллективными степенями свободы.

Интересна идея о том, что при образовании  $(1p - 1h)$ -возбуждений вследствие нарушения конфигурационной структуры, соответствующей заполненным оболочкам, магические ядра становятся значительно более мягкими по отношению к поверхностным колебаниям, и их вибрационный спектр приобретает такие же характеристики, как и в немагических четно-четных ядрах. Спектр дипольных состояний для  $^{16}\text{O}$ , полученный в работе [47] в многофонном приближении, имел около 20 максимумов, что близко к нашим экспериментальным данным.

Однако ни один расчет, проведенный для легких ядер, не дает количественного согласия с экспериментом. По-видимому, этого согласия трудно ожидать при условии, если общий подход к объяснению структуры гигантского резонанса правилен, так как расчеты с учетом высших конфигураций связаны с большим числом параметров, многие из которых трудно определить. Если для

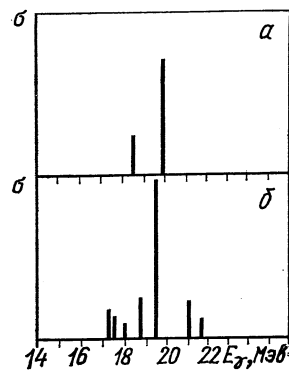


Рис. 18. Расчет фоторасщепления ядра  $^{40}\text{Ca}$ :

а — частично-дырочная модель; б — учет связи с коллективными состояниями.

легких ядер наличие структуры гигантского резонанса неудивительно, то для средних и особенно тяжелых ядер структура в сечениях  $(\gamma, n)$ - и  $(\gamma, p)$ -реакций не имеет удовлетворительного объяснения. Обсудим возможные способы интерпретации обнаруженных резонансов на средних и тяжелых ядрах.

Как показывают оценки [48], распадные ширины  $\Gamma^\dagger$  частично-дырочных состояний в непрерывный спектр равняются, по порядку величины, нескольким сотням киловольт. Поэтому первое побуждение, вопреки общественному мнению, считать, например, максимумы в  $^{208}\text{Pb}$  проявлением частично-дырочной природы структуры кривой поглощения. Однако число максимумов в той же кривой поглощения  $^{208}\text{Pb}$  намного больше, чем возможное число частично-дырочных состояний в этой области энергии. Против частично-дырочной интерпретации имеется еще один чрезвычайно существенный аргумент. Любое частично-дырочное состояние с энергией возбуждения  $\sim 15 \text{ Мэв}$  должно очень интенсивно взаимодействовать с состояниями более сложной природы и, следовательно, приобретать дополнительную ширину. Как показывают прямые оценки [48], для  $^{208}\text{Pb}$  эта ширина имеет порядок  $\sim 1-2 \text{ Мэв}$ .

$$\Gamma^\dagger = 2\pi \bar{V}^2 \rho,$$

где  $\bar{V}^2$  — средний квадрат матричного элемента;  $\rho$  — плотность состояний более сложной природы. К такому же порядку величины ширины развала простой конфигурации по состояниям составного ядра можно прийти из соображений, связанных с оптическим потенциалом. В самом деле, в первом приближении мнимая часть оптического потенциала  $\text{Im } v$  равняется

$$\text{Im } v = -\pi V \delta(E - H) V,$$

где  $V$  — взаимодействие, связывающее канал упругого рассеяния со всеми другими каналами;  $H$  — полный гамильтониан системы за вычетом входного канала. Если считать, что основной вклад в мнимую часть оптического потенциала дают не прямые неупругие процессы, а процессы с возбуждением уровней составного ядра, то мнимая часть оптического потенциала  $\text{Im } v = -\pi \bar{V}^2 \rho$  будет по порядку величины совпадать с  $\Gamma^\dagger$ . Следовательно,  $\Gamma^\dagger$  должно быть порядка  $1 \text{ Мэв}$ .

Таким образом, обычная частично-дырочная интерпретация наблюдаемой структуры, по-видимому, исключается. Численные оценки показывают, однако, что матричные элементы взаимодействия, связывающего частично-дырочные состояния с состояниями типа две частицы — две дырки, весьма варьируются по величине. В частности, наиболее сильно простые частично-дырочные конфигурации связаны с состояниями типа частица — дырка в коллективном возбужденном состоянии ядра-мишени, например  $2^+$ ,  $3^-$  и т. д.

Это обстоятельство в принципе может привести к тому, что интенсивность дипольных переходов распределяется по состояниям типа две частицы — две дырки в высшей степени неравномерно. Иными словами, в принципе может осуществиться ситуация *hall — way-состояний*. В этом случае флуктуации кривой фотопоглощения были бы связаны с упомянутыми *hall — way-состояниями*. Проявление *hall — way-состояний*, однако, зависит от того, «растаскиваются» ли эти состояния по более сложным возбуждениям или нет. С одной стороны, имеются некоторые аргументы в пользу того, что «развал» этих состояний по более сложным затруднен, поскольку состояния типа три частицы — три дырки лежат в целом выше по энергии, чем область гигантского резонанса. С другой стороны, в мнимой части оптического потенциала отсутствует какая-либо специфика основного состояния. Поэтому следует ожидать, что частицы и дырки в коллективных возбуждениях растаскиваются по более сложным возбуждениям ядра с той же по порядку величины шириной  $\Gamma^\downarrow$ , что и частицы и дырки в основном состоянии, т. е. с  $\Gamma^\downarrow \gtrsim 1 \text{ Мэв}$ .

Таким образом, оставаясь в рамках общепринятых представлений, видимо, трудно дать удовлетворительную интерпретацию наблюдаемым резонансам. В каком направлении можно вести поиски правильной интерпретации? Заманчивой выглядит попытка связать наблюдаемую структуру с большим изменением свойств основного состояния. В частности, можно было бы предположить, что при возбуждении дипольных колебаний резко уменьшается жесткость ядра, и, следовательно, у ядра существует хорошо развитый мягкий вибрационный спектр (вплоть до 10—20 фононов). В этом случае достаточно сильное зацепление дипольных колебаний за поверхность привело бы к наблюдаемым резонансам в кривой поглощения.

Из-за существенно многочастично-многодырочного характера поверхностных колебаний эти состояния должны были бы слабо распадаться по уровням составного ядра, поскольку в области дипольного резонанса состояния составного ядра, как правило, характеризуются небольшим числом частиц и дырок.

Изложенная концепция, однако, вызывает серьезные возражения. Нетрудно себе представить, что при каком-то специальном изменении состояния одной или нескольких частиц может существенно измениться, например, деформация ядра. Для этого необходимо подобрать только соответствующие нильсоновские орбиты. Но дипольные колебания описываются когерентной смесью большого числа частично-дырочных конфигураций, и эффект особых нильсоновских орбит при возбуждении таких колебаний должен сильно подавляться.

В заключение заметим, что вычисления остаточного взаимодействия из истинного взаимодействия между нуклонами дали



результат, не согласующийся с экспериментом. Теоретическое положение дипольного резонанса, рассчитанное для фоторасщепления  $^{208}\text{Pb}$ , оказалось на несколько мегаэлектронвольт ниже по сравнению с экспериментом. Этот результат можно связать с нетривиальной физикой явлений в области дипольного резонанса. Не исключено, однако, что рецепт вычислений остаточного взаимодействия, принятый в данной работе, некорректен.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Elliot J. P., Flowers B. H. Proc. Phys. Soc., 1957, A242, 57; Brown G. E., Bolsterly M. Phys. Rev. Lett., 1959, 3, 472.
2. Мигдал А. Б. Теория конечных ферми-систем и свойства ядер. М., «Наука», 1966.
3. Danos M., Greiner W. Phys. Rev., 1964, 134, 284.
4. Богданкевич О. В. «Атомная энергия», 1962, 12, 198.
5. Ишханов Б. С. и др. ПТЭ, 1970, № 1, 34.
6. Katz L., Haslam R. Phys. Rev., 1964, 95, 464.
7. Ишханов Б. С. и др. ПТЭ, 1969, № 4, 85.
8. Ишханов Б. С. и др. ПТЭ, 1969, № 6, 59.
9. Ишханов Б. С. и др. ПТЭ, 1968, № 5, 228.
10. Schiff Z. Phys. Rev., 1951, 83, 252.
11. Penfold A. S., Leiss J. E. Phys. Rev., 1959, 114, 1332.
12. Thies H. H. Austral. J. Phys., 1961, 14, 1158.
13. Тихонов А. Н. «Докл. АН СССР», 1963, 151, 501.
14. Тихонов А. Н. В сб. работ ВЦ МГУ. Вып. 3, 1967.
15. Cook V. C., Baglin J. E. E., Bradford J. H., Griffin J. E. Phys. Rev., 1966, 143, 724.
16. Firk F. W. K., Lokan K. H., Bowey E. M. Proc. of the conference on Direct Interactions and Nuclear Reaction Mechanism. Padua, 1962.
17. Verbinski V. V., Courtney J. S. Nucl. Phys., 1965, 73, 398.
18. Lochestet W. A., Stephens W. E. Phys. Rev., 1966, 141, 1002.
19. Cook V. C., Baglin J. E. E., Bradford J. M., Griffin J. E. Phys. Rev., 1966, 143, 712.
20. Galdwell J. T., Harvey R. R., Bramblett R. L., Fultz D. C. Phys. Lett., 1963, 6, 213.
21. Firk F. W. K. Nucl. Phys., 1964, 52, 437.
22. Денисов В. П., Кульчицкий Л. А. «Ядерная физика», 1965, 2, 70.
23. Dodge W. R., Barber W. C. Phys. Rev., 1962, 127, 1746.
24. Tanner N. W., Thomas J. C., Earle E. D. Nucl. Phys., 1964, 52, 45.
25. Долбилкин В. С. и др. «Письма в ЖЭТФ», 1965, 1, 47.
26. Galdwell J. T. e. a. Phys. Rev. Lett., 1965, 15, 976.
27. Baglin J. E. E., Spicer B. M. Nucl. Phys., 1964, 54, 549.
28. Горячев Б. И. и др. «Ядерная физика», 1968, 7, 944.
29. Feldman J., Baliga B. B., Nessin M. Phys. Rev., 1967, 157, 921.
30. Wu C. P., Baglin J. E. E., Firk F. W. K., Phillips F. W. Phys. Lett., 1969, 29B, 359.
31. Ullrich H., Krauth H. Nucl. Phys., 1969, A123, 641.
32. Neudachin V. G., Shevchenko V. G. Phys. Lett., 1964, 12, 18.
33. Anderson D. W., Cook V. C., Englert T. J. Nucl. Phys., 1969, A127, 474.
34. Webb D. V., Muirhead E. G., Spicer B. M. Nucl. Phys., 1970, A159, 81.
35. Fultz S. C. e. a. Univ. of California, Livermore preprint UCRL-74828, 1969.
36. Titze O., Spamer E., Goldman A. Phys. Lett., 1967, B24, 169.
37. Titze O., Goldman A., Spamer E. Phys. Lett., 1970, B31, 565.

38. Ишханов Б. С. и др. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1966, 30, 378.
39. Forkman B., Stiefler W. Nucl. Phys., 1964, 56, 604.
40. Gove H. E. Nucl. Phys., 1963, 49, 279.
41. Fallieros S., Goulalrd B., Ventor R. Phys. Lett., 1965, 19, 398.
42. Katz L. e. a. Can. J. Phys., 1954, 32, 580.
43. Berman V. L. Phys. Rev., 1967, 162, 1098.
44. Mutsuro M. e. a. J. Phys. Soc. Japan, 1959, 14, 1649.
45. Schevchenko V. G. Proceedings of the Intern. Conference on Nuclear Structure. Токуо, 1968, p. 397.
46. Шевченко В. Г., Юдин Н. П. Обзоры по атомной энергии. Т. 3, № 3 (1965).
47. Seaborn J. V. Phys. Rev., 1969, 179, 985.
48. Живописцев Ф. А., Московкин В. М., Юдин Н. П. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1966, 30, 306.