

УДК 539.17

Б. С. ИШХАНОВ, И. М. КАПИТОНОВ, Е. В. ЛАЗУТИН,
И. М. ПИСКАРЕВ, В. Г. ШЕВЧЕНКО

ФОТОНЕЙТРОННЫЕ РЕАКЦИИ НА МЕДИ

Приведены данные о структуре фотонейтронного дифференциального сечения на меди.

В последние годы был достигнут определенный прогресс в описании экспериментальных данных по фоторасщеплению атомных ядер. Главным образом это было связано с применением многочастичной модели оболочек к объяснению высоковозбужденных состояний ядра. Так, в настоящее время достаточно хорошо удается описать такие общие характеристики сечений фотопоглощения, как энергетическое положение и интегральную величину. В рамках модели оболочек было объяснено изоспиновое расщепление гигантского резонанса [1], особенности фоторасщепления ядер, имеющих незаполненную внешнюю оболочку [2], и т. д. Однако быстрое развитие экспериментальных методов исследования выдвинуло ряд новых проблем, которые в настоящее время не могут быть достаточно хорошо описаны существующими теориями. В частности, это относится к объяснению структурных особенностей сечения гигантского дипольного резонанса. В то же время следует отметить, что по мере учета в рамках оболочечной модели различных физических эффектов происходит увеличение параметров волновой функции, описывающей дипольные состояния. Возбужденные состояния приобретают существенно коллективный характер. В этой связи представляет большой интерес рассмотрение различных физических моделей, описывающих гигантский дипольный резонанс с точки зрения коллективных возбуждений.

В этой статье экспериментально исследуется фоторасщепление ядра меди и сравниваются полученные результаты с расчетом, выполненным на основе коллективной динамической теории, развитой Даносом и Грейнером с сотрудниками [3]. Получена также энергетическая зависимость сечения фотонейтронных реакций на меди в области возбуждения от порога до 30 Мэв.

Экспериментальная методика

Работа выполнялась на 35 Мэв бетатроне НИИЯФ МГУ. Схема проведения эксперимента показана на рис. 1. Пучок тормозного γ -излуче-

ния бетатрона после системы коллимации проходил по оси нейтронного детектора, в центре которого была расположена мишень из вещества, состоящего из естественной смеси изотопов меди. Нейтроны, образующиеся в мишени, регистрировались высокоэффективным нейтронным детектором. Принцип работы детектора основан на замедлении нейтро-

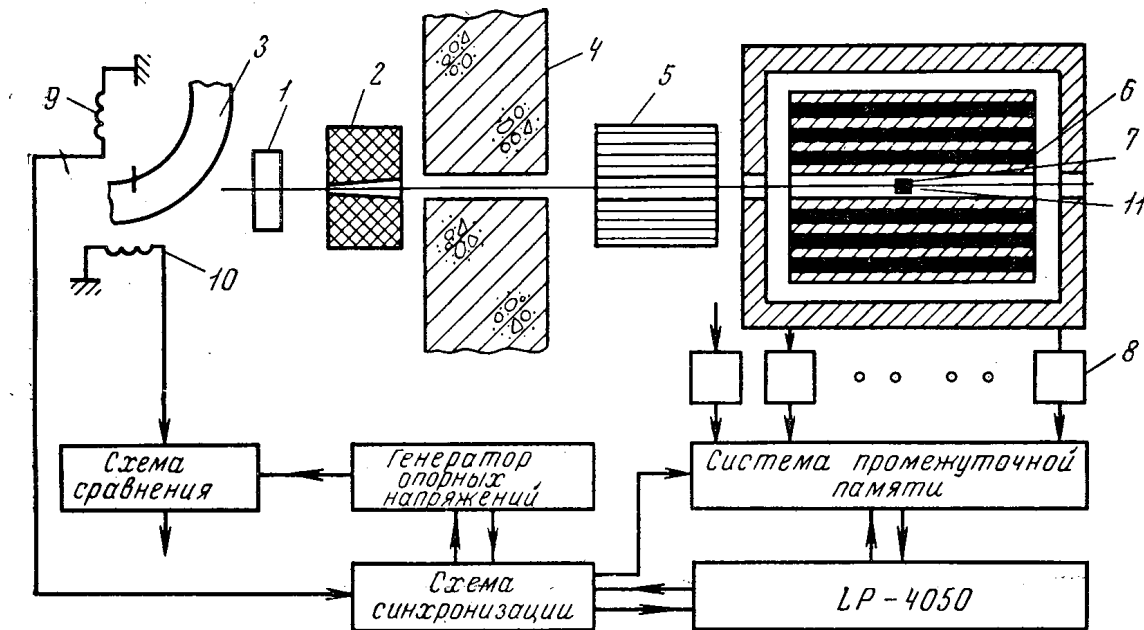


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для измерения кривых выхода (γ , Tn) реакций: 1 — тонкостенная ионизационная камера — монитор, 2 — свинцовый коллиматор, 3 — вакуумная камера бетатрона, 4 — бетонная защитная стена, 5 — водяной коллиматор, 6 — нейтронный детектор, 7 — парафиновая защита нейтронного детектора, 8 — предусилители, 9 — датчик нуля магнитного поля, 10 — датчик схемы сравнения, 11 — мишень из исследуемого вещества

нов до тепловых скоростей с последующей регистрацией их ВФ₃ счетчиками. Эффективность регистрации нейтронов детектором в интервале энергий нейтронов от нуля до 12 Мэв составила $0,45 \pm 0,04$. Так как детектор обладал высокой эффективностью, то число нейтронов, регистрируемых за цикл, достигло 200—250 при энергиях ускорителя, близких к 30 Мэв. Необходимо было принять специальные меры для уменьшения загрузки по отдельным каналам счетной системы для того, чтобы избежать просчетов нейтронных импульсов из-за наложений. С этой целью борные счетчики были разбиты на 16 групп по 5 счетчиков в каждой. При этом счетчики соединялись в группы таким образом, чтобы обеспечить равномерную загрузку по всем 16-ти каналам. Более подробное описание детектора дано в работе [4]. Каждый из 16 каналов содержал предусилитель, усилитель и амплитудный дискриминатор импульсов. Для уменьшения влияния временного дрейфа регистрирующей аппаратуры на относительную точность определения отдельных точек была применена система автоматического изменения максимальной энергии бетатрона после каждого цикла γ -излучения ускорителя (50 раз в секунду). Это позволяло измерять всю кривую выхода реакции практически при одних и тех же параметрах регистрирующей аппаратуры. Изменение E_{γ}^{\max} производилось в энергетическом интервале от 7 до 30 Мэв последовательно с шагом ~ 100 кэв. После того как E_{γ}^{\max} достигала значения 30 Мэв, начинался новый цикл изменений E_{γ}^{\max} с 7 Мэв. Синхронно с изменением максимальной энергии ускорителя информация записывалась в соответствующие каналы памяти многоканальной счетной системы.

Синхронизация работы ускорителя и многоканальной счетной системы осуществлялась импульсами пермаллового датчика нуля магнитного поля, которые постулали на вход системы изменения энергии ускорителя. В заданный момент времени электроны сбрасывались на мишень, в результате чего образовывалась вспышка тормозного γ -излучения. Нейтроны из исследуемого образца регистрировались детектором в течение 1500 мксек после импульса γ -излучения, и число их записывалось в систему промежуточной памяти. После окончания процесса регистрации реперный импульс системы промежуточной памяти открывал канал многоканальной счетной системы (МСС), соответствующий выбранному значению $E_{\gamma_i}^{\max}$, и информация из системы промежуточной памяти переписывалась с частотой 0,1 мГц в МСС. После этого система подготавливалась к очередному изменению $E_{\gamma_i}^{\max}$, и цикл повторялся. В качестве накопителя информации (МСС) использовался анализатор типа LP-4050, работающий в режиме многоканального пересчета. Интенсивность γ -излучения в процессе измерений контролировалась тонкостенной ионизационной камерой.

Информация выводилась на перфоленту и поступала в ВЦ МГУ на обработку [5]. Программы обработки предусматривали устранение аппаратных сбоев в отдельных точках кривой выхода. После статистической обработки первоначальных кривых выхода они суммировались. Далее из суммарной кривой выхода вычитался фон, после чего проводилась нормировка точек кривой выхода на дозу γ -излучения, полученную мишенью при каждом значении E_{γ}^{\max} .

Общая продолжительность проведения эксперимента составляла 25 часов, при этом было измерено 7 статистически независимых кривых выхода. Суммарная кривая выхода была получена с высокой статистической точностью. Точки суммарной кривой выхода, соответствующие энергиям 15, 20, 25 и 30 Мэв, были измерены с точностью соответственно 0,67, 0,25, 0,175 и 0,125%. Дифференциальное фотонейтронное сечение из окончательной кривой выхода получалось методом Пенфольда—Лейсса с переменным расчетным шагом. В области E_{γ} от 10 до 17 Мэв анализ проводился с шагом 200 кэв, в области от 17 до 23 Мэв с шагом 500 кэв и в области выше 23 Мэв с шагом 1 Мэв.

Экспериментальные данные и их сравнение с теоретическими

Дифференциальное сечение фотонейтронной реакции на меди приведено на рис. 2. Сечение имеет ряд хорошо разрешенных резонансов, энергии которых 11,1; 11,9; 12,8; 13,45; 14,1; 14,6; 15,2; 16,1; 16,9; 17,9; 19,0; 19,9; 21,2; 23,8; 25,3; 27,5 и 29 Мэв. Резонанс при энергии 12,8 Мэв не разрешается и наблюдается в сечении в виде особенности. Асимметричная сложная структура резонансов в области $E_{\gamma} > 20$ Мэв, по-видимому, свидетельствует о том, что они представляют собой огибающую по нескольким резонансам, которые в данном эксперименте не удалось разрешить.

Величина интегрального сечения реакции (γ, Tn) до 30 Мэв составляет $1,2 \pm 0,1$ Мэв барн.

В таблице 1 приведены пороги возможных фотонейтронных реакций на меди, при энергиях возбуждения ниже 30 Мэв. Полное фотонейтронное сечение $\sigma(\gamma, Tn)$, измеренное в настоящей работе, можно записать в виде

$$\sigma(\gamma, Tn) = \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, np) + 2\sigma(\gamma, 2n).$$

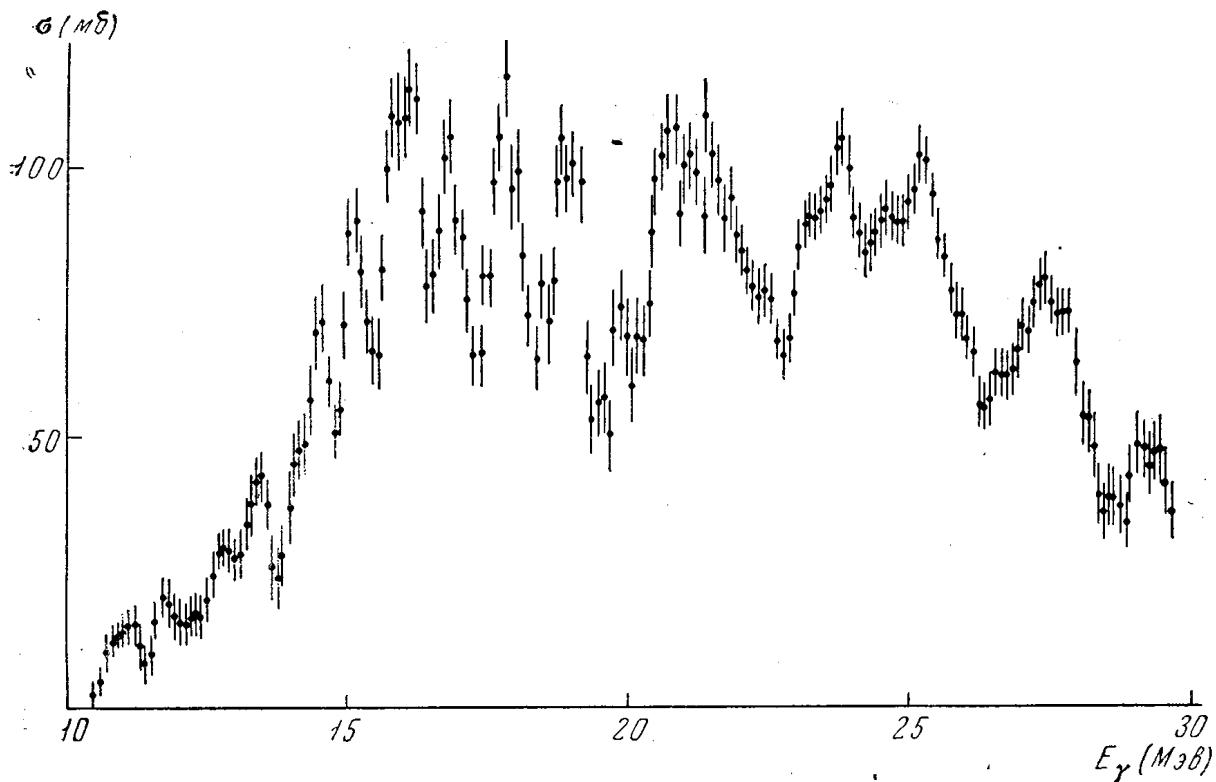


Рис. 2. Дифференциальное сечение реакции $\text{Cu}(\gamma, Tn)$

Таблица 1

Пороги различных фотонейтронных реакций на изотопах меди

Изотоп	Тип реакции	Порог (Мэв)
Cu^{63}	(γ, n)	10,84
	(γ, np)	16,72
	$(\gamma, 2n)$	19,74
Cu^{65}	(γ, n)	9,91
	(γ, np)	17,11
	$(\gamma, 2n)$	17,82
	$(\gamma, 3n)$	28,66

Таблица 2

Интегральные сечения фотонейтронных реакций на меди для образцов, состоящих из естественной смеси изотопов

$\sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, np) + 2\sigma(\gamma, 2n)$, Мэв·мб	$\sigma(\gamma, n)$, Мэв·мб	$\sigma(\gamma, 2n)$, Мэв·мб	Ссылка на работы
870 (23)	—	—	[8]
904 (27)	—	—	[9]
930 (27)	—	—	[10]
—	450 ± 15 (19,6)	—	[11]
—	525 ± 52 (28)	110 ± 11	[12]
733 ± 105 (28)	—	—	[13]
1060 (30)	—	—	[14]
—	480 (23)	—	[15]
610 (24)	—	—	[16]
1200 ± 100 (30)	624 ± 40 (30)	288 ± 30 (30)	настоящая статья
1050 ± 80 (27)	—	—	то же
710 ± 60 (23)	—	—	» »

В скобках указан верхний предел интегрирования.

Как видно из таблицы 1, при энергиях возбуждения до 16,7 Мэв единственно возможными реакциями являются (γ, n) реакции на изотопах меди $\text{Cu}^{63}(\gamma, n)$ и $\text{Cu}^{65}(\gamma, n)$. Суммарный вклад реакций с образованием двух частиц становится существенным в области возбуждения $E_\gamma > 20$ Мэв. По имеющимся в настоящее время данным (см., например, [6]), основной вклад в сечение возбуждения в этой области будут давать реакции $(\gamma, 2n)$. Выход реакций (γ, np) оказывается существенно ниже, чем реакций $(\gamma, 2n)$ из-за значительной величины кулоновского барьера

$$\sigma(\gamma, np) \leq 0,1\sigma(\gamma, 2n).$$

Таким образом, в области возбуждения $E_\gamma < 30$ Мэв сечение реакции (γ, Tn) в пределах экспериментальных ошибок можно записать в виде

$$\sigma(\gamma, Tn) = \sigma(\gamma, n) + 2\sigma(\gamma, 2n).$$

Вклад реакции $(\gamma, 2n)$ был учтен на основе статистической теории [7]. На рис. 3 приведены сечения реакций $\text{Cu}(\gamma, n)$ и $\text{Cu}(\gamma, 2n)$. Здесь

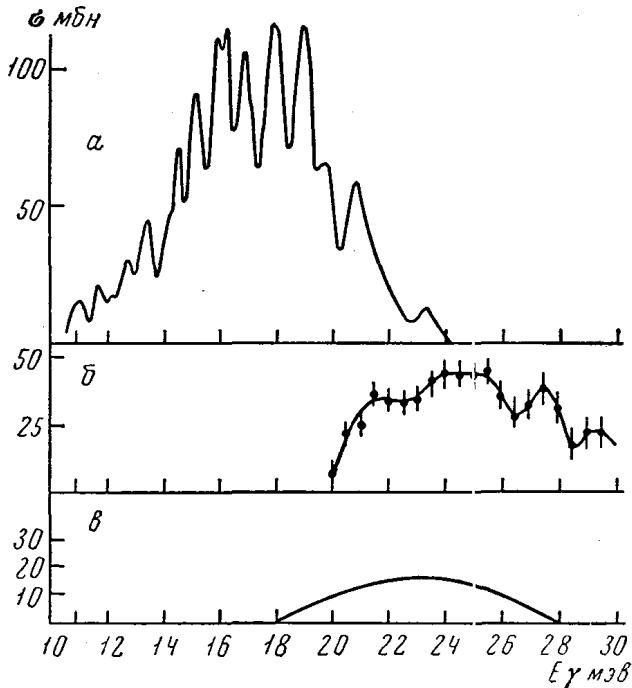


Рис. 3. Сечение реакции $\text{Cu}(\gamma, n)$ (а) и $\text{Cu}(\gamma, 2n)$ (б), полученное на основании статистической теории [7] из экспериментальных данных по сечению реакции $\text{Cu}(\gamma, Tn)$. Сечение реакции $\text{Cu}(\gamma, 2n)$ (в) взято из [12]

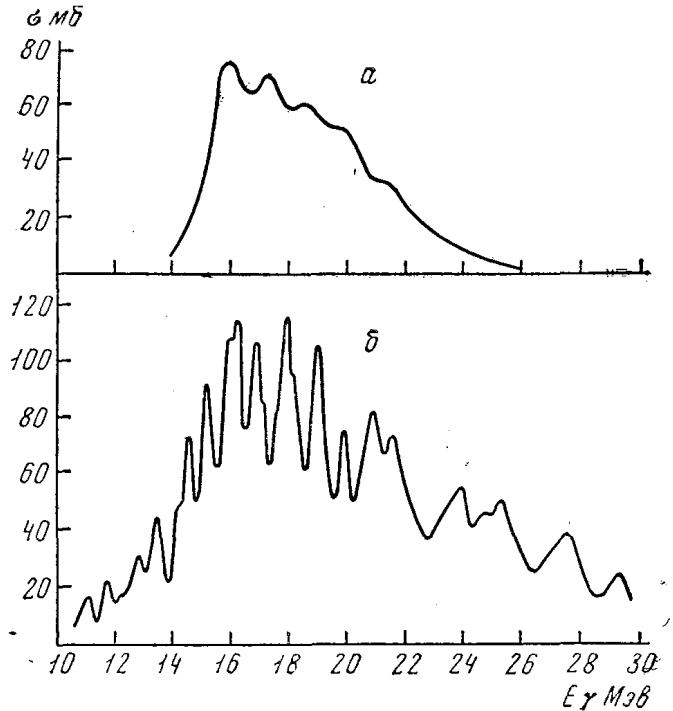


Рис. 4. Расчетное дифференциальное фотонейтронное сечение, полученное Грейнером и др. [17] по коллективной динамической теории (а). Дифференциальное сечение $\sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, np)$, полученное в данной работе (б)

же для сравнения приводятся результаты непосредственных измерений сечения реакции $\text{Cu}(\gamma, 2n)$, выполненные Фульцем с сотрудниками [12]. Как видно, оба сечения по форме достаточно хорошо согласуются между собой. Некоторое различие в величине сечений $(\gamma, 2n)$ реакций, по-видимому, обусловлено разницей в определении абсолютного выхода реакций при работе с тормозным спектром и квазимонохроматическими фотонами.

Для интегральных сечений (γ, n) и $(\gamma, 2n)$ реакций получены следующие значения:

$$\int_0^{30} \sigma(\gamma, n) dE_\gamma = 624 \pm 40 \text{ Мэв} \cdot \text{мб},$$

$$\int_{19}^{30} \sigma(\gamma, 2n) dE_\gamma = 288 \pm 30 \text{ Мэв} \cdot \text{мб}.$$

Сравнение полученных нами интегральных сечений с данными других авторов приводится в таблице 2.

Величины интегральных сечений, полученные различными авторами, достаточно хорошо согласуются между собой. Из этих данных несколько выпадают результаты, полученные с помощью методики квазимонохроматических γ -квантов [11, 12]. Как уже отмечалось, это может быть обусловлено дозиметрией γ -пучка. Наши данные лучше всего согласуются с данными работ [9, 10, 14]. Несмотря на то что фоторасщеплению ядра меди посвящено большое количество работ, в настоящей работе достаточно надежная информация о промежуточной структуре фотонейтронного сечения получена впервые. Следует отметить, что некоторые указания на структуру в сечении нейтронных реакций есть и в предыдущих работах. Так, в работе [13] имеется указание на существование широкого максимума в районе 20 Мэв, что, по-видимому, соответствует обнаруженному нами резонансу при энергии 21,2 Мэв. Некоторые особенности в кривой сечения наблюдаются и в работах [12, 15]. Однако недостаточно высокое энергетическое разрешение не позволило в более ранних работах обнаружить структуру в сечении фотонейтронных реакций.

Сравним полученные нами экспериментальные данные с расчетами сечения фотопоглощения, выполненными на основе коллективной динамической теории [17]. В этой модели гамильтониан взаимодействия записывается в виде

$$H = H \text{ dip} + H \text{ quad} + H \text{ dip quad}.$$

Дипольные и квадрупольные колебания рассматриваются в рамках гидродинамической модели. Квадрупольные колебания характеризуются энергией $\hbar\omega_2$ и среднеквадратичной амплитудой β_0^2 . Для четно-четных ядер $\hbar\omega_2 = E_2$, где E_2 — энергия первого возбужденного состояния 2^+ , а β_0 связано с приведенной вероятностью перехода из состояния E_2 в основное состояние. Волновая функция, являющаяся решением гамильтониана, характеризуется числом квадрупольных фононов N_2 .

Результаты расчетов фоторасщепления меди показаны на рис. 4. В расчетах были использованы следующие значения параметров: $\hbar\omega_1 = 18,1$ Мэв, $\hbar\omega_2 = 1,00$ Мэв, $\beta_0 = 0,25$ и $N_2 = 8$. Для того чтобы исследовать зависимость результатов расчета от параметров, в работе были получены сечения для различных значений $\hbar\omega_2$, β_0 и N_2 . Показано, что общий вид сечения мало меняется при небольших изменениях величин параметров. Так, изменение положения первого возбужденного состояния E_2 приводит к перераспределению интенсивности отдельных переходов. (При уменьшении E_2 происходит более равномерный разброс дипольного состояния.)

Итак, результаты расчета могут претендовать лишь на самое грубое описание гигантского резонанса и не передают структурных особенностей экспериментально измеренного сечения. В расчетных сечениях отсутствует структура в низкоэнергетической части спектра ($E_\gamma < 16$ Мэв). Этот результат является характерным для метода расчета, в котором рассматривается разброс одного дипольного состояния вследствие взаимодействия дипольных возбуждений с квадрупольными колебаниями ядерной поверхности.

Другой отличительной особенностью расчета является отсутствие сколько-нибудь заметных по интенсивности переходов в области $E_\gamma > 23$ Мэв. В то же время для экспериментально измеренного сечения получено следующее отношение высокоэнергетической части сечения к сечению от порога до 30 Мэв:

$$\int_{23}^{30} [\sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, 2n)] dE_{\gamma} \bigg/ \int_0^{30} [\sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, 2n)] dE_{\gamma} = 0,23.$$

Таким образом, сечение в области 23—30 Мэв составляет около 23% полного интегрального сечения. Это расхождение не может быть объяснено тем, что в расчетах не учитывается вклад, связанный с квадрупольным поглощением γ -квантов, так как величина интегрального сечения поглощения квадрупольных γ -квантов для исследуемого ядра должна составлять лишь несколько процентов от величины интегрального сечения поглощения дипольных γ -квантов [18].

Расхождение между теорией и экспериментом свидетельствует о том, что в рамках теории не учитывается ряд факторов, влияющих на структуру сечения поглощения. В качестве таких факторов можно указать следующие.

1. Эффекты, связанные с тем, что рассматриваемое ядро имеет неспаренный нуклон во внешней незаполненной оболочке. Из-за взаимодействия неспаренного нуклона с коллективными колебаниями спектр уровней таких ядер должен существенно обогащаться. Этот эффект особенно наглядно проявляется в экспериментах по исследованию спектра γ -квантов из реакции $(\gamma, n\gamma')$ и $(\gamma, p\gamma')$ [19].

2. Рассмотрение фотоэффекта в рамках модели оболочек показывает, что при дипольном поглощении образуется несколько дипольных уровней, учет взаимодействия между которыми в среднетяжелых ядрах приводит к формированию одного высоковозбужденного состояния, вбирающего в себя 70—80% дипольной суммы, остальные состояния интенсивностью 20—30% дипольной суммы расположены ниже по энергии. Учет взаимодействия этих состояний в рамках рассматриваемой теории должен привести к обогащению низкоэнергетической части сечения поглощения.

3. Необходимо учесть при фотопоглощении возбуждение двух ветвей гигантского резонанса с изотопическим спином $T \leq T_0$ и $T \geq T_0 + 1$ (где T_0 — изоспин основного состояния ядра). Возбуждение состояний с $T_0 + 1$ должно привести к некоторому обогащению высокоэнергетической части сечения. Однако при этом следует отметить, что распад состояния с T_0 в большинстве случаев должен приводить к эмиссии протонов. Все рассмотренные эффекты несомненно должны привести к лучшему согласию между теорией и экспериментом. Однако для количественных сравнений необходимо провести расчеты с учетом вышеуказанных эффектов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Моринога Н. Труды международной конференции по электромагнитным взаимодействиям при низких и средних энергиях, т. 3. Дубна, 1967, стр. 365.
2. Неудачин В. Г., Шевченко В. Г. Phys. Lett., 12, 18, 1964.
3. Danos M., Greiner W. Phys. Rev., 138, B1055, 1965; Huber M. G. et al. Phys. Rev. Lett., 15, 529, 1965; Huber M. G., Weber H. J., Greiner W. Zeit. Phys., 192, 223, 1966.
4. Ишханов Б. С., Капитонов И. М. и др. «Приборы и техника эксперимента», № 6, 61, 1969.
5. Тихонов А. Н., Шевченко В. Г. и др. Тезисы докладов на XVIII ежегодном совещании по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Рига, 1968, стр. 268.
6. Varber W. C., Dodge W. D. Phys. Rev., 116, 1551, 1959.
7. Блатт Д., Вайскопф В. Теоретическая ядерная физика. М., ИЛ, 1954, стр. 295.

8. Montalbetti R., Katz L., Goldemberg J. Phys. Rev., 91, 695, 1953.
9. Jones L. W., Termilinger K. M. Phys. Rev., 91, 696, 1953.
10. Гаврилов, Лазарев и др. ЖЭТФ, 3, 871, 1962.
11. Miller J., Schuhl C., Tzara C. Nucl. Phys., 32, 236, 1962.
12. Fultz S. C., Bramblett J. T. et al. Phys. Rev., 133, 5B, 1149, 1964.
13. Vacun G., Bonazzola G. C. et al. Nucl. Phys., 67, 178, 1965.
14. Costa S., Ferroni F. et al. Phys. Lett., 11, 324, 1964.
15. Owen D. C., Muirhead E. G., Spicer B. M. Nucl. Phys., A122, 177, 1968.
16. Garfagnini R., Pasqualini L., Piragino G. Nuovo Cim., 42B, 290, 1966.
17. Huber M. G., Danos M. et al. Phys. Rev., 155, 1073, 1967.
18. Бунатян Г. Г. «Ядерная физика», 4, 920, 1966.
19. Ullrich H., Krauth H. Nucl. Phys., A123, 641, 1969.

Поступила в редакцию
3. 12. 1969 г.

НИИЯФ