



На правах рукописи

В. Г. ШЕВЧЕНКО

**Изучение механизма взаимодействия
 γ -квантов с атомными ядрами**

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

ИЗДАТЕЛЬСТВО МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА • 1967

В течение длительного времени фотоядерные реакции привлекают пристальное внимание физиков, причем в последние годы интерес к исследованиям в этой области ядерной физики растет.

Этот интерес обусловлен тем обстоятельством, что интерпретация результатов фотоядерных реакций затрагивает многие принципиально важные вопросы теории атомного ядра. Действительно изучение этого класса реакций позволяет существенно продвинуться в понимании таких вопросов как природа коллективных состояний в ядре, механизмы распада высоковозбужденных состояний, ассоциирование нуклонов, соотношения прямых и резонансных процессов, природа аналоговых состояний и т.д.

За последние годы основной прогресс в теории фотоядерных процессов достигнут в рамках частично-дирочной модели, выдвинутой Брауном и Болстерли [1] для объяснения энергетического положения дипольного резонанса. Эта модель позволила совместить представления об ободочечном характере дрижени нуклонов с аномально высокими по энергии положением дипольного резонанса (особенно в тяжелых ядрах).

Первые расчеты в рамках частично-дирочной модели были проведены для магических ядер O^{16} и Ca^{40} [2]. Уже в этих работах частично-дирочная модель встретилась с трудностями, связанными в первую очередь с проблемами ширины дипольного резонанса и энергетических спектров. Расчетная ширина резонанса оказалась в 2-3 раза меньше экспериментальной, а расчетные энергетические спектры давали по сравнению с экспериментом слишком малый выход низкоэнергетич-

Объединенный ученый совет Института физики, металлфизики и Института полупроводников АН УССР направляет Вам автореферат диссертации.

Защита назначена на апрель—май 1967 года.

Автореферат разослан « » 1967 г.

Ученый Секретарь Объединенного Совета

Г. МИНКОВСКИЙ Ю. Л.

нуклонов. Тем не менее, для легких ядер эти трудности не были явно выражены, т.е. соответствующим выбором взаимодействия и подбором параметров удавалось достигнуть относительно неплохого согласия с экспериментальными данными. В частично-дирочных расчетах, выполненных на средних и тяжелых ядрах [2а], в значительно более резкой форме проявилось несогласие экспериментальных и теоретических данных по ширине дипольного резонанса и энергетическим спектрам. Расчет давал величину $\Gamma = 100-200$ мэв, в то время как экспериментально измеренная величина Γ была порядка 3-5 мэв. В спектрах малознергичных нуклонов было значительно больше, чем предсказывала теория. Эти факты показывали, что справедливость частично-дирочного подхода ограничена определенными рамками.

Для дальнейшего развития теории были необходимы более полные и надежные экспериментальные данные о таких основных характеристиках фотозффекта как структура дипольного резонанса в широком диапазоне энергий, соотношение ветвей реакции (γ, p) и (γ, n), корреляция между энергиями возбуждения и характером распада состояний, величины нуклонных и радиационных ширины резонансов, угловые распределения и энергетические спектры нуклонов и т.д.

Экспериментальному и теоретическому изучению этих вопросов, а также некоторых аспектов проявления ассоциирования нуклонов в легких ядрах посвящена настоящая диссертация.

I.

Во II-й главе представлены данные по фоторасщеплению магнитических ядер Ca^{40} , Zr^{90} , Pb^{208} .

В экспериментах, которые были проведены на 35 мэв бетатроне НИИЯФ МГУ методом синхронизационных спектрометров и полупроводниковых счетчиков, были измерены кривые выхода для различных энергетических групп протонов из реакции $Ca^{40}(\gamma, p)$ [3,4] и впервые была получена структура сечения (γ, p) реакции [5]. Структурные особенности сечения реакции $Ca^{40}(\gamma, p)$, рассчитанные из кривых возбуждения методом Пенфольда и Лейсса для двух групп протонов с $E_p \approx 6,5$ мэв, представлены в таблице I.

Таблица I.

$E_p \geq 2 \text{ мэв}$		$Ca^{40}(\gamma, p)$		$Ca^{40}(\gamma, n)$	
E^* мэв	σ_{int} мб. мэв	E^* мэв	σ_{int} мб мэв	E^* мэв	σ_{int} мб мэв
12,7±0,2	10,7		Er±6,5 мэв		
18,7±0,2	107	18,7±0,2	58	16,1±0,2	1,9
19,9±0,2	104	19,9±0,2 (20,9)	51	17,2±0,1	2,4
20,9±0,2	51		29	17,9±0,1	4,1
21,8±0,2	36	(21,8)	24	18,5±0,1	5,4
23,2±0,3	43	23,2	15	19,1±0,1	7,8
24,3±0,2	41		42	19,6±0,1	6,0
25,5±0,5	53	25- -28,5		20,0±0,1	9,7
28,0±0,5	53			21,0±0,1	11
				22,0±0,2	10
				23,2±0,2	7
				(24,1)	3,8
				25,5±0,3	11,2
				27,9±0,3	7,5

Оценки интегральных сечений отдельных резонансов проводились на электронной вычислительной машине М-20. При этом методом минимума функционала χ^2 экспериментальные сечения аппроксимировались совокупностью резонансных кривых, взятых в форме Брейта-Витнера. Интегральное сечение реакции $Ca^{40}(\gamma, p)$ до 29,5 мэв равно $\sigma_{int}(29,5) = (500 \pm 70)$ мб. мэв. Для высокоэнергичной группы протонов $\sigma_{int}(28,5) = (240 \pm 40)$ мб мэв. Сравнение сечений двух групп протонов $E_p \geq 2$ мэв и $E_p \geq 6,5$ мэв показывает, что характер распада дипольных состояний высокоэнергичной части сечения аналогичен характеру распада остальных дипольных состояний и что более чем в 50% случаев после вылета протона остаточное ядро остается в возбужденном состоянии.

Были также измерены кривые выхода фотонейтронов и впервые получена структура сечения реакции $Ca^{40}(\gamma, n)$ при энергии $E_\gamma > 23$ мэв [6]. Данные по реакции $Ca^{40}(\gamma, n)$ представлены в таблице I.

Из приведенных данных видно, что полное сечение поглощения, взятое как сумма двух основных реакций $Ca^{40}(\gamma, p)$ и $Ca^{40}(\gamma, n)$ имеет 13 дипольных максимумов, в то время как частично-дирочный расчет дает один-два дипольных максимума, лежащих при энергии 18,5 мэв и 20 мэв. Помимо определения структуры сечений (γ, p) и (γ, n) реакции были получены данные по спектрам и угловым распределениям фотопротонов из реакции $Ca^{40}(\gamma, p)$, при максимальных энергиях спектра тормозного излучения $E_{max} = 22$ мэв, 25 мэв и 34 мэв.

Структура спектра качественно отражает схему распада, дающую частично-дирочной модели. Однако, спектры имеют тонкую структуру и значительно малоэнергичную часть, которые не предсказываются теорией. Угловое распределение показывает, что возбужденные состояния, расположенные при энергиях $E_\gamma \leq 25$ мэв, носят дипольный характер. Ассиметричная форма угловых распределений фотопротонов, полу-

ченная при $E_{max} = 34$ мэв, указывает, что в области энергий $E_\gamma > 25$ мэв расположена группа квадрупольных состояний. Это вполне удовлетворительно согласуется с теоретическими расчетами [8].

Таким образом, анализ данных по фоторасщеплению ядра Ca^{40} показывает, что: - учет взаимодействия "частица" - ядра не может обяснить структуры сечений и спектров фотофункцион, хотя хорошее согласие теоретических данных с основными переходами (18,7 мэв и 19,9 мэв) свидетельствует о том, что этот тип взаимодействия является основным.

Обяснение структуры сечения связано с учетом взаимодействия частично-дирочных состояний с состояниями другой природы (две частицы - две дырки и т.д.). Учет этого взаимодействия увеличивает число максимумов в кривой сечения и дает картину качественно согласующуюся с экспериментом. Возможно, что расхождение частично-дирочного расчета с экспериментом связано с тем, что основное состояние нельзя рассматривать как чистое $d_{3/2}$ состояние. Учет этого обстоятельства, как показывает расчеты фоторасщепления S 32 [9], увеличивает число дипольных уровней и возможно сможет обяснить структуру сечения и наличие высокоэнергичных максимумов в Ca^{40} , лежащих при энергиях $E_\gamma \sim 25$ мэв и 28 мэв.

В главе II представлены также результаты по фоторасщеплению ядер Zr и Pb, которые показали ряд интересных особенностей. Сечение реакции (γ, p) оказалось сдвинутым по энергии E_γ относительно сечения реакции (γ, n) . Этот сдвиг увеличивался по мере возрастания массового числа А. Угловое распределения протонов в интервале энергий возбуждения 25-34 мэв оказались асимметричными относительно угла 90° со сдвигом максимума вперед.

Для Zr было измерено сечение реакции $Zr(\gamma, p)$, основные характеристики которого приведены в таблице 2.

Таблица 2.

	$E^* \text{ мэв}$	$\sigma_{\text{т}} \text{ мб}$	$\Gamma \text{ мэв}$	$\sigma_{\text{инт}} \text{ мб}$
$Zr(\gamma, \nu p)$	21,5	30,0	4,5	150±20
$Rb(\gamma, \nu p)$	26,5	6,0	~8,5	55±20

Были также получены данные по энергетическим спектрам и угловым распределениям фотопротонов из реакции $Zr(\gamma, \nu p)$ при максимальных энергиях тормозного излучения 22 мэв, 25 мэв и 34 мэв.

Максимум сечения реакции $Zr(\gamma, \nu p)$ расположен при энергии $E_{\gamma} \approx 21,5$ мэв, в то время как максимум сечения реакции $Zr(\nu, \nu p)$ лежит при энергии $E_{\gamma} \approx 16$ мэв. Этот сдвиг, как показано в диссертации, обусловлен изоспинным расщеплением дипольного резонанса и возникновением в связи с этим своеобразными правилами отбора по изоспину.

В ядрах с $N \neq Z$ возбуждаются две группы состояний с изотопическими спинами T_0 и $T_0 \pm 1$. В средних ядрах эти группы раздвинуты на несколько мэв. В частности, для Zr этот интервал равен 5-6 мэв. Состояния T_0 распадаются в основном на нейтроны, т.к. протонный распад подавлен кулоновским барьером. Что касается состояний с $T_0 \pm 1$, то они могут распадаться с испусканием протонов, т.к. нейтронный распад запрещен правилами отбора по изотопическому спину. Этим и объясняется сдвиг сечений реакции (ν, p) по сравнению с реакцией (ν, n) . Проведенные сравнения с расчетными данными [12] показывают хорошее количественное согласие как по положению сечения реакции $Zr(\nu, p)$, так и по его интегральной величине.

Форма полученных энергетических спектров указывает на то, что распад состояний с $T_0 \pm 1$ идет на возбужденные состояния конечного ядра. Последнее подтверждается результатами, следующими из реакции $\gamma^{89}(R, \nu)$, в которых максимум сечения реакции $Zr(\nu, p)$ в области $E_{\gamma} \sim 22$ мэв не был обнаружен.

Нами были измерены сечения реакций $Rb(\nu, \nu p)$ и сечения

$\gamma(\nu, \nu p)$ реакции на тяжелых ядрах. Характеристики сечения реакции $Rb(\nu, \nu p)$ приведены в таблице 2.

Максимум сечения лежит при энергии $E_{\gamma} \approx 26$ мэв. Его интегральная величина равна $\sigma_{\text{инт}} = 55$ мб. Из анализа угловых распределений следует, что $\sim 70\%$ этого сечения связано с E_2 переходами [15, 16, 17]. Сечение, соответствующее группе E_1 состояний с изотопическим спином $T_0 \pm 1$ таким образом имеет очень малую интегральную величину. Однако расчеты показывают, что эта величина находится в хорошем согласии с теорией. Малая величина дипольного сечения в тяжелых ядрах связана с тем, что в них нейтроны по отношению к протонам заполняют почти полностью следующую по n оболочку. В этом случае дипольные переходы с $\Delta T = 1$ подавлены [18]. Поэтому сечения реакции $Rb(\nu, \nu p)$ связано в основном с квадратурными переходами.

Сравнение полученных экспериментальных результатов по Zr и Rb с данными частично-дирочных расчетов показывает еще большее расхождение теории с экспериментом, чем для ядра Ca^{40} . Это и понятно, т.к. число состояний коллективной природы, по которым происходит "разбрасывание" частично-дирочного дипольного уровня, для тяжелых ядер очень велико. Это "разбрасывание" частично-дирочного резонанса должно также привести к обогащению энергетических спектров малоэнергичными нуклонами, а также привести к согласию теории с экспериментом по ширине резонанса. Последние недавно было показано в ряде теоретических работ [19].

II.

В третьей и четвертой главах диссертации рассматривается фотоэффект на немагических ядрах ρ -оболочки и $1d-2s$ оболочки. При фото-расщеплении немагических легких ядер проявляется ряд общих специфических особенностей, свойственных как ядрам ρ -оболочки, так и ядрам $1d-2s$ оболочки [20, 21, 22]. Эти особенности, связанные с наличием конфигурационного расщепления в "чулкове" приближении или иначе говоря с большой разницей в энергии переходов из внутренних и внешней оболочек, в общих чертах могут быть сведены к следующему:

а) в сечении поглощения наблюдаются две группы уровней, которые разделены большим энергетическим интервалом. Одна группа переходов, менее энергичная, связана с переходами нуклонов из незаполненной оболочки (группа А), другая высокоэнергичная - с переходами из заполненной оболочки (группа Б)

б) Характер распада уровней этих группы различен. Уровни группы Б распадаются, как правило, на высоковозбужденные состояния конечного ядра. Причем, в ядрах ρ -оболочки нуклонные распады в ряде случаев сопровождаются вылетом сложных частиц. Уровни группы А распадаются в основном и слабовозбужденное состояние с вылетом нуклонов.

Проведенные нами исследования фоторасщепления ядер Li^8, Li^7, Be^9

C^{12} , а также анализ экспериментального материала, полученного другими авторами, показывает, что в легких ядрах ρ -оболочки Li^8, Li^7, Be^9 хорошо описывающихся моделью оболочек в приближении $L-S$ связи, реализуются ~~аналогичные~~ ~~аналогичные~~ ~~аналогичные~~ связи, которые приводят к расщеплению диглоного резонанса. При фоторасщеплении Li^8 в сечении наблюдаются

ся два широких максимума, лежащих при энергиях $E_{\gamma} \sim 10 - 15$ мэв и 20-30 мэв. Первый максимум обусловлен переходами из внешней ρ -оболочки $S^4p^2 [42] \rightarrow S^4p [41] (1d-2s)$, второй максимум обусловлен переходами из внутренней S -оболочки

$S^4p^2 [42] \rightarrow S^3p^3 [32]$. Кроме того при энергиях $E_{\gamma} \sim 17$ мэв должно находиться узкая группа уровней, соответствующая переходу

$S^4p^2 [42] \rightarrow S^3p^3 [33]$. Распад уровня первого максимума $E_{\gamma} \sim 10 - 15$ мэв идет на основное и первое возбужденное состояние конечного ядра. Распад уровней, лежащих при энергиях $E_{\gamma} = 20 - 30$ мэв, происходит либо с испусканием малоэнергичных нуклонов, либо с одновременным вылетом нескольких частиц, т.е. реализуется звездный распад [29, 30]

Аналогичное положение наблюдается для ядра Be^9 . Сечение поглощения имеет три максимума, лежащие при энергиях $E_{\gamma} \sim 9$ мэв, 23 мэв и 30 мэв. Эти максимумы связаны с возбуждением состояний, характеризующихся схемами Янга $[\lambda] = [441], [432], [431]$, соответственно.

Анализ экспериментального материала по фоторасщеплению ядра Be^9 показывает, что распад возбужденных состояний в области энергий $E_{\gamma} \sim 17-25$ мэв идет на возбужденные состояния конечного ядра. В области энергий $E_{\gamma} > 25$ мэв состояния распадаются с образованием звезд [31, 32].

Для ядер конца ρ -оболочки увеличение числа ρ -нуклонов приводит к тому, что состояния, соответствующие переходам из замкнутой оболочке (группа Б) сдвигаются в область больших энергий, а их интенсивность уменьшается с ростом массового числа А. Если, например, для Li^7 энергия группы Б была ~ 25 мэв и ее интегральное

сечение $\int \sigma(E)/dE \approx 55$ мб. мэв, то для C^{12} группа Б лежит при энергиях $E_{\gamma} \sim 33 - 35$ мэв и $\int \sigma(E)/dE \approx 20$ мб. мэв. Распад этой группы уровней, как показывают наши результаты по разностным спектрам, происходит преимущественно с вылетом малоэнергичных нуклонов [23].

Для ядер $^{16-25}$ оболочки особенности, связанные с правилами отбора по схемам Юнга [17], естественно, не будут проявляться. Однако общая закономерность, связанная с наличием двух групп уровней А и Б должна иметь место [33]. При этом интенсивность группы Б должна уменьшаться по мере заполнения внешней оболочки, а ее энергия увеличиваться. Распад состояний группы Б должен происходить по нуклонному каналу в основном на возбужденные состояния конечного ядра. Угловое распределение нуклонов группы Б должно быть в большинстве случаев изотропным.

Нами были измерены сечения реакции $Mg(p,p)$, $Si(p,p)$ [34], [28], [35] для двух энергетических групп протонов с $E_p \geq 1 \text{ мэВ}$ и $E_p \geq 6,5 \text{ мэВ}$, $Si^{26}(p,p)$, $S^{32}(p,p)$ и $S^{32}(p,n)$. Измерения кривых выхода проводились от порога реакции до энергии $E_p \sim 30-33 \text{ мэВ}$. Кривая сечения реакции $Mg(p,p)$ имеет ширину $\Gamma = 11,5 \pm 1 \text{ мэВ}$. Максимум сечения лежит при энергии $E_p \approx 23 \text{ мэВ}$, его величина $\sigma_m = 17,5 \text{ мб}$. Интегральное сечение $\sigma_{int}(30) = 180 \text{ мб} \cdot \text{мэВ}$. Величина при энергиях $E_p > 23 \text{ мэВ}$ составляет 50% от полного интегрального сечения этой реакции.

В сечении $Si^{28}(p,p)$ получен ряд резонансов, параметры которых приведены в таблице 3.

Интегральное сечение двух последних пиков составляет ~50% от полного сечения. В сечении высокоэнергетичной группы протонов $E_p \geq 6,5 \text{ мэВ}$ наряду с пиком при $E_p = 20 \text{ мэВ}$ также присутствуют максимумы при $E_p \approx 24 \pm 0,5 \text{ мэВ}$ и $26 \pm 0,5 \text{ мэВ}$. Однако при сравнении сечений заметно существенное понижение интенсивности высокоэнергетичных переходов для группы протонов с $E_p \geq 6,5 \text{ мэВ}$.

Таблица 3.

$Si^{28}(p,p)$		$Si^{28}(p,n)$		$S^{32}(p,n)$	
E^* мэВ	E^* мэВ	σ_{int} мб. мэВ	E^* мэВ	σ_{int} мб. мэВ	σ_{int} мб. мэВ
$15,5 \pm 0,5$			$16,0 \pm 0,1$		1
$17,5 \pm 0,5$	$17,85 \pm 0,1$	2,4	$16,8 \pm 0,1$		3, 5
	$18,25 \pm 0,1$	2,2	$17,5 \pm 0,1$		4, 6
	$18,80 \pm 0,1$	7,5	(17,9)		
	$19,75 \pm 0,1$	14,8	$19,0 \pm 0,1$		14, 4
$20 \pm 0,5$	$20,9 \pm 0,1$	6,6	$19,6 \pm 0,1$		7, 1
$24,5 \pm 0,5$			$21,5 \pm 0,1$		15, 3
$26,5 \pm 0,5$	$26,5 \pm 0,2$	15	$23,0 \pm 0,1$		8, 4
	$27,4 \pm 0,2$			27	
	$28,8 \pm 0,2$	3			

Отношение интегральных сечений в интервалах

$28,5-23 \text{ мэВ}$ и $23-19 \text{ мэВ}$ равно $\sim 1,6$ для сечения группы протонов с $E_p \geq 1 \text{ мэВ}$. Это отношение равно ~ 1 для группы протонов с $E_p \geq 6,5 \text{ мэВ}$. Эти данные указывают на большую вероятность распада состояний, лежащих при энергиях $E_p > 23 \text{ мэВ}$, на возбужденные состояния конечного ядра.

Структурные особенности реакции $Si^{28}(p,n)$ приведены в таблице 3. $\sigma_{int}(29,5) = 98 \pm 10 \text{ мб} \cdot \text{мэВ}$. Почти половина величины интегрального сечения этой реакции лежит при энергиях $E_p > 23 \text{ мэВ}$.

Кривая сечения $\rho^{34}(p,p)$ имеет широкий максимум $\Gamma = 10,5 \text{ мэВ}$. $\sigma_m = 42 \text{ мб}$, $\sigma_{int}(30) = 350 \text{ мб} \cdot \text{мэВ}$, $E_m = 21,0 \text{ мэВ}$.

Наиболее интересна особенность полученного сечения его большая ширина и большая величина сечения при высоких энергиях γ - квантов.

Кривая сечения реакции $S^{32}(\beta, \rho)$ имеет $\Gamma=9,5$ мэв, σ_{int} = 50 мб, $E_m = 21,0$ мэв, $\sigma_{int}(30) = 370$ мб мэв

Величина интегрального сечения при энергии $E_\gamma > 23$ мэв составляет ~ 30 - 40% от полного интегрального сечения этой реакции. В таблице 3 приведены параметры резонансов, полученные в реакции

$S^{32}(\beta, \rho)$. $\sigma_{int}(28,5) = (98 \pm 10)$ мб. мэв
Почти половина сечения этой реакции лежит при энергиях $E_\gamma >$

23 мэв.

Большая величина сечений парциальных реакций при 24 мэв и структура сечений в этой области энергий получены впервые. Они характеризуют общее свойство этих ядер, связанное с наличием в этой области энергий интенсивных уровней группы Б. В этой связи интересно сравнить средние параметры измеренных сечений (β, ρ) реакций на магическом ядре Ca^{40} и немагических ядрах Si^{28} и S^{32} (табл. 4)

Таблица 4.

	E мэв	$(E^2)^{1/2}$ мэв	σ мэв
$Ca^{40}(\beta, \rho)$	21,59	21,75	2,6
$Si^{28}(\beta, \rho)$	22,28	23,29	3,8
$S^{32}(\beta, \rho)$	22,98	22,50	3,1

Видно, что дисперсия $\sigma = (E^2 - E^2)$ для Ca^{40} значительно меньше, чем для Si^{28} и S^{32}

Показательно, что σ заметно больше у Si^{28} , чем у S^{32} , хотя S^{32} является деформированным ядром. Это свидетельствует о перво-степенной роли конфигурационного расщепления в уширении дипольного резонанса. У Si^{28} группа Б должна быть более интенсивной,

чем у S^{32} , а обособление групп А и В придает сечению реакции $Si^{28}(\beta, \rho)$ "гангвельский" вид.

Кроме сечений были измерены угловые и энергетические распределения фотонтонов из реакций $Mg(\beta, \rho)$, $(38,7 \text{ мб})$, (14) , $S^{32}(\beta, \rho)$, (39) при максимальных энергиях спектров $E_{\gamma, \text{max}} = 22, 25$, и 34 мэв. Разностные спектры, полученные для Si^{28}

при изменении энергии γ -квантов от 20-21 мэв и 26-27 мэв, а также разностные спектры, полученные для Mg , S^{32} при изменении энергии γ - квантов от 25 до 34 мэв и 25-34 мэв соответственно показывают, что распад состояний, лежащих при энергиях $E_\gamma > 29$ мэв, идет на возбужденные состояния конечного ядра. Это подтверждает также многочисленные данные, полученные из сравнения наших сечений с сечениями обратных (β, ρ) реакций, а также с сечениями, полученными из энергетических спектров нуклонов в предположении, что все переходы идут в основное состояние конечного ядра. В (β, ρ) реакциях и в сечениях, полученных из спектров, не наблюдаются максимумы, обнаруженные в наших сечениях при $E_\gamma > 23$ мэв. Это как раз и свидетельствует о том, что распад этих состояний идет на возбужденные состояния конечного ядра.

Таким образом проведенные нами исследования полностью подтвердили наличие конфигурационного расщепления дипольного резонанса для легких ядер. Частично-дирочные расчеты, проведенные для Si^{28} и S^{32} с учетом конфигурационного расщепления в "нулевом" приближении вполне удовлетворительно описывают основные особенности фоторасщепления этих ядер. Однако в этих расчетах необходимо учитывать примесь высших конфигураций к основному состоянию.

асимметричны относительно угла 90° с максимумами углового распределения, лежащими при углах $50-60^\circ$. С увеличением энергии вылетающих протонов асимметрия увеличивается.

- Энергетические распределения характеризуются большим количеством высокоэнергичных протонов.

Из анализа этих данных делаются следующие выводы:

а) В области энергий γ - квантов $23-33$ мэв расположен максимум сечения E_2 - поглощения - гигантский квадрупольный резонанс. Проведенные расчеты на основе модели оболочек с учетом квадруполь-квадрупольной части эффективного парного взаимодействия между нуклонами дают хорошее согласие с экспериментальными результатами (8).

б) В области энергий $E_\gamma \sim 22$ мэв на исследованных ядрах наблюдается пик дипольного поглощения. Его величина для Rh заметно превышает величину максимума квадрупольного сечения. Для W наоборот квадратное сечение заметно больше дипольного. Смещение максимума дипольного резонанса ($\beta\rho$) реакции относительно максимума сечения (βn) реакции хорошо объясняется изоспиновым расщеплением дипольного резонанса, в результате которого дипольные уровни с изотопическим спином $T_0 + 1$, которые преимущественно распадаются с вылетом протонов, сдвигаются в область более высоких энергий. Результаты оценки энергетического положения максимума сечения ($\beta\rho$) реакции и его интегральной величины показывают согласие с экспериментом. Увеличение вылета E_2 - поглощения для W связано с подавлением E_1 переходов $\sigma_{T1} = 1$ в тяжелых ядрах.

в) Величины выходов фотопротонов и характер распада возбужденных состояний в тяжелых ядрах не могут быть объяснены статистической теорией или простым фотоэффектом. Оболочечная теория с учетом остаточного взаимодействия типа частица-дырка также не может объяснить большого количества малонергичных протонов, наблюдаемых в энергетических спектрах. Их появление, по-видимому, связано с взаимодействием дипольных состояний с состояниями коллективной природы, которые увеличивают "мягкую" часть спектра.

III.

В главе V изложены результаты исследования характера поглощения γ -квантов на средних и тяжелых ядрах при энергиях $E_\gamma > 25$ мэв, т.е. выше основного дипольного резонанса. В экспериментах измерялись характеристики реакций ($\beta\rho$), т.к. в этом случае исследуемый процесс будет определять характер взаимодействия в интересующей нас области (выход протонов из области "гигантского" резонанса подавлен кулоновским барьером). Были получены угловые и энергетические распределения фотопротонов из Rh (^{84}Rh , ^{86}Rh), Pr , W (^{182}W , ^{184}W , ^{186}W) и при облучении тормозным γ - излучением с $E_{max} = 22,5$ мэв и 33,5 мэв, а также сечения ($\beta\rho$) реакций на Rh (^{84}Rh , ^{86}Rh) и W (^{182}W , ^{184}W) характеристики сечений приведены в таблице 5.

Таблица 5.

	E^* мэв	σ_m мб	σ_{int} мб.мэв	Γ мэв
Rh ($\beta\rho$)	$19,0 \pm 0,5$	$8,0 \pm 1,5$	50-55	~ 55
	26-29	~ 5	~ 30	> 10
W ($\beta\rho$)	20,5	$2,27 \pm 0,6$	~ 20	~ 12
	28-29	$4,37 \pm 0,9$	~ 30	~ 12

Из полученных данных следуют три характерные особенности рассматриваемого процесса:

- Максимумы сечений ($\beta\rho$) реакций на тяжелых ядрах сдвинуты по энергии E_γ относительно максимумов сечений (βn) реакций на 10-12 мэв. Этот сдвиг увеличивается с ростом атомного номера Z
- Угловые распределения вылетающих протонов при энергии $E_\gamma > 25$ мэв

VI глава посвящена рассмотрению механизма поглощения γ квантов высоких энергий на малонуклонных структурах, образующихся внутри ядра. К настоящему времени накоплен большой экспериментальный материал в области ядерных реакций, который указывает на факт существования структурных образований внутри ядер. При бомбардировке ядер протонами высоких энергий было непосредственно доказано существование внутриядерных структур. В легких ядрах многократно фиксировались релятивистские столкновения протонов с подструктурами.

Исследования взаимодействия γ - квантов высоких энергий с ядрами дают ряд существенных преимуществ при изучении вероятности образования структур внутри ядра. Это связано с тем, что при поглощении γ - кванта большой энергии в ядро вносится малый импульс. Поэтому процесс поглощения γ - кванта затруднено и преобладает процесс поглощения на малонуклонных ассоциациях. Действительно в экспериментах по фоторасщеплению легких ядер γ - квантами с энергией выше 300 мэв было установлено, что основным механизмом поглощения является двухнуклонный механизм. В данной главе представлены результаты экспериментов по изучению механизма поглощения γ - квантов при энергиях E_γ до порога рождения мезонов. Нами были измерены угловые и энергетические распределения групп протонов, образующихся при облучении Be^9 тормозным γ - излучением с $E_{max} = 68$ и 84 мэв /48, 49, 23/ и C^{12} тормозным γ - излучением с $E_{max} = 64$ и 84 мэв /48, 49, 23/.

Для ядра Be^9 угловые распределения фотопротонов характеризуются сильной асимметрией относительно угла 90° с максимумом, расположенным под малыми углами и незначительной изотропной частью. Это находит наиболее естественное объяснение в предположении, что

γ - кванты в исследуемой области энергий преимущественно взаимодействуют с двухнуклонными ассоциациями, образующимися внутри ядра. В пользу этого свидетельствует хорошее согласие угловых распределений протонов, испускаемых при фоторасщеплении Be^9 , с угловыми распределениями соответствующих групп протонов, полученных при фоторасщеплении дейтона /50/. Анализ энергетических распределений фотопротонов для Be^9 также подтверждает это предположение. Зависимость сечений от энергии E_γ при фоторасщеплении дейтона и Be^9 хорошо согласуется между собой.

В C^{12} угловое распределение и величина сечения группы протонов с энергиями 18-26 мэв, образующихся при фоторасщеплении C^{12} спектром γ - квантов с $E_{max} = 64$ мэв, не согласуются с результатами, полученными при фоторасщеплении дейтона. И, хотя отсутствие изотропной части и большая асимметрия в угловых распределениях указывают, что и на C^{12} поглощение γ - квантов происходит преимущественно структурами, по-видимому, такими структурами в этой области энергий являются квази α -частицы. Иная картина наблюдается при фоторасщеплении C^{12} спектром γ - квантов с $E_{max} = 84$ мэв. Сравнение экспериментальных данных по угловому распределению группы протонов с энергиями 26-36 мэв и энергетических спектров протонов с соответствующими данными для дейтона указывает на возможность квазидейтонного механизма взаимодействия. Таким образом, изложенные экспериментальные результаты могут быть объяснены механизмом взаимодействия γ - квантов с отдельными структурами, образующимися внутри ядра. Характеристики этих структур определяются как строением изученных ядер, так и энергией γ - кванта. При малых энергиях такими структурами являются в основном квази α - частицы. При достаточно больших энергиях (больше 60 мэв) ими преимущественно являются квазидейтоны.

Экспериментальные результаты, изложенные в диссертации, получены с использованием разнообразных методов - полупроводниковых крем-

ниевых детекторов, синхронизированных спектрометров, [51] ядерных эмпульсий высокоэффективного детектора для прямой регистрации нейтронов. Специально созданные многоканальные счетные схемы позволили практически устранить дрейф измерительной аппаратуры и дозиметрических устройств, что дало возможность получить большинство результатов с высокой статистической точностью /52/ (глава I).

Диссертация написана на основе 43 опубликованных работ. Результаты, вошедшие в диссертацию, докладывались на I и II Всесоюзных конференциях по ядерным реакциям в Москве (1957 и 1960 г.г.), на Всесоюзных конференциях по ядерной спектроскопии и структуре ядра, на международных конференциях в Амстердаме (1956г.) Кингстоне (1960г.), Париже (1964г.), Дубне (1967г.), а также на Гордоновских конференциях в США.

ЛИТЕРАТУРА.

1. *Brown G.E., Volkstein M. Phys. Rev. Lett. 3 (1959) 472*
2. *Elliot J.D., Flowers B.W. Proc. Roy. Soc. A 242 (1957) 57; Balashov V.B., Шевченко В.Г., Юдин Н.П.. Труды Международной конференции по структуре ядра стр. 435 (1960); 27 (1961) 323; Brown G.E., Castillejo L., Evans J.A. Nucl. Phys. 22 (1961) 1.*
- 2a. Балашов В.В., Шевченко В.Г., Юдин Н.П. ЖЭТФ 41 (1961) 1929
3. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Корниченко Э.Н. стр. (1960) Шевченко В.Г., Орязев Б.А., ЖЭТФ 46 (1964) 1484.
4. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Шевченко В.Г., Орязев Б.А., Труды конференции по ядерной физике Париж 1964 том II стр. 1042.
5. Горячев Б.И., Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Шевченко В.Г., Пискарев И.М., Шевченко О.П.. Тезисы докладов Международной конференции по электромагнитным взаимодействиям при низких и средних энергиях (1967) стр. 4.
6. Горячев Б.И., Ишханов Б.С., Шевченко В.Г., Орязев Б.А.. Тезисы докладов Международной конференции по электромагнитным взаимодействиям при низких и средних энергиях (1967) стр.2
7. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Корниченко Э.Н., Шевченко В.Г., Орязев Б.А., Изв. АН СССР сер. физич. 29,2 (1965) 221.
8. Шевченко В.Г., Юдин Н.П., Орязев Б.А., ЖЭТФ 45 (1963) 180; Шевченко В.Г., Юдин Н.П., Орязев Б.А. Изв. АН СССР сер. физич. 27,10 (1963) 1313.
9. Горячев Б.И., Майлинг Л., Неудачин В.Г., Орязев Б.А. 1612 (1966) I

10. Душков И.И., Ишханов Б.С., Шевченко В.Г., Юрьев Б.А., *Phys. Lett* 10 (1964) 310.
11. Душков И.И., Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Шевченко В.Г., Юрьев Б.А., Изв. АН СССР сер. физич. 29,2 (1965) 213.
12. Балашов В.В., Ядровский Е.Л. *Phys. Lett.* 22 (1966) 509.
13. *Tanner N.* . Обзорный доклад на Международной конференции по электромагнитным взаимодействиям при малых и средних энергиях (1967).
14. Сорокин Ю.И., Шевченко В.Г., Юрьев Б.А., ЖЭТФ 43 (1962) 1600.
15. Неудачин В.Г., Шевченко В.Г., Юдин Н.П.. Ядерные реакции при малых и средних энергиях 1960 стр. 495.
16. Шевченко В.Г., Юрьев Б.А., ЖЭТФ 42 (1962) 707
17. Шевченко В.Г., Юрьев Б.А., ЖЭТФ 43 (1962) 860
18. *H. Morinaga* *Z. Phys* 188, 182 (1965).
19. Балашов В.В., Чернов В.М. ЖЭТФ 43, 227 (1962); Миттал А.Б., Зарцкий Д.Ф., Лушников А.А. *Nucl. Phys* 66, 193(1965); *Danos M. Greiner W. Phys. Lett* 38, 876, 4B (1965); Живописцев Ф.А. Московкин В.М., Юдин Н.П., Изв. АН СССР сер. физич. 30 № 2, 306 (1966).
20. Неудачин В.Г., Шевченко В.Г., Юдин Н.П. Ядерные реакции при малых и средних энергиях. Москва 1962 стр. 466.
21. Неудачин В.Г., Шевченко В.Г., Юдин Н.П. (1964) 150
22. Неудачин В.Г., Орлин В.Н. *Nucl. Phys* 31(1962) 338.
23. Чувило И.В. Шевченко В.Г. Ядерные реакции при малых и средних энергиях 1957 г. стр. 435.
24. Чувило И.В., Шевченко В.Г. ЖЭТФ 34, 593 (1958).
25. Шевченко В.Г., Юрьев Б.А. Изв. АН СССР сер. физич. 25, 9 (1966) 1146.
26. Шевченко В.Г., Юрьев Б.А. Изв. АН СССР сер. физич. 25, 10 (1961) 1269.
27. Шарданов А.Х., Шевченко В.Г. ЖЭТФ 42 (1962) 1438.

28. Шарданов А.Х., Шевченко В.Г., Юрьев Б.А., Изв. АН СССР сер. физич. 28,1 (1964) 60.
29. *M.K. Sherman, J.R. Stewart. R.S. Morrison Phys. Rev* (1966) 31.
30. *E.B. Batemanov* *Usp. Nucl. Phys.* 68 (1965) 191.
31. *C. Vesoni Nucl. Phys* 59, 375(1964); А.П. Комар, Е.Махновский *С.Махновский Nucl. Phys.* 65, 662 (1965)
32. Ю.М. Волков, А.П. Комар, В.П. Чижов. Ядерная физика 3, 277(1966)
33. Неудачин В.Г., Шевченко В.Г. *Phys. Lett* 12,1 (1964) 18.
34. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Шевченко В.Г., Юрьев Б.А., 9 (1964) 162.
35. Горячев Б.И., Ишханов Б.С., Капитонов И.М. Селиверстова Ж.М., Шевченко В.Г., Юрьев Б.А. Ядерная физика 3(1966) 505.
36. Горячев Б.И. Ишханов Б.С., Шевченко В.Г., Юрьев Б.А., письма ЖЭТФ II (1966) 493.
37. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Шевченко В.Г., Юрьев Б.А. Ядерная физика 4 (1966) 765.
38. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Шевченко В.Г., Юрьев Б.А., Изв. АН СССР сер. физич. 2, (1966) 378.
39. Горячев Б.И., Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Шевченко В.Г., Юрьев Б.А., Ядерная физика 1,6 (1965) 1005.
40. Ишханов Б.С., Капитонов И.М. Селиверстова Ж.М., Шевченко В.Г. Юрьев Б.А. Изв. АН СССР, сер. физич. 8 (1966) 1385.
41. Шевченко В.Г., Юрьев Б.А. *Nucl. Phys* 37 (1962) 425.
42. Шевченко В.Г., Юдин Н.П. Обзоры по атомной энергии 3,3(1965)3
43. Шевченко В.Г., Юрьев Б.А., ЖЭТФ 41 (1961) 1421.
44. Шевченко В.Г., Юрьев Б.А. Вестник МГУ сер. III 3 (1962) 90.
45. Шевченко В.Г., Юрьев Б.А., Труды Ужгородской конференции 1961
46. Ишханов Б.С., Корниченко Э.Н., Сорокин Ю.И., Шевченко В.Г., Юрьев Б.А. ЖЭТФ, 45 (1963) 38.
47. Шевченко В.Г., Юрьев Б.А., Левкин Б.П. ЖЭТФ 44 (1963ж) 180.
48. Клингер Г.К., Рябинкин В.И., Чувило И.В., Шевченко В.Г. 22(1956)1142.

49. Чувилко И.В., Шевченко В.Г., ЖЭФ 32, ІЗ35 (1957)
50. *L. Allen* *Phys. Rev.* 98, 705 (1955).
51. Шевченко В.Г., Юрьев В.А., Вестник МГУ сер. III 5 (1963) II.
52. Баламатов Н.Н., Мшханов Б.С., Шевченко В.Г., Юрьев В.А.,
Вестник МГУ сер. III 2 (1964) 85.

Подписано к печати 15/III-67г. Л-41748. Ф. 60х80/16
Физ.п.л. 1,5. Заказ 1202. Тир. 300 экз.

Отпечатано на ротационгах в тип. Изд-ва МГУ
Москва, Ленинские горы.