

РАДИАЦИОННЫЙ ЗАХВАТ π -МЕЗОНОВ И СПИН-ИЗОСПИНОВЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ АТОМНЫХ ЯДЕР

М. Гжитро

Объединенный институт ядерных исследований
и Институт ядерной физики ЧСАН, Ржеж

Х. Р. Киссенер

Центральный институт ядерных исследований, Россендорф

П. Трюоль

Физический институт Цюрихского университета

Р. А. Эрамжян

Институт ядерных исследований АН СССР, Москва

В обзоре детально проанализирован радиационный захват остановившихся π -мезонов легкими ядрами. Показано, что структура спектра возбуждения ядер $1p$ -оболочки обусловлена концентрацией сил переходов, которые в исходном ядре формируют $M1$ - и $M2$ -резонансы. Рассмотрен радиационный захват и в более тяжелых ядрах, где резонансная структура почти не проявляется. Один из разделов обзора посвящен феноменологическому подходу в описании радиационного захвата π -мезонов. В последней части кратко обсужден родственный процесс — радиационный захват π -мезонов на лету. Завершает обзор обсуждение перспектив дальнейшего развития исследований в этой области ядерной физики.

We review the successes and failures of trying to interpret recent data on the (π , γ)-reaction in light nuclei in the framework of the shell-model. The potential of radiative pion capture as a probe for nuclear spin densities is underlined, using $M2$ - and $M1$ -excitations as detailed examples.

After reporting on the few examples available in heavier than $1p$ -shell nuclei, we conclude with brief reference to in-flight capture and an outlook on future experimental possibilities.

ВВЕДЕНИЕ

В обзоре [1] по радиационному захвату π -мезонов (РЗП) атомными ядрами было рассмотрено по существу только два вопроса: РЗП малонуклонными системами и ядром ^{16}O . На примере ^{16}O были обсуждены основные механизмы радиационного захвата π -мезонов ядрами

и продемонстрированы возможности использования этой реакции в качестве нового инструмента исследования ядерной структуры. Детальный анализ отклика ядра в реакции $^{16}\text{O}(\pi, \gamma)$ позволил выявить и возможности довольно сложных теоретических моделей, предложенных для описания структуры ядерных состояний*. Выбор конкретного ядра не в последнюю очередь диктовался и тем, что для ^{16}O существует обширный набор разнообразных экспериментальных данных. Наличие такой информации позволило провести сравнение РЗП с реакциями, вызываемыми другими частицами, и выявить общие закономерности отклика ядра, не зависящие от деталей ядерной структуры. Уже обсуждение этого материала показало, что за время, прошедшее с момента появления двух обстоятельных обзоров [2, 3] по проблеме (π, γ) -реакции, достигнут значительный прогресс в рассматриваемой области физики промежуточных энергий.

Важный вывод, сделанный в [1], заключался в том, что в настоящее время достигнуто удовлетворительное описание (π, γ) -реакции в ^{16}O . Тем самым имеются хорошие предпосылки для интерпретации отклика ядра в этом процессе как в ядрах, соседних с ^{16}O , так и в достаточно удаленных от него. Правда, пока не удается провести рассмотрение на столь же полном уровне, как в ^{16}O , где было учтено множество факторов, важных для описания ядерной структуры. Поэтому в данном случае теория носит преимущественно полуквантитативный характер и нацелена в первую очередь на выявление основных закономерностей возбуждения ядер в (π, γ) -реакции.

Как уже отмечалось в обзоре [1], природа элементарного возбуждения такова, что определяющими являются спиновые возбуждения ядра. В легких ядрах это спин-монопольные (магнитные дипольные) и спин-дипольные (магнитные квадрупольные и поперечные $E1$) возбуждения. Обсуждение этого вопроса занимает центральное место в обзоре. К настоящему времени детально исследован РЗП только в ядрах $1p$ -оболочки — от лития до кислорода. Теории удается описать большую совокупность экспериментальных данных. Именно

* В обзоре [1] замечены ошибки в табл. 19. Приведем здесь эту таблицу в исправленном виде

Модель	$\Lambda_{1s}, 10^{16} \text{ c}^{-1}$	$\Lambda_{2p}, 10^{12} \text{ c}^{-1}$	$R_a, 10^{-4}$	$R_b, 10^{-4}$	Литература
TDAC	32,5	219,3	126	305	[106]
EGSA	39,0	167,9	101	244	[103]
ESMA	23,4	148,6	86	208	[103]

$$R_a = (0,3047 \cdot 10^{-16} \Lambda_{1s} + 0,5239 \cdot 10^{-12} \Lambda_{2p}) \cdot 10^{-4}$$

$$R_b = (0,7400 \cdot 10^{-16} \Lambda_{1s} + 1,2814 \cdot 10^{-12} \Lambda_{2p}) \cdot 10^{-4}$$

в этих ядрах резонансная структура спектра возбуждения проявляется наиболее отчетливо.

В данном обзоре детально проанализируем ситуацию в ядрах $1p$ -оболочки. Далее рассмотрим ряд примеров РЗП в ядрах ($2s - 1d$)-оболочки, где в самой жесткой части спектра γ -квантов также наблюдается структура. Заканчивают рассмотрение два примера РЗП тяжелыми ядрами ^{208}Pb и ^{209}Bi . Последующий раздел обзора посвящен феноменологическому подходу в описании РЗП. Рассмотрен ряд примеров парциальных переходов в РЗП, характеристики которых удастся связать с характеристиками других переходов (электромагнитных и слабых) почти без использования модельных волновых функций. В последней части обзора обсуждается радиационный захват π -мезонов на лету. Обзор завершается обсуждением перспектив дальнейшего развития исследований в этой области ядерной физики.

1. ОТКЛИК ЯДРА ПРИ РАДИАЦИОННОМ ЗАХВАТЕ π -МЕЗОНОВ ЯДРАМИ $1p$ -ОБОЛОЧКИ

Общие соображения. В обзоре [1] детально была проанализирована структура оператора перехода в радиационном захвате π -мезонов и установлено, что в легких ядрах определяющую роль играют следующие его мультипольные компоненты:

$$\hat{O}_{112} \sim [\sigma \otimes Y_1]_2; \quad (1a)$$

$$\hat{O}_{111} \sim [\sigma \otimes Y_1]_1. \quad (1б)$$

При рассеянии электронов оператор (1a) обуславливает магнитные квадрупольные возбуждения ($M2$), а оператор (1б) проявляется в поперечных электрических дипольных ($E1t$) возбуждениях. Наряду с (1a) и (1б) заметную роль в РЗП играют и спин-квадрупольные компоненты

$$\hat{O}_{12J} \sim [\sigma \otimes Y_2]_J, \quad (1в)$$

особенно, если захват идет из $2p$ -орбиты мезоатома. Эти переходы локализуются в области высоких возбуждений ядра. Помимо перечисленных должна проявляться и спин-монопольная компонента оператора (π , γ)-перехода

$$\hat{O}_{101} \sim [\sigma \otimes Y_0]_1, \quad (1г)$$

являющаяся аналогом спиновой части оператора изовекторного $M1$ -перехода при рассеянии электронов.

Для описания отклика ядра на воздействие внешнего поля широко используется модель оболочек. В [4] для ядер $1p$ -оболочки разработан многочастичный вариант такой модели, в котором при построении волновых функций учитывали все допустимые конфигурации

в полосе $0\hbar\omega$ - и $1\hbar\omega$ -возбуждения нуклонов. Это важный шаг в описании отклика ядра, так как он позволяет правильно передать энергетический разброс сил переходов. Такой подход сначала был использован для описания фотоядерного резонанса в ядрах $1p$ -оболочки [5] ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{13}\text{C}$, ${}^{14}\text{C}$, ${}^{14}\text{N}$ и ${}^{15}\text{N}$. Помимо полного были рассчитаны и парциальные спектры возбуждения ядра, когда фиксировалось состояние конечного ядра $A-1$, образующегося после вылета нуклона. Сравнение с многочисленными экспериментальными данными показало, что теория в целом правильно передает структуру полного и парциальных спектров. В то же время используемый подход все еще не позволяет количественно строго описать процессы — теория переоценивает концентрацию сил переходов в области максимума резонанса.

Волновые функции ядер $1p$ -оболочки в рамках многочастичной модели оболочек. Остановимся кратко на основных моментах построения волновых функций ядер $1p$ -оболочки в рамках модели оболочек. Будем исходить из работ [4], в которых был использован единый набор параметров для всей этой области ядер. Для ряда переходов, и особенно для ядер ${}^{10}\text{B}$ и ${}^{12}\text{C}$, будут приведены результаты, полученные другими авторами с иным набором параметром [6—8]. Дело в том, что по техническим причинам в [4] не удалось построить волновые функции последних двух ядер.

Одночастичные волновые функции обычно берутся в потенциале гармонического осциллятора. Ложные состояния, отвечающие возбуждению центра масс ядра, в [4] исключались строго. Ядерный гамильтониан включал в себя взаимодействие между нуклонами, находящимися на $1p$ -оболочке, и между нуклонами на разных оболочках, например $\langle 1p1d | V | 1p1d \rangle$, а также набор ϵ_{nlj} одночастичных энергий. Взаимодействие между нуклонами $1p$ -оболочки было описано набором матричных элементов (8-16) $2VME$, предложенным Коэном и Куратом (КК) [9]. Для описания взаимодействия нуклонов, находящихся на разных оболочках, был использован предложенный в [10] несколько модифицированный вариант потенциала Жиле [11], именуемый в дальнейшем $СОР$. Модификация состояла в том, что параметры взаимодействия, использованные в [11], были слегка подправлены так, чтобы лучше воспроизводилось положение низколежащих уровней, отвечающих $1\hbar\omega$ -возбуждениям [10]. Детальную оптимизацию набора параметров не проводили. Такой расчет претендует в первую очередь не на прецизионное количественное описание различных характеристик процессов в каждом конкретном ядре, а скорее на выявление тенденций во всей области исследуемых ядер. С полученными таким образом функциями рассчитывались скорости электромагнитных переходов, μ -захвата и радиационного захвата л-мезонов. Как показало сравнение с экспериментальными данными, уже такой подход позволил успешно отразить многие наблюдаемые закономерности. Вариант расчета, основанный на взаимодействии $КК + СОР$, в дальнейшем будем называть *стандартным*.

Для того чтобы исследовать стабильность результата относительно вариации параметров, были проведены расчеты с другим вариантом взаимодействия. Этот вариант, именуемый далее как МК, был предложен в [12] для улучшения согласия теории с экспериментом в положении уровней, отвечающих $1\hbar\omega$ -возбуждениям ядра ^{11}B . В отличие от взаимодействия СОР взаимодействие МК содержит дополнительно вклад от нецентральных сил. Матричные элементы парного взаимодействия, рассчитанные в варианте МК, оказываются близкими к матричным элементам, которые получены исходя из G -матрицы, соответствующей потенциалу Хамады — Джонсона [13]. Гамильтониан $\text{КК} + \text{МК}$ приводит к несколько лучшему согласию с экспериментом (см. [10]) положений энергий низколежащих уровней, отвечающих $1\hbar\omega$ -возбуждению, чем гамильтониан $\text{КК} + \text{СОР}$. Что же касается gross-структуры дипольного резонанса, то, за исключением ядер с $A = 7$ и 11 , заметного различия не наблюдается.

В ядрах с $A = 6$ низколежащие состояния не очень хорошо описываются волновыми функциями, полученными исходя из гамильтониана КК . Поэтому в данном случае для описания состояний, отвечающих $0\hbar\omega$ -возбуждениям, использовали волновые функции работы [14]. Волновые функции состояний, отвечающие $1\hbar\omega$ -возбуждениям, рассчитывались исходя из взаимодействия Розенфельда [15], причем положение уровней фиксировалось по пику квазиупругого выбивания $1s$ -протонов из ядра ${}^7\text{Li} - {}^7\text{Li}(p, 2p) {}^6\text{He}$.

Результат анализа различных реакций — фотоядерных, рассеяния электронов, μ -захвата, радиационного захвата π -мезонов — в рамках стандартного подхода можно сформулировать следующим образом: в тех случаях, когда наблюдается согласие между теорией и экспериментом в описании (π , γ)-реакции, такое же согласие имеется и для реакций фоторасщепления и рассеяния электронов. Положения главных максимумов воспроизводятся теорией довольно хорошо во всех реакциях, и их отклонения от экспериментальных значений не превышают $1-2$ МэВ. В ядрах ${}^7\text{Li}$ и ${}^{11}\text{B}$ как (π , γ)-реакция, так и фоторасщепление плохо описываются в рамках стандартного набора параметров. Главные пики в спектре возбуждения ядра существенно сдвинуты в область меньших энергий возбуждения. Если исходить из взаимодействия МК, то согласие теории с экспериментом заметно улучшается. Обсуждение этого вопроса продолжим ниже.

Из сказанного выше следует, что обсуждение радиационного захвата π -мезонов ядрами $1p$ -оболочки будет вестись главным образом в рамках модели оболочек, не учитывающей непосредственно состояния непрерывного спектра. Вопросы о соотношении этих двух подходов и роли непрерывного спектра [7, 16] детально были обсуждены в обзоре [1] на примере ${}^{16}\text{O}$. Здесь же приведем результаты расчета [7] с учетом непрерывного спектра для ядра ${}^{12}\text{C}$.

Для того чтобы стало возможным непосредственное сравнение с экспериментом результатов расчета в рамках модели без учета

непрерывного спектра, полагалось, что каждый резонанс имеет брейт-вигнеровскую форму. Ширина всех резонансов полагалась одной и той же. Другая возможность — использовать рассчитанные значения ширин.

Полные и парциальные скорости переходов. Используя волновые функций, о которых шла речь выше, и импульсное приближение с эффективным гамильтонианом

$$H_{эф} = \sum_{j=1}^A \exp(-ik \cdot x_j) \int d^3r \delta(\mathbf{r} - \mathbf{x}_j) H_j \Phi_{nlm}(\mathbf{r}) \bar{\tau}_j,$$

можно рассчитать скорости Λ_{nl} захвата с (nl) -орбиты мезоатома. Для того чтобы рассчитать измеряемый на эксперименте выход γ -квантов

$$R = \omega_s \Lambda_{1s} / \Gamma_{1s}^{abs} + \omega_p \Lambda_{2p} / \Gamma_{2p}^{abs} + \dots,$$

необходимо привлечь экспериментальные значения мезоатомных характеристик ω_l и Γ_{nl}^{abs} . В [1] приведены (см. табл. 6) их числовые значения, а также формулы, необходимые для расчета парциальных скоростей Λ_{nl} (см. уравнение (28) и следующие в [1]). Суммирование всех парциальных переходов дает полную скорость (π , γ)-реакции и полный выход γ -квантов. Рассчитанные и измеренные значения полных выходов γ -квантов в РЗП ядрами $1p$ -оболочки приведены в табл. 1.

Прежде чем переходить к сравнению рассчитанных и измеренных значений полных выходов, отметим общие закономерности, которые прослеживаются при переходе от легких к тяжелым ядрам. Выход γ -квантов от радиационного захвата π -мезонов не сильно меняется с ростом заряда ядра Z и тогда, как, например, в μ -захвате наблюдается резкая зависимость полной скорости захвата Λ_{μ} от числа протонов. Дело в том, что выход γ -квантов есть величина относительная; она отнесена к полной скорости поглощения π -мезонов. Такая характеристика слабо зависит от заряда ядра и числа нуклонов. Что же касается полной скорости μ -захвата, то ее рост с увеличением Z отражает факт усиления перекрывания мюонной функции с ядерной.

Помножим выход γ -квантов R на полную ширину $1s$ -уровня пионного атома, которая отражает степень перекрывания пионной функции с ядерной:

$$R \Gamma_{1s} = \omega_s(Z) \Lambda_{1s}(Z) + \omega_p(Z) \frac{\Gamma_{1s}(Z)}{\Gamma_{2p}(Z)} \Lambda_{2p}(Z). \quad (2)$$

Полученную таким образом величину (см. табл. 1) можно принять в качестве грубой оценки наблюдаемой скорости радиационного захвата. Эта характеристика ведет себя таким же образом, как и полная скорость μ -захвата. В частности, в обеих реакциях наблюдается сильный изотопический эффект в изотопах Li и несколько слабее — в изотопах B (см. табл. 1). Отсюда, в частности, следует,

Т а б л и ц а 1. Экспериментальные значения полной скорости μ^- -захвата, выхода γ -квантов в РЗП ядрами $1p$ -оболочки и теоретические значения выходов R_s , R_p и R_{1s} и N_0^B , рассчитанные по стандартной (см. текст) версии и со взаимодействием МК [8]

Ядро	J_i	$\Delta\mu, 10^4 \text{ с}^{-1}$	$R_{\gamma}^{\pi}, 10^{-3}$		$R_s, 10^{-3}$		$R_p, 10^{-3}$		N_0^B	N_1^B	$\Gamma_{1s}^{\pi}, \text{ эВ}$	$\frac{R_{\gamma}^{\pi} \Gamma_{1s}^{\pi}}{h\Delta\mu}, 10^{12}$
			эксперимент	эксперимент а	теория	0h ω	1h ω	0h ω				
${}^6\text{Li}$	1^+	$0,468 \pm 0,012$ [20]	42,2 \pm 2,5	32,4	4,3	15,2	3,0	9,9	5	47	195 ± 12	$2,67 \pm 0,24$
${}^7\text{Li}$	$3/2^-$	$0,226 \pm 0,012$ [20]	18,2 \pm 0,9	20,9	0,47	10,4	0,61	9,4	5	74	195 ± 13	$2,39 \pm 0,24$
${}^7\text{Li } b$	$3/2^-$	$1,00 \pm 0,21$	24,8 \pm 2,8	12,9	0,51	6,3	0,39	5,7	19	294	591 ± 14	$2,23 \pm 0,53$
${}^{10}\text{B}$	3^+	$2,58 \pm 0,15$	23,5 \pm 0,9								1680 ± 120	$2,33 \pm 0,23$
${}^{11}\text{B}$	$3/2^-$	$2,12 \pm 0,15$	17,7 \pm 1,0	17,2	0,49	3,2	1,1	12,4	19	455	1720 ± 150	$2,18 \pm 0,27$
${}^{11}\text{B } b$			17,1		0,49	3,2	1,1	12,3				
${}^{12}\text{C}$	0^+	$3,71 \pm 0,11$	17,7 \pm 0,6								3120 ± 210	$2,26 \pm 0,18$
${}^{13}\text{C}$	$1/2^-$	—	16,6 \pm 0,5	16,6	0,39	2,6	0,95	12,7	5	241	2590 ± 110	—
${}^{14}\text{C}$	0^+	—	6,5 \pm 1,8	15,0	—	2,0	—	13,0	—	47	—	—
${}^{14}\text{N}$	1^+	$6,44 \pm 0,35$	20,0 \pm 0,8	20,9	0,59	2,8	2,1	15,4	5	191	4480 ± 300	$2,11 \pm 0,20$
${}^{15}\text{N}$	$1/2^-$	—	—	17,7	—	2,7	—	15,0	—	36	—	—
${}^{16}\text{O}$	0^+	$97,4 \pm 3,1$	22,7 \pm 2,4	20,8	—	1,4	—	10,3	—	12	7560 ± 500	$2,67 \pm 0,32$
${}^{18}\text{O}$	0^+	—	19,6 \pm 2,2									

а Полный перечень экспериментальных результатов и ссылки (см. табл. 7 в обзоре [1]).

б В расчете использовалось взаимодействие из [12].

в N_n — число состояний конечного ядра в полосу $n\hbar\omega$.

г Среднее значение: $(2,33 \pm 0,09) 10^{12}$ ($\chi^2 = 4,9$).

д Включены ядерные возбуждения в полосу $2\hbar\omega$ -возбуждений.

Ссылки на остальные результаты измерений скорости μ^- -захвата можно найти в [3, 21].

что состояния конечного ядра, заселяемые в результате поглощения мюона связанным протоном, и радиационного захвата π -мезонов в основном одни и те же. Уменьшение скорости реакции с ростом числа нейтронов вызвано эффектом блокировки, обусловленным принципом Паули и связанным с наличием дополнительного нейтрона на оболочке.

Расчетные значения выходов γ -квантов хорошо согласуются с экспериментальными данными, за исключением выходов в ${}^6\text{Li}$ и ${}^{14}\text{C}$. Однако и для этих двух ядер теория правильно передает основную закономерность — в первом ядре выход γ -квантов максимален, а в последнем — минимален. Сильное расхождение теории с экспериментом в ${}^{14}\text{C}$ может быть связано и с использованием неверных значений мезоатомных параметров. Дело в том, что необходимые экспериментальные данные отсутствуют. Соответствующие величины брались такими же, как в ${}^{12}\text{C}$. Однако, как видно из табл. 6 обзора [1], уже между параметрами в ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{13}\text{C}$ существуют различия.

Полный выход γ -квантов, который рассчитан с волновыми функциями, полученными на основе взаимодействия $\text{KK} + \text{COP}$, практически совпадает с выходом, найденным исходя из взаимодействия $\text{KK} + \text{MK}$. Исходное основное состояние ядра всегда описывалось в рамках набора параметров KK . Таким образом, полная скорость (π , γ)-реакции практически не зависит от выбора параметров модели.

Значимость факта хорошего согласия рассчитанного и измеренного полного выхода γ -квантов не столь велика, поскольку в теории имеется ряд плохо контролируемых мест. Во-первых, имеется неоднородность в значениях мезоатомных параметров. Во-вторых, в расчетах не учитывался вклад от спин-квадрупольных переходов. В-третьих, не учитывались корреляции в основном состоянии, связанные с переходом нуклона в полосу $2\hbar\omega$ -возбуждений.

Используемый подход переоценивает, как правило, приблизительно в 1,5 раза вероятность дипольных переходов в реакции фото-расщепления и μ -захвата в ядрах $1p$ -оболочки. Такое завышение скорости должно иметь место и для (π , γ)-реакции. Что касается спин-квадрупольных переходов, то их вклад рассчитывали [17] только в ${}^{16}\text{O}$. Заметим, что эти переходы существенны при захвате π -мезона с p -орбит. С уменьшением атомного номера вклад переходов с p -орбит ослабевает. Поэтому ослабевают и спин-квадрупольные переходы.

Вклад конечных состояний с разными значениями спина J_f в выход γ -квантов при захвате π -мезона с разных мезоатомных орбит $R(J_f)$ приведен в табл. 2 для $1\hbar\omega$ -переходов в ядрах $1p$ -оболочки. Соотношения между выходами не определяются числом конечных состояний. В ядрах начала $1p$ -оболочки основной вклад в выход γ -квантов приходится на переходы с $\Delta J = 0$ и 1; вклад переходов с $\Delta J = 2$ мал. С заполнением $1p$ -оболочки увеличивается вклад переходов с $\Delta J = 2$ и ослабевает вклад переходов с $\Delta J = 0$. В ядрах конца $1p$ -оболочки переходы с $\Delta J = 2$ сравниваются по интенсивности

Таблица 2. Рассчитанные значения выходов γ -квантов в (π, γ) -реакции, связанные с $1h\omega$ -возбуждением ($T_f = T_i + 1$). Для $A = 6$ волновые функции взяты из [14], для $A = 7 \div 15$ использовали взаимодействие SOP (см. текст)

Ядро	J_i^π	J_f^π	Число состояний	$R_s \quad R_p \quad R$			Ядро	J_i^π	J_f^π	Число состояний	$R_s \quad R_p \quad R$		
				в 10^{-3}							в 10^{-3}		
${}^6\text{Li}$	1^+	0^-	7	1,4	0,4	1,8	${}^{13}\text{C}$	$1/2^-$	$1/2^+$	44	0,4	2,0	2,5
		1^-	14	5,6	3,4	9,0			$3/2^+$	67	1,3	5,3	6,6
2^-		15	6,4	3,9	10,3	$5/2^+$			64	0,8	4,8	5,7	
3^-		8	1,8	2,1	3,9	$7/2^+$			44	0,0	0,3	0,3	
4^-		3	0,0	0,1	0,2	$9/2^+$			22	0,0	0,2	0,2	
	Сумма		47	15,2	9,9	25,2		Сумма		241	2,5	12,6	15,3
${}^7\text{Li}$	$3/2^-$	$1/2^+$	17	1,9	1,4	3,3	${}^{14}\text{C}$	0^+	0^-	5	—	0,5	0,5
		$3/2^+$	24	3,3	2,8	6,1			1^-	13	0,9	4,1	5,0
$5/2^+$		20	4,6	4,3	8,9	2^-			14	1,1	7,9	9,0	
$7/2^+$		10	0,6	0,9	1,5	3^-			10	0	0,2	0,2	
$9/2^+$		3	0,1	0,5	0,6	4^-			5	0	0,3	0,3	
	Сумма		74	10,5	9,9	20,4		Сумма		47	2,0	13,0	15,0
${}^9\text{Be}$	$3/2^-$	$1/2^+$	54	1,2	1,0	2,2	${}^{14}\text{N}$	1^+	0^-	19	0,2	0,5	0,6
		$3/2^+$	82	1,5	1,4	2,8			1^-	45	0,7	3,0	3,7
$5/2^+$		77	2,6	2,1	4,7	2^-			53	1,2	5,2	6,4	
$7/2^+$		50	1,1	1,1	2,2	3^-			41	0,8	5,9	6,7	
$9/2^+$		24	0	0,1	0,1	4^-			24	0	0,5	0,5	
	Сумма		287	6,4	5,7	12,0		Сумма		182	2,9	15,1	17,9
${}^{11}\text{B}$	$3/2^-$	$1/2^+$	77	0,5	1,7	2,2	${}^{15}\text{N}$	$1/2^-$	$1/2^+$	8	0,4	1,6	2,0
		$3/2^+$	119	0,8	3,1	3,9			$3/2^+$	11	1,2	5,1	6,3
$5/2^+$		117	1,3	4,6	5,9	$5/2^+$			10	1,0	7,4	8,4	
$7/2^+$		82	0,6	2,9	3,5	$7/2^+$			5	0	0,6	0,6	
$9/2^+$		44	0	0,2	0,2	$9/2^+$			2	0	0,4	0,4	
	Сумма		439	3,2	12,5	15,7		Сумма		36	2,6	15,1	17,7

с переходами $\Delta J = 1$ и даже начинают несколько превосходить их. Причина слабости $\Delta J = 2$ переходов в ядрах начала $1p$ -оболочки будет обсуждаться несколько позднее в той части, где рассматриваются конкретные ядра. Пока же отметим, что в ядрах, спин основного состояния которых отличен от нуля, $\Delta J = 2$ переходы обусловлены действием только оператора (1а), тогда как $\Delta J = 1$ переходы обусловлены оператором как (1а), так и (1б). С этим связана большая интенсивность переходов с $\Delta J = 1$.

Скорости парциальных переходов в отличие от полной критичны к выбору ядерных волновых функций. Наибольшая чувствительность имеет место в тех случаях, когда большие компоненты ядерной волновой функции в силу правил отбора оказываются выключенными из игры. Такая ситуация, например, реализуется в изовекторных переходах магнитного дипольного типа в ряде нечетных ядер $1p$ -оболочки. Это позволяет использовать РЗП как инструмент для отбора модельных волновых функций.

В табл. 3 приведены парциальные выходы γ -квантов в результате РЗП ядрами ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{10,11}\text{B}$, ${}^{12,13}\text{C}$ и ${}^{14}\text{N}$. В таблицу включены переходы в основное и низколежащие состояния конечных ядер. Не обра-

Таблица 3. Измеренные и рассчитанные парциальные выходы γ -квантов

Ядро	J_i	J_f	E_f^* , МэВ	$R_{\text{экср}}, 10^{-4}$	$R_{\text{теор}}, 10^{-4}$
${}^7\text{Li}$	$3/2^-$	$3/2^-$	0	$1,94 \pm 0,30$ [22]	4,5 [24]
${}^9\text{Be}$	$3/2^-$	$3/2^-$	0	$2,28 \pm 0,29$ [22]	2,38 [24]
		$1/2^-$	2,69	$1,12 \pm 0,23$ [22]	0,19 [24]
			4,31	$0,19 \pm 0,45$ [22]	1,80 ($3/2^-$; 4,9 МэВ) [24]
${}^{10}\text{B}$	3^+	0^+	0	$2,02 \pm 0,17$ [22]	2,3 [24] 3,6 [6]
				$2,5 \pm 0,4$ [6]	
		2^+	3,37	$4,65 \pm 0,30$ [22]	5,7 [24] 8,5 [6]
				$4,4 \pm 0,7$ [6]	
		2^+	5,96	$7,48 \pm 0,45$ [22]	17,9 [24] 16,9 [6]
				$10,5 \pm 1,3$ [6]	
${}^{11}\text{B}$	$3/2^-$	3^-	7,37	$0,78 \pm 0,24$ [22]	0,96 [24] 6,5 [6]
		2^+	7,54	$6,5 \pm 1,0$ [6]	
		2^+	9,4	$2,17 \pm 0,40$ [22]	1,5 [24]
${}^{11}\text{B}$	$1/2^+$ $1/2^-$	0	0,32	$2,98 \pm 0,33$ [22]	0,70 [24] 0,80 [25]
					3,6 [24]
${}^{12}\text{C}$	0^+	1^+	0	$6,22 \pm 0,35$ [22]	6,8 [24] 8,4 [8]
		2^+	0,95	$1,29 \pm 0,25$ [22]	3,5 [24] 4,9 [8]
${}^{13}\text{C}$	$1/2^-$	$3/2^-$	0	$6,08 \pm 1,2$ [23]	12,9 [24]
${}^{14}\text{N}$	1^+	0^+	0	$0,25 \pm 0,11$ [22]	0,9 [24]
				$0,3 \pm 0,2$ [6]	
		2^+	7,01	$6,2 \pm 0,4$ [22]	20,6 [24] 24,4 [6]
				$7,7 \pm 0,9$ [6]	
	2^+	8,32	$3,37 \pm 0,35$ [22]		
			$4,0 \pm 0,6$ [6]		

щая пока внимания на степень количественного согласия теории с экспериментом, отметим, что оказались слабыми переходы в основные состояния дочерних ядер в случае РЗП ядрами ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{10,11}\text{B}$ и ${}^{14}\text{N}$. Наиболее сильными в ${}^6\text{Li}$, ${}^{10}\text{B}$, ${}^{12,13}\text{C}$ и ${}^{14}\text{N}$ в области малых энергий возбуждения ядра оказываются переходы, в результате которых заселяются состояния (вернее, их аналоги), формирующие магнитный дипольный резонанс в исходном ядре. Именно в этих ядрах $M1$ -резонанс при рассеянии электронов проявляется наиболее отчетливо.

Таким образом, микроскопический подход к описанию ядерной структуры позволяет описать наблюдаемую на эксперименте зависимость характера возбуждения различных низколежащих состояний ядер $1p$ -оболочки. Согласие с экспериментом можно существенно улучшить, если более тщательно провести построение волновых функций. Примеры такого построения имеются для ядер ($2s - 1d$)-оболочки [26, 27], где были получены правильные значения магнитных моментов. Для этого волновые функции строились в полном базисе в полосе $0h\omega$ -возбуждения и вводились перенормированные значения одночастичных орбитальных и спиновых моментов. Имеющиеся данные по (π, γ) -реакции в ядрах ($2s - 1d$)-оболочки также согласуются с результатами расчета на основе таких функций [28].

Магнитный дипольный $M1$ -резонанс. Рассмотренные выше примеры наиболее отчетливо свидетельствуют о возбуждении $M1$ -резонанса в легких ядрах в результате радиационного захвата π -мезонов. Конечно, эти сильные изовекторные $M1$ -резонансы наблюдались и раньше, в частности при рассеянии электронов с малой передачей импульса [29—32]. Для ядер ($2s - 1d$)-оболочки ${}^{20}\text{Ne}$, ${}^{28}\text{Si}$ и ${}^{32}\text{S}$ данные по радиационному захвату π -мезонов [23, 33] также коррелируют с данными по неупругому рассеянию электронов. В ядрах с $A > 32$ в РЗП магнитные дипольные переходы проявляются уже не столь отчетливо.

Неупругое рассеяние электронов с высоким разрешением по-прежнему остается важным источником информации об этом типе переходов. В последнее время большой объем информации [34, 35] об $M1$ -переходах получен в результате исследования зарядово-обменной (p, n)-реакции. Резонансы, возбуждаемые в этой реакции, получили название гамов-теллеровских. Наблюдение таких резонансов в магических ядрах ${}^{40,48}\text{Ca}$ и ${}^{16}\text{O}$ прямо свидетельствует о наличии в основном состоянии нуклонных корреляций [36]. Этот вопрос был детально обсужден в обзоре [1]. Сила соответствующих переходов позволяет судить об отталкивающей части эффективного спин-изоспинового нуклон-нуклонного потенциала. В теории Мигдала она определяется параметром g' . Все эти вопросы в настоящее время очень актуальны и интенсивно обсуждаются.

При обсуждении вопроса об $M1$ -переходах в ядрах $1p$ -оболочки целесообразно исходить из того факта, что в этих ядрах приближенно реализуется супермультиплетная схема уровней. Благодаря этому

удаётся выделить доминирующую компоненту в волновой функции, которая и определяет основные закономерности перехода.

В ядрах 1р-оболочки наиболее яркими являются следующие M1-переходы:

$${}^6\text{Li} : J^{\pi}T = 1+0 \rightarrow 0+1; E^* = 3,56 \text{ МэВ};$$

$${}^{10}\text{B} : J^{\pi}T = 3+0 \rightarrow 2+1; E^* = 7,48 \text{ МэВ};$$

$${}^{12}\text{C} : J^{\pi}T = 0+0 \rightarrow 1+1; E^* = 15,1 \text{ МэВ};$$

$${}^{13}\text{C} : J^{\pi}T = 1/2-1/2 \rightarrow 3/2-3/2; E^* = 15,1 \text{ МэВ};$$

$${}^{14}\text{N} : J^{\pi}T = 1+0 \rightarrow (2+1)_1; E^* = 9,17 \text{ МэВ} \text{ и } (2+1)_2; E^* = 10,43 \text{ МэВ}.$$

Они проявляются при рассеянии электронов, их аналоги — в (π, γ) -, (μ, ν) -реакциях и ряде других. Как показывает анализ этих сильных M1-переходов, они обусловлены преимущественно спин-изоспиновой компонентой электромагнитного тока $\tau\sigma$ [37]. Так, в ядре ${}^{12}\text{C}$ доля последней составляет около 95%. Разделение полного матричного элемента электромагнитного M1-перехода на спиновую и орбитальную компоненты оказывается возможным и без

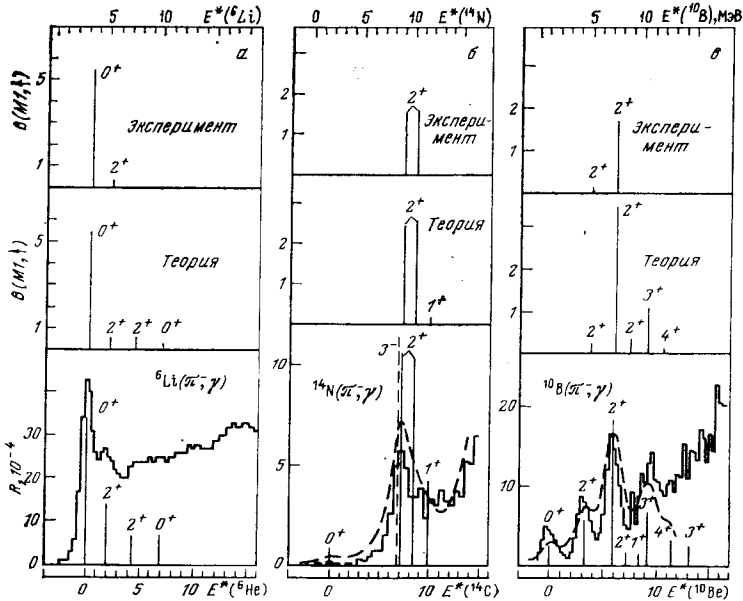
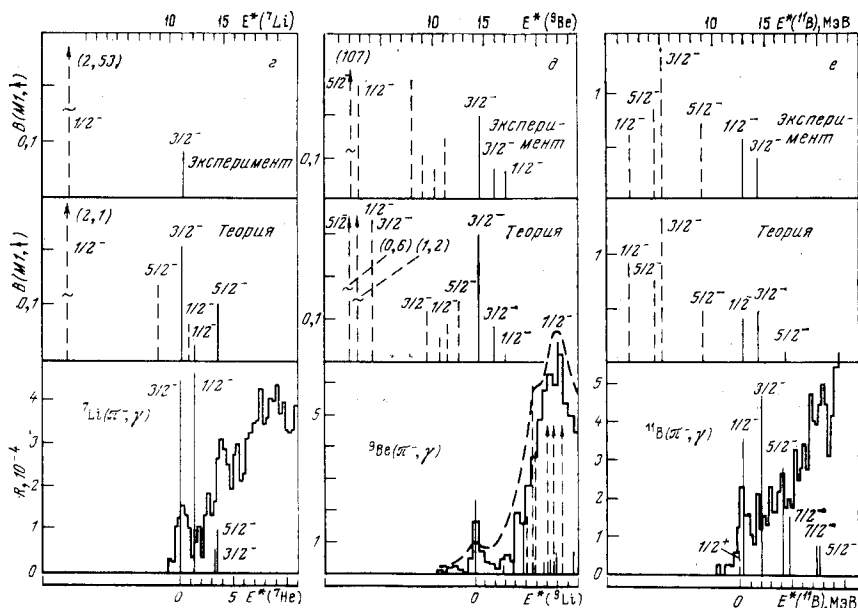


Рис. 1. Вероятности $V(M1)$ электромагнитных ($q = \omega$) и (π, γ) -переходов: пунктирная кривая — теоретический результат, полученный в предположении, что каждый $V(M1)$ взят из [39], единицы — (яд. магн.)²; гистограммы — из [40, 41]; штрихованные отвечают $1/\omega$

использования модельных волновых функций, если совместно анализировать характеристики γ -перехода, β -распада и (π, γ) -реакции. Два последних обусловлены чисто спиновыми операторами. В ядрах $(2s - 1d)$ -оболочки имеется ряд примеров, когда обе компоненты электромагнитного тока вносят сравнимый вклад в амплитуду $M1$ -перехода [27, 38]. Один из примеров связан с ядром ^{20}Ne . Его обсудим ниже в разд. 2.

Измерения сечений рассеяния электронов на большие углы ($\theta = 180^\circ$) при малых переданных импульсах позволяют получить информацию о характере распределения частиц по различным одночастичным состояниям и, в частности, по состояниям, являющимся спин-орбитальными дублетами: $j_+ = l + 1/2$ и $j_- = l - 1/2$. Под действием магнитного дипольного возмущения возникают сильные переходы между такими состояниями, особенно, если переданный импульс мал, — так называемая *фотонная точка* ($q \sim E^*$, где E^* — энергия уровня). Варьируя переданный импульс, также можно получить информацию об относительной роли спиновой и орбитальной компонент электромагнитного тока [32].

Обсуждая $M1$ -переходы, обратим основное внимание на то, как их проявление в (π, γ) -реакции связано со структурой ядерных



переходов в ядрах ^6Li (а), ^{14}N (б), ^{10}B (в), ^7Li (г), ^9Be (д) и ^{11}B (е):

резонанс имеет брейт-вигнеровскую форму и ширину 2 МэВ; экспериментальные значения линии для $V(M1)$ отвечают переходам с $\Delta T = 0$; штрихованные линии для (π, γ) -реакции-переходам

состояний и, в частности, с реализацией супермультиплетной схемы. В низкоэнергетическом пределе (фотонная точка) компонента τ_0 оператора перехода связывает начальное (основное) состояние ядра $|\lambda_0\rangle (L_0 S_0) J_0 T_0\rangle$ с такими конечными $|\lambda\rangle (LS) JT\rangle$, в которых схема Юнга $[\lambda]$, характеризующая симметрию орбитальной части функции, не изменяется, а для остальных квантовых чисел выполняются следующие правила отбора:

$$\Delta L = 0; \quad \Delta S = 1 \text{ и } 0; \quad \Delta J = 1 \text{ и } 0; \quad \Delta T = 1,$$

вытекающие из правила векторного сложения. Эти правила срабатывают так, что сильные $M1$ -переходы реализуются в нечетно-нечетных ядрах ${}^6\text{Li}$, ${}^{10}\text{B}$ и ${}^{14}\text{N}$, а слабые — нечетно-четных ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$ и ${}^{11}\text{B}$. В ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{13}\text{C}$ также наблюдается сильный $M1$ -переход, но он идет за счет отклонения от супермультиплетной схемы, которое максимально в ядрах середины $1p$ -оболочки. При изменении переданного импульса от фотонной точки до $q \sim m_\pi$ картина возбуждения $M1$ -резонанса почти не изменяется (рис. 1).

Информация об обсуждаемых гамма-теллеровских переходах содержится в сечениях (p, n) - и (n, p) -реакции перезарядки, когда налетающая частица имеет энергию от 100 до 200 МэВ, а рассеянная регистрируется под малым углом (рис. 2). Результаты таких измерений можно проанализировать детально в ядрах $1p$ -оболочки. Пользуясь результатами такого анализа, можно перейти затем к более тяжелым ядрам, где ситуация с магнитными переходами менее определена, а (e, e') -реакция оказывается не столь информативной [42, 43].

Перейдем теперь к детальному обсуждению $M1$ -переходов в ядрах $1p$ -оболочки.

Нечетно-нечетные ядра. Ядра с $A = 6$ и 14 . Орбитальный момент доминирующей компоненты волновой функции основного состояния ядра ${}^6\text{Li}$ и ${}^6\text{He}$ равен нулю ($L = 0$), а орбитальная симметрия $[\lambda] = [2]$ максимальна:

$${}^6\text{Li}: |1^+0\rangle = \alpha |1p^2 [2]^{13}S_1\rangle + \dots, \quad 0,92 \leq \alpha \leq 0,99 \quad (3)$$

$${}^6\text{He}: \{0^+1\} = \beta |1p^2 [2]^{31}S_0\rangle + \dots, \quad 0,88 \leq \beta \leq 1,00. \quad (4)$$

Для классификации волновых функций по орбитальному моменту L , спину S , изоспину T и орбитальной схеме Юнга $[\lambda]$ в (3) и далее используются стандартные обозначения $[\lambda]^{2T+1} 2S+1 L_J$. Пространственные части волновых функций (3) и (4) полностью перекрываются и сила $M1$ -перехода при малых переданных импульсах концентрируется на одном (основном) состоянии ${}^6\text{He}$.

Нижайшее состояние ${}^6\text{He}$ со спином $J^\pi = 2^+$ также описывается функцией с максимальной орбитальной симметрией. Ему соответствует энергия возбуждения $E^* ({}^6\text{He}) = 1,8$ МэВ, что соответствует $E^* ({}^6\text{Li}) = 5,37$ МэВ. Орбитальный момент при этом оказывается

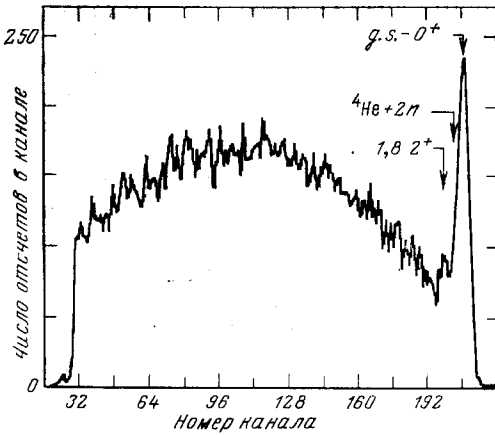
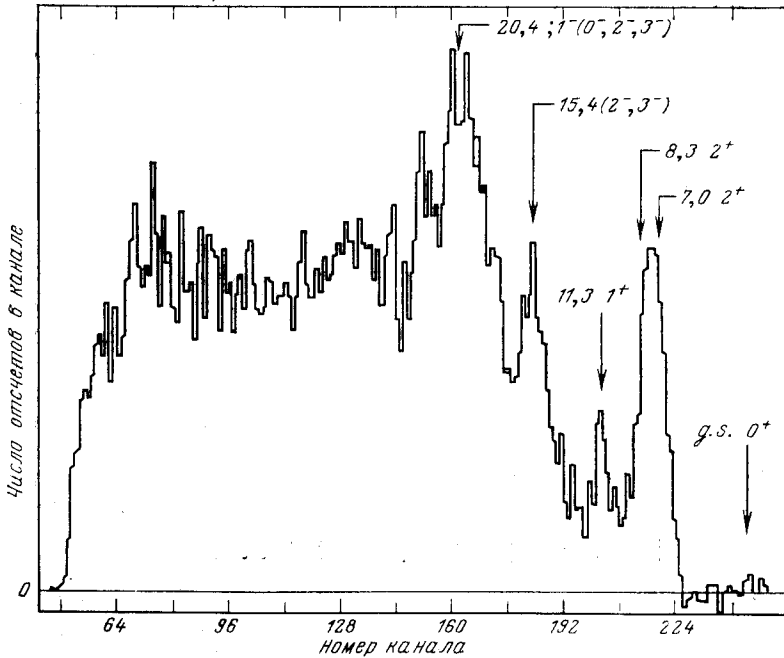


Рис. 2. Сечение реакции зарядового обмена (n, p): величина переданного импульса такая же, как и в (π, γ)-реакции. Верхняя часть рисунка — реакция ${}^4\text{He} (n, p) {}^4\text{He}$ ($E_n = 56,8$ МэВ, $\theta_{\text{лаб}} = 10^\circ$); нижняя часть — ${}^{14}\text{N} (n, p) {}^{14}\text{C}$ ($E_n = 59,1$ МэВ, $\theta_{\text{лаб}} = 18^\circ$) [42]



равным $L = 2$ (см. табл. 10 в разд. 3):

$$|2^+1\rangle = \alpha_2 | [2]^{31}D_2 \rangle + \beta_2 | [11]^{33}P_2 \rangle, \quad (5)$$

где $\alpha_2 \approx 0,97$. Поэтому в длинноволновом приближении (фотонная точка) возбуждение этого состояния в $M1$ -переходах связано только с примесями компонент как в (5), так и в (3). Когда $q \sim m_\pi$, на этот уровень приходится дополнительная сила переходов благодаря оператору $j_2(qr) [\sigma \otimes Y_2]$, а для (π, γ)-реакции — и оператору

$rg_1(qr) [\sigma \otimes Y_2]$. Количественный анализ скоростей переходов на эти два уровня проводится ниже.

Уровень $J^\pi T = 1^+ 1$ ядра ${}^6\text{He}$ также слабо возбуждается в результате $M1$ -перехода, так как его структура определяется функцией $|1p^2 [11]^{33}P_1\rangle$, у которой пространственная часть полностью антисимметрична.

В ядре ${}^{14}\text{N}$ несколько иная ситуация. В волновой функции основного состояния ${}^{14}\text{N}$ доминирует компонента с орбитальным моментом $L = 2$ (см., например, [44])

$${}^{14}\text{N} : |1^+0\rangle = 0,95 |1p^{10} [442]^{13}D_1\rangle - \\ - 0,25 | [433]^{11}P_1\rangle - 0,20 | [442]^{13}S_1\rangle. \quad (6)$$

$M1$ -переход при $q \rightarrow 0$ на основное состояние ядра ${}^{14}\text{C}$, волновая функция которого имеет вид

$${}^{14}\text{C} : |0^+1\rangle = 0,75 |1p^{10} [442]^{31}S_0\rangle + 0,66 | [433]^{33}P_0\rangle, \quad (7)$$

связан только с компонентами волновой функции ${}^{14}\text{N}$, для которых $L = 0$ и 1 . Как было подмечено давно, в этом переходе происходит взаимное погашение вклада компонент с разными значениями L . Скорость переходов как для β -распада, так и для рассеяния электронов и т. п. существенно меняется при подключении нецентральной компоненты остаточного нуклон-нуклонного взаимодействия и мезонных обменных токов [45].

В (π, γ) -реакции переход в основное состояние ${}^{14}\text{C}$ также проявляется слабо. Его скорость определяется главным образом матричными элементами операторов $j_2(qr) [\sigma \otimes Y_2]_1$ и $rg_1(qr) [\sigma \otimes Y_2]_1$, которые малы. В силу того что основной матричный элемент от оператора τ_0 подавлен, в (π, γ) -переходе появляется возможность исследовать эффекты, связанные с различными поправками к гамилтониану. Под таким углом зрения был проведен анализ реакции ${}^{14}\text{N}(\gamma, \pi) {}^{14}\text{C}$ в [46].

Сила изовекторных $M1$ -переходов в ${}^{14}\text{N}$ оказалась сконцентрированной на уровне $J^\pi T = 2^+ 1$, волновая функция которого имеет вид

$$|2^+1\rangle = \alpha |1p^{10} [442]^{31}D_2\rangle + \dots, \quad (8)$$

где $\alpha \approx 0,90$. Перекрытие орбитальной части этой функции с орбитальной частью функции основного состояния ${}^{14}\text{N}$ практически полное. Однако, как следует из экспериментальных данных по рассеянию электронов [47], сила $M1$ -переходов распределена по двум уровням со спином $J^\pi = 2^+$ — с энергией $E^x({}^{14}\text{N}) = 9,17$ МэВ и $E^x({}^{14}\text{N}) = 10,43$ МэВ. В (π, γ) -реакции эти оба уровня также возбуждаются [41, 48]. В [24] в отличие от [6] предсказывается большой вклад в выход γ -квантов в этой же энергетической области от уровня $J^\pi = 3^-$. Возбуждение этого уровня связано преимущественно с $M2$ -переходом. Имеется указание [49] на проявление уровня $J^\pi = 3^-$ в μ -захвате (см., однако, работу [50]).

При исследовании μ -захвата также зафиксировано преимущественное возбуждение $J^\pi = 2^+$ уровня в ^{14}C . Скорость перехода оказалась равной [50] $\Lambda_\mu = 4640 \pm 740 \text{ с}^{-1}$, что несколько меньше, чем ожидалось в теории [3, 51]. В (n, p) -реакции перезарядки уровень $J^\pi T = 2^+ 1_1$ также хорошо виден [42] (см. рис. 2). Что же касается уровня $J^\pi T = 1^+ 1$, то, как и в ^6Li , он будет слабо возбуждаться, так как орбитальная симметрия соответствующего состояния [433] отличается от симметрии доминирующей компоненты волновой функции основного состояния.

$A = 10$. В отличие от ^6Li и ^{14}N сила изовекторных $M1$ -переходов в ^{10}B оказывается распределенной по нескольким состояниям [41, 48]. Теория также предсказывает такой эффект [24]. Несмотря на большой статистический вес, резонансы со спинами $J = 3$ и 4 возбуждаются слабее, чем со спином $J = 2$. Такая ситуация — результат проявления супермультиплетной структуры уровней.

Волновая функция основного состояния ^{10}B представляет собой в основном суперпозицию компонент, орбитальный момент которых равен $L = 2$ [44]:

$$|3^+0\rangle = \sum \alpha_i |1p^6 [42]^{13}D_3^{(3)}\rangle + \dots \quad (9)$$

Различаются они только квантовым числом сеньорити. Уровни же со спином и четностью $J^\pi = 3^+$ и 4^+ и максимальной пространственной симметрией [42] описываются компонентами с угловым моментом, отличным от двух единиц. Состояние с $J^\pi T = 3^+ 1$ имеет доминирующую компоненту [42] $^{31}F_3$, а $J^\pi T = 4^+ 1$ — компоненту [42] $^{31}G_4$. Отсюда следует, что в результате $M1$ -перехода будут заселяться только состояния с $J^\pi T = 2^+ 1$. Таких состояний два:

$$|2^+1\rangle_1 = 0,73 | [42]^{31}D_2^{(1)}\rangle + 0,21 | [42]^{31}D_2^{(2)}\rangle + \dots; \quad (10)$$

$$|2^+1\rangle_2 = -0,23 | [42]^{31}D_2^{(1)}\rangle + 0,89 | [42]^{31}D_2^{(2)}\rangle + \dots \quad (11)$$

В первом случае имеет место деструктивная интерференция матричных элементов, а во втором — конструктивная. Данные по μ -захвату также свидетельствуют о преимущественном возбуждении состояния $J^\pi T = (2^+ 1)_2$:

$$\begin{aligned} R_\mu &= \Lambda_\mu (3^+ \rightarrow 2_1^+) / \Lambda_\mu (3^+ \rightarrow 2_2^+) = \\ &= (390 \pm 960) \text{ с}^{-1} / (4710 \pm 705) \text{ с}^{-1} = 0,08 \pm 0,20. \end{aligned} \quad (12)$$

Теория [51] предсказывает большее значение для величины R_μ :

$$R_\mu = 0,33. \quad (13)$$

И для (π, γ) -реакции теория предсказывает близкое к (13) отношение: $R(2_1^+) / R(2_2^+) = 0,32$ согласно работе [24] и $0,50$ согласно работе [6]. Эксперимент дает следующие значения: $0,62 \pm 0,04$ [22]; $0,42 \pm 0,08$ [6].

Основное состояние ^{10}Be , волновая функция которого имеет следующую структуру [44]:

$$|0^+1\rangle = 0,77 | [42]^{31}S_0\rangle - 0,48 | [411]^{33}P_0\rangle + \dots, \quad (14)$$

возбуждается за счет $M3$ -перехода. Относительное распределение интенсивностей (π , γ)-переходов в основное и низколежащие возбужденные состояния в целом воспроизводятся теорией при использовании волновых функций (вариант МК) (см. табл. 3) и в феноменологическом подходе [48, 52]. Обсуждение результатов феноменологического подхода будет проведено ниже.

Четно-четное ядро ^{12}C . Изовекторный $M1$ -переход в четно-четном самосопряженном ядре ^{12}C характеризуется относительно слабым перекрытием пространственных частей волновых функций. Главная компонента волновой функции основного состояния ^{12}C имеет максимальную пространственную симметрию [44]. Волновая функция резонансного состояния не может содержать компоненту с такой симметрией. Максимальная симметрия в последнем случае [431]. Тем не менее $M1$ -переход в ^{12}C такой же сильный, как и в нечетно-нечетных ядрах, и представляет собой классический пример концентрации силы на одном уровне. Электромагнитный $M1$ -переход в ^{12}C связан с компонентой со схемой Юнга [431] (и орбитальным моментом $L = 1$), входящей в волновую функцию основного состояния [44]

$$\begin{aligned} ^{12}\text{C} : |0^+0\rangle = & 0,85 | 1p^8 [44]^{11}S_0\rangle + \\ & + 0,50 | [431]^{13}P_0\rangle + \dots \end{aligned} \quad (15)$$

с весом 25%. Соответствующая схема Юнга в волновой функции резонанса $J^\pi T = 1^+1$ ($E^* = 15,11$ МэВ в ^{12}C)

$$\begin{aligned} |1^+1\rangle = & 0,86 | 1p^8 [431]^{33}P_1\rangle + \\ & + 0,33 | [422]^{33}S_1\rangle \end{aligned} \quad (16)$$

проявляется в первой компоненте.

В (π , γ)-реакции в переходе на соответствующее аналоговое состояние (основное состояние ^{12}B) вносит вклад и оператор $[\sigma \otimes Y_2]$.

Нечетные ядра. В ядрах с нечетным значением атомного номера A (^7Li , ^9Be и ^{11}B) $M1$ -переходы подавлены из-за слабого перекрытия пространственных частей волновых функций — главные компоненты начального и конечного состояний имеют разные схемы Юнга. В этих ядрах электромагнитные $M1$ -переходы на уровне с тем же значением изоспина, что и в основном состоянии (переход $\Delta T = 0$), оказываются даже более интенсивными, чем на уровне с $T_f = T_i + 1$ (переход $\Delta T = 1$).

В РЗП ядрами ^7Li , ^9Be и ^{11}B парциальные переходы на низколежащие состояния отрицательной четности также имеют малую интенсивность [48, 53]. Аналогичная ситуация имеет место, как следует из расчетов [3, 51, 54], и для μ -захвата.

В ядре ^{13}C уже наблюдается сильный $M1$ -переход [23, 55] на уровне с $T=3/2$ в (π , γ)-реакции и при рассеянии электронов, что хорошо согласуется с теорией. Как в ^{12}C , так и в ^{13}C имеет место заметное отклонение от супермультиплетной структуры уровней — волновая функция основного состояния содержит около 25% примеси конфигурации с менее симметричной схемой Юнга — [431] в ^{12}C и [432] в ^{13}C . Благодаря этим компонентам $M1$ -переход в изотопах углерода оказался интенсивным.

Завершая обсуждение $M1$ -переходов в электромагнитных процессах, μ -захвате и (π , γ)-реакции в ядрах $1p$ -оболочки, подчеркнем, что теория, базирующаяся на микроскопическом подходе, в целом воспроизводит имеющиеся экспериментальные данные. В первую очередь это относится к указанию тех состояний, на которых концентрируется основная часть сил $M1$ -переходов. Имеется и количественное согласие для вероятностей переходов в ^{12}C и ^{13}C . В других ядрах ^6Li , ^{10}B и ^{14}N количественное согласие теории с экспериментом существенно хуже. В чем причина, пока не ясно. Требуется детальный анализ волновых функций и характеристик переходов в этих ядрах.

Спин-дипольные возбуждения в легких ядрах. Магнитные квадрупольные ($M2$) и поперечные электрические дипольные ($E1t$)-переходы. При рассеянии электронов спин-мультипольные возбуждения ядер реализуются в первую очередь в результате магнитных переходов ($M\lambda$). Спиновая компонента содержится и в операторах электрических переходов поперечного типа. Однако если переданный импульс мал и реализуется длинноволновое приближение, то в операторе ($E\lambda t$)-перехода преобладает член, не содержащий спиновую компоненту (см. выражения (44)–(47) обзора [1]). В области переданных импульсов порядка 100 МэВ/с и выше доминирующей становится спиновая компонента оператора $E1t$.

Имеющиеся экспериментальные данные о спиновых переходах мультипольности $\lambda > 1$ довольно бедны. Заметная концентрация сил $M2$ -переходов наблюдается в реакции рассеяния электронов на большие углы всего лишь в нескольких ядрах [31, 32]. Есть указания на проявление $E1t$ -возбуждений в ^{12}C [31, 56]. В тяжелых ядрах наблюдаемая сила $M2$ -переходов оказывается существенно меньшей, чем это предсказывается теорией, т. е. происходит подавление спиновой компоненты тока [57].

Конфигурационное расщепление спин-дипольных резонансов в ядрах $1p$ -оболочки.

В разд. 6 обзора [1] и в [58, 59] было показано, что в целом сила $M2$ -переходов должна слабо концентрироваться, и указан ряд причин такого эффекта. Они связаны как со слабостью зависящего от спина остаточного нуклон-нуклонного взаимодействия в ядре, так и с большим разбросом по энергии невозмущенных конфигураций. Так, в ядрах $1p$ -оболочки невозмущенные энергии одночастичных состояний, формирующих $M2$ -резонанс, разбросаны по энергетическому

интервалу 10 МэВ (см. табл. 13 обзора [1]). Такому большому разбросу способствует спин-орбитальное взаимодействие. В легких ядрах имеется еще один источник разброса — так называемое *конфигурационное расщепление* [59]. Оно возникает, во-первых, благодаря проявлению в легких ядрах эффекта счетверения нуклонов (большая энергия нуклона в случае, если при его отрыве разрушается заполненная строка орбитальной схемы Юнга), во-вторых, благодаря тому, что энергия связи нуклона замкнутой оболочки, участвующего в дипольном переходе, довольно быстро увеличивается с ростом числа частиц во внешней незаполненной оболочке, тогда как энергия связи нуклона на поверхности Ферми, куда попадает нуклон из замкнутой оболочки, остается примерно постоянной.

Остаточное взаимодействие нуклонов в ядре не в состоянии собрать в единый пик такие столь удаленные друг от друга одночастичные возбуждения, и поэтому $M2$ -резонанс формируется из нескольких пиков [60, 61]. Что же касается $E1t$ -переходов, то они оказываются локализованными в более узком энергетическом интервале, хотя и для них имеет место конфигурационное расщепление [60, 61].

Вследствие конфигурационного расщепления в легких ядрах даже в электрических дипольных ($E1$) переходах имеются два и более максимумов в спектре фотопоглощения. Так, в ядрах $1p$ -оболочки высокоэнергетическая область резонанса связана с возбуждением нуклонов замкнутой $1s$ -оболочки, а низкоэнергетическая — с возбуждением нуклонов $1p$ -оболочки. Такое расщепление имеет место и в (π , γ)-реакции [60, 61] для переходов типов $M2$ и $E1t$. Как структура спектра γ -квантов в (π , γ)-реакции в ядрах $1p$ -оболочки, так и область локализации переходов, и средняя энергия возбуждения ядра определяются конфигурационным расщеплением. Интенсивность возбуждения той или иной энергетической области связана со степенью заполнения внешней оболочки. С конфигурационным расщеплением оказывается связанным и характер распада резонансов [59].

$M2$ -возбуждения в ядрах $1p$ -оболочки связаны с сильными одночастичными переходами: $1p_{3/2} \rightarrow 1d_{5/2}$ и $1s_{1/2} \rightarrow 1p_{3/2}$; поперечные $E1$ -возбуждения — с их спин-орбитальными партнерами: $1p \rightarrow 1d_{3/2}$ и $1s_{1/2} \rightarrow 1p_{1/2}$. Вследствие этого концентрация сил $E1t$ -переходов в ядрах $1p$ -оболочки происходит в области более высоких энергий возбуждений ядра по отношению к $M2$. Более того, и конфигурационное расщепление слабее затухает в $E1t$ -переходах с заполнением $1p$ -оболочки, поскольку $1p_{1/2}$ -подоболочка заполняется в последнюю очередь. Тем самым в области высоких возбуждений ядра, связанной с $1s \rightarrow 1p_{1/2}$ -переходом, в ядрах $1p$ -оболочки всегда имеется плечо. Положение $M2$ -резонанса с заполнением $1p$ -оболочки будет смещаться в сторону меньших энергий возбуждения ядра, а область его локализации — сужаться. Такая тенденция находит подтверждение в наблюдаемых спектрах РЗП. Отмеченные закономерности спиновых возбуждений ядер $1p$ -оболочки хорошо прослеживаются на приводимых расчетных кривых рис. 3 и 4.

Имеющиеся данные по (π, γ) -реакции довольно обстоятельны, особенно в области ядер $1p$ -оболочки. Опираясь на эти данные, можно систематизировать накопленный материал и выявить основные закономерности ядерных переходов, обусловленные $M2$ - и $E1t$ -возбуждениями. Затем можно целенаправленно провести поиски таких переходов в других реакциях. Проанализируем детально $M2$ и $E1t$ -переходы в легких ядрах в (π, γ) -реакции, используя модель оболочек.

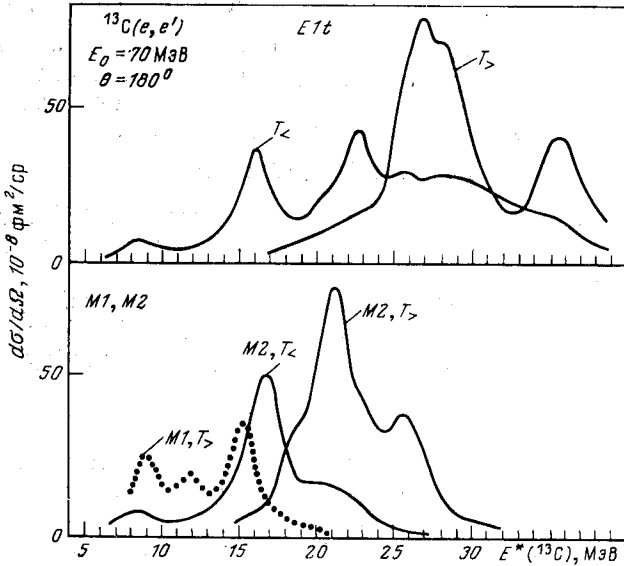


Рис. 3. Спин-монополярные и спин-дипольные переходы в ядре ^{13}C , предсказываемые теорией в рамках модели оболочек

В таком подходе, как будет показано ниже, удастся объяснить основные закономерности возбуждения ядер $1p$ -оболочки в (π, γ) -реакции. Следует подчеркнуть, что в ряде случаев, как, например, в ^{13}C и ^{14}C , теоретические результаты предшествовали экспериментальным.

Конкретные ядра. Ядро ^6Li . В спектре γ -квантов от РЗП ядра ^6Li наблюдается два широких максимума. Центр тяжести одного приходится на энергию возбуждения $E^* = 15$ МэВ в промежуточном ядре ^6He , а другого — на энергию $E^* = 25$ МэВ (рис. 5). Такая структура спектра прослеживается для захвата как π -мезонов из $1s$ -орбиты пионного атома, так и из суперпозиции состояний. Помимо двух широких пиков прослеживается еще один узкий, который отвечает концентрации сил $M1$ -переходов.

Анализ характера возбуждения ядра ^6Li в (π, γ) -реакции, проведенный в рамках модели оболочек [18, 63], показал, что максимум в области возбуждения $E^* = 15$ МэВ ядра ^6He связан с переходом

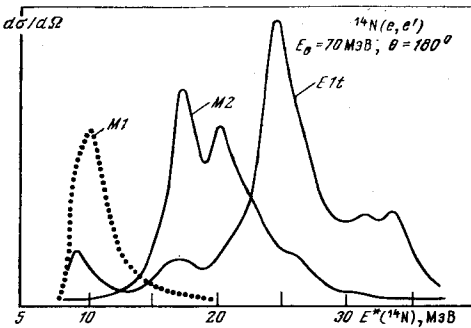


Рис. 4. Спин-монополярные и спин-дипольные переходы в ядре ^{14}N , предсказываемые теорией в рамках модели оболочек

нуклона валентной оболочки с образованием состояний, описываемых конфигурацией $\frac{1}{2}[1p^1, (2s \text{ или } 1d)^1 : {}^{33}L_J]$. (17)

В этой же энергетической области локализуются переходы нуклона из $1s$ -оболочки,

приводящие к формированию состояний со схемой Юнга [33] $|1s^{-1}, 1p^3 [3]{}^{22}P : {}^{33}P_J\rangle$. (18)

Именно эти состояния распадаются по каналу ${}^3\text{He} + {}^3\text{H}$. Этот канал уже выделен в реакции μ -захвата, а его аналог — в реакции фоторасщепления (см. [59]).

Резонансы, расположенные выше по энергии возбуждения ядра, формируются в результате перехода нуклона из $1s$ -оболочки, но симметрия волновых функций соответствующих состояний уже не такая высокая:

$$|1s^{-1}, 1p^3 [21]\rangle. \quad (19)$$

Эта группа состояний будет испытывать многочастичный развал — ${}^3\text{H} + d + n$ или ${}^3\text{H} + 2n + p$ — в полной аналогии с реакциями μ -захвата и фоторасщепления.

Из расчетов следует, что в низкоэнергетической части спектра возбуждения промежуточного ядра интенсивности переходов в (π, γ) -реакции и в реакции фотопоглощения оказываются слишком малыми. Эксперимент показывает, что это не так. Противоречие теории с экспериментом частично можно связать с завышением положений ряда рассчитанных уровней и частично с тем, что ширина низколежащих резонансов гораздо больше, чем использованная в расчете $\Gamma = 2$ МэВ. Оценки по R -матричной теории дают для ширины $\Gamma = 5 \div 8$ МэВ.

В обоих изотопах Li в силу супермультиплетного характера структуры их уровней возникают дополнительные правила отбора, которые приводят к подавлению $\Delta J = 2$ переходов. Действительно, основное состояние ${}^6\text{Li}$ описывается главным образом компонентой (3). Спин-дипольный оператор $\tau [\sigma \otimes Y_1]$ связывает ее только с компонентами

$$\frac{1}{2} |1p^1 (2s \text{ или } 1d)^1 : {}^{33}P_J\rangle, \quad (20a)$$

$$|1p^1 (2s \text{ или } 1d)^1 : {}^{31}P_1\rangle, \quad (20b)$$

в которых орбитальный момент принимает единственное значение $L = 1$. Полный момент системы при таком условии не может пре-

высить значение $J_f = 2$. Если же переход связан с возбуждением глубокого $1s$ -нуклона, то для реализации в конечном состоянии высокой симметрии

$$[1s^{-1}, 1p^3 [3]^{22}P : 3^3P) \quad (21)$$

орбитальный момент снова может принимать только одно значение $L = 1$ и полный момент не может превышать значения $J_f = 2$. Для

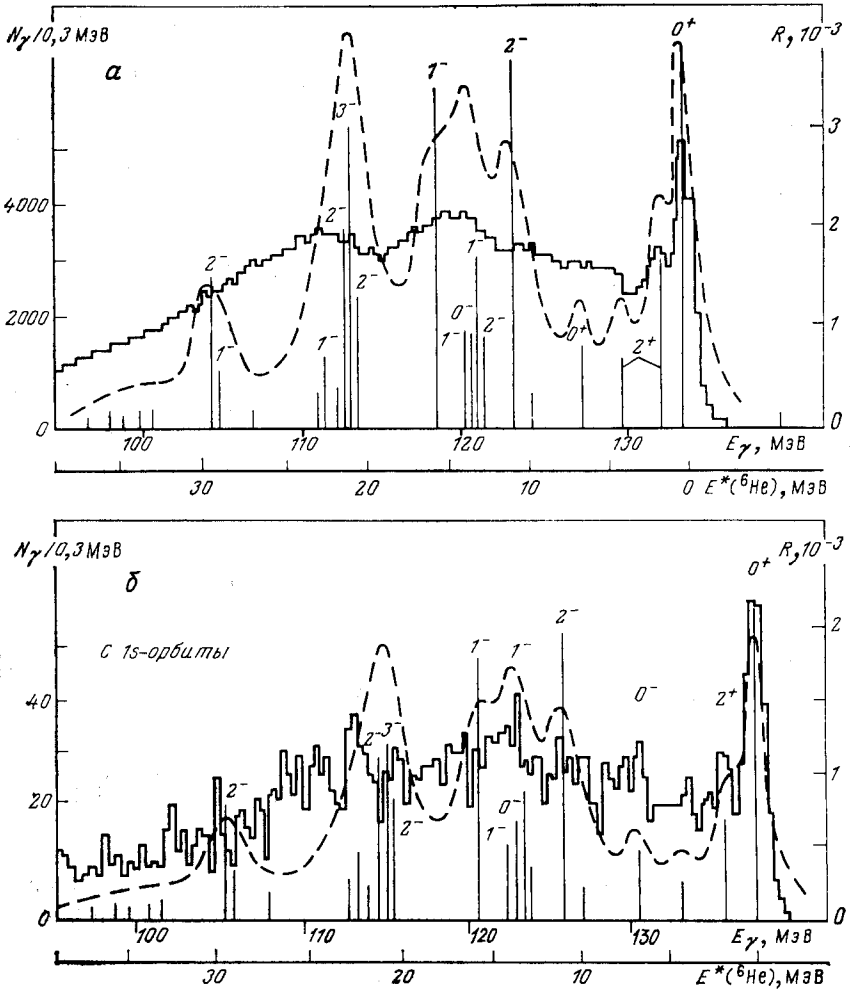


Рис. 5. Спектры γ -квантов [62] из реакции ${}^6\text{Li}(\pi, \gamma)$:

гистограмма — результат измерения. Штрихованная кривая (произвольные единицы) получена из рассчитанных выходов [18, 63] (вертикальные линии, правая шкала) в предположении, что каждый резонанс имеет брейт-вигнеровскую форму; а — полный выход $R = R_n + R_p$; б — выход, соответствующий захвату с $1s$ -орбиты

состояний с менее симметричными конфигурациями

$$| 1s^{-1}, 1p^3 [21] {}^{22}P : {}^{33}P_J \rangle; \quad (22a)$$

$$| 1s^{-1}, 1p^3 [21] {}^{22}P : {}^{31}P_1 \rangle \quad (22b)$$

полный момент ядра также не превышает двух единиц. И лишь одна конфигурация

$$| 1s^{-1}, 1p^3 [21] {}^{24}P : {}^{35}P_J \rangle \quad (23)$$

связана с возбуждением конечного состояния с полным моментом $J_f = 3$. Таким образом, в спектре γ -квантов ${}^6\text{Li}(\pi, \gamma)$ -реакции должны проявляться преимущественно переходы на уровни $J^\pi = 2^-$ и 1^- .

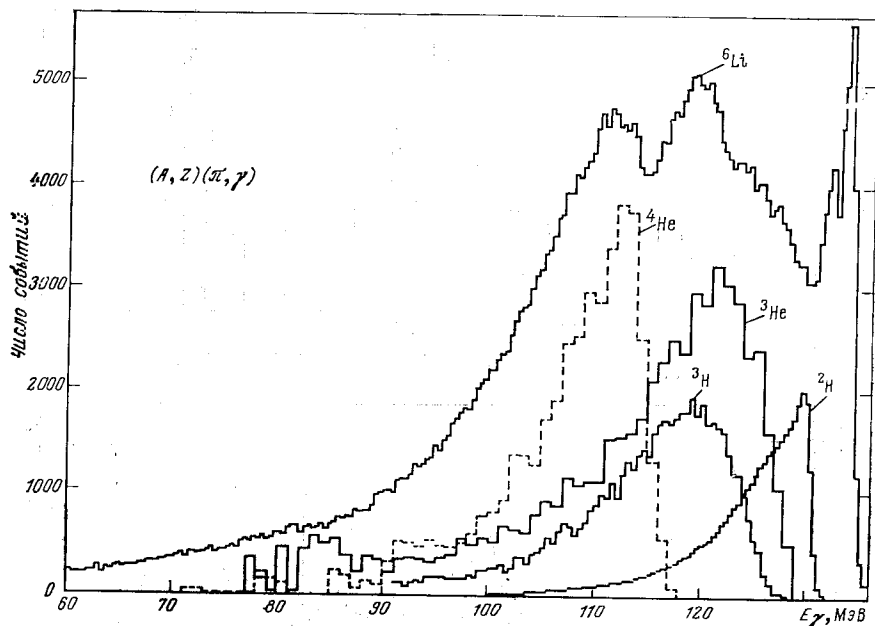


Рис. 6. Спектр γ -квантов [62] из реакции ${}^6\text{Li}(\pi, \gamma)$ в сравнении с γ -спектрами от захвата π -мезонов ядрами ${}^4\text{He}$ [64], ${}^3\text{He}$ [65], ${}^3\text{H}$ [66] и ${}^2\text{H}$ [67]

Аналоги этих состояний в ${}^6\text{Li}$ формируют фотоядерный резонанс. Проведенный последовательный расчет [63] полностью подтвердил выводы, основанные на качественных соображениях: спектр возбуждения в ${}^6\text{Li}(\pi, \gamma)$ -реакции формируется из ряда переходов на уровни $J_f^\pi = 2^-$ ($\Delta J = 1$) и всего лишь одного перехода на уровень $J_f^\pi = 3^-$. Расчеты дипольного резонанса в ${}^6\text{Li}$ на основе кластерной модели приводят к аналогичной структуре спектра возбуждения (см. [59]).

Сравним теперь спектр γ -квантов от РЗП ядром ${}^6\text{Li}$ и ядром ${}^4\text{He}$. Начиная с энергии $E_\gamma \approx 115$ МэВ спектры как бы повторяют друг друга (рис. 6). Такой же эффект имеет место в фотоядерных реакциях;

начиная с $E_\gamma \approx 30$ МэВ полные сечения фотопоглощения повторяют друг друга [59, 68]. Совпадение спектров по форме и по интенсивности связано с тем, что в этой области возбуждения ядра ${}^6\text{Li}$ основной вклад в процесс приходится на $1s$ -нуклон, т. е. идет разрушение четверки нуклонов [см. (22)]. Иными словами, процесс в этом случае связан с квазиальфачастичным поглощением [40, 62]. При сопоставлении спектров γ -квантов от РЗП ядром ${}^7\text{Li}$ и ${}^4\text{He}$ также наблюдается их совпадение в области высоких энергий возбуждения ядерной системы. И снова это связано с тем, что в силу вступает четверка сильно связанных нуклонов на $1s$ -оболочке (рис. 7).

Наиболее жесткая часть γ -спектра в ${}^6\text{Li}$ (π , γ)-реакции отвечает поглощению π -мезонов внешними нуклонами с образованием состояний, описываемых конфигурацией s^4p^2 . Тем самым напрашивается аналогия с (π , γ)-реакцией на дейтоне. Но если в реакции на дейтоне ядерная система в конечном состоянии находится в непрерывном спектре, то для ${}^6\text{Li}$ соответствующий переход приводит к формированию связанного состояния. Отсюда и различие в форме γ -спектров в РЗП на ${}^6\text{Li}$, соответствующий максимум резкий и узкий.

Максимум в средней области спектра при РЗП ядром ${}^6\text{Li}$ сформирован переходами в состояния, описываемые конфигурациями (21). Эти состояния затем распадаются по каналу ${}^3\text{H} + {}^3\text{H}$. Тем самым процесс идет как бы на трехчастичной подсистеме ${}^3\text{He}$. Трехнуклонная система может образовываться не только в связанном состоянии, но и расщепляться на $d + n$ и $2n + p$.

Реакция ${}^6\text{Li}$ (π , γ) изучалась также и в совпадении с мезорентгеновским излучением, отвечающим ($2p \rightarrow 1s$)-переходу — ΔE ($2p - 1s$) = 25 кэВ. В результате использования методики совпадений выделена ветвь РЗП, которая связана только с поглощением π -мезона с $1s$ -орбиты. Грасс-структура спектра возбуждения ядра для захвата только с $1s$ -орбиты и с разных орбит, практически одинакова. Теория также предсказывала такое совпадение. Различие между захватом с s - и p -орбит связано в основном с различием в возбуждении состояний с $J^\pi = 3^-$, а их роль в РЗП ядром ${}^6\text{Li}$, как мы уже видели, невелика.

Завершая обсуждение характера отклика ядра ${}^6\text{Li}$ в (π , γ)-реакции, отметим, что последовательное рассмотрение расщепления этого ядра осложнено наличием многочастичных каналов. Проведенный теоретический анализ следует рассматривать как качественный и предварительный, цель которого заключалась в выявлении основных закономерностей процесса.

Рассчитанный спектр γ -квантов довольно критичен в своей высокоэнергетической части к деталям ядерной структуры. Следовательно, требуется последовательное исследование в этой части спектра. Более глубокому пониманию роли ядерной структуры могли бы способствовать исследования рассеяния электронов с высоким разрешением, основных каналов фоторасщепления с фиксированием на совпадение разлетающихся частиц и т. п. (см. обзор [59]).

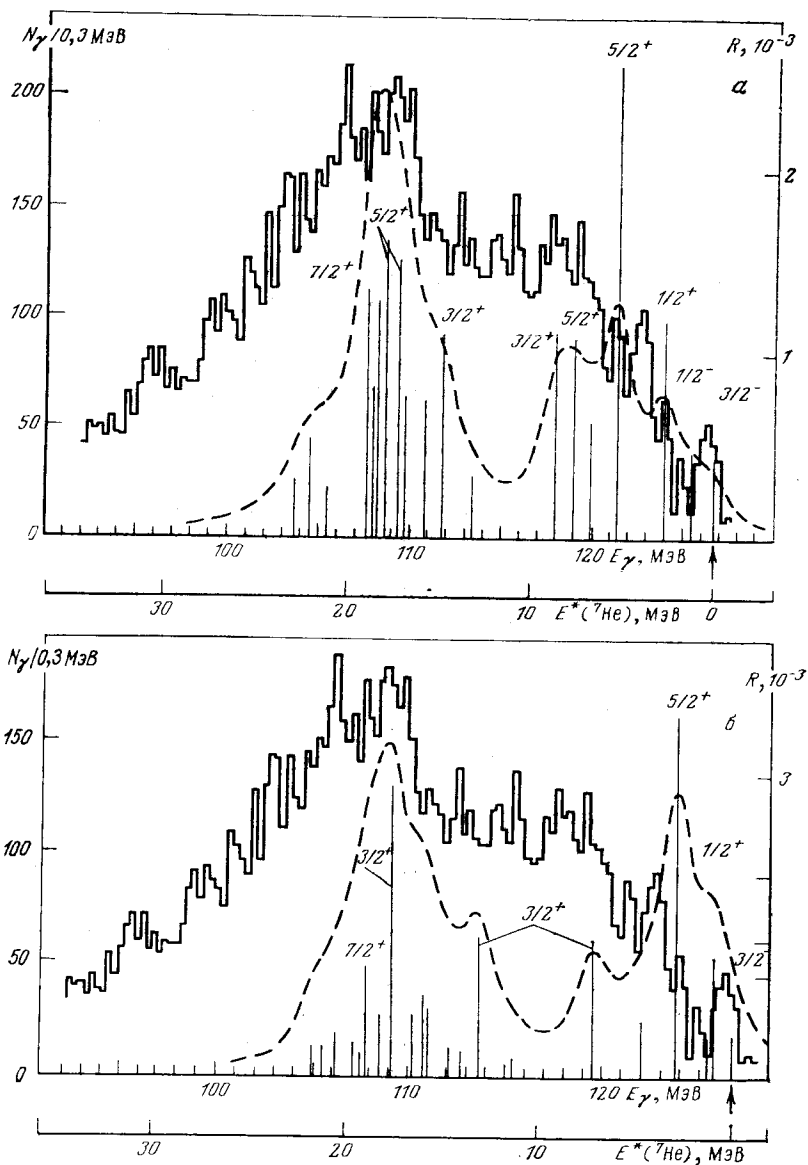


Рис. 7. Спектр [24] γ -квантов из ^{24}Li (π^- , γ)-реакции: расчет выполнен с стандартным набором параметров (б) и с набором МК (а) [11]

Остановимся еще на одной теоретической работе, интерпретирующей отклик ядра ${}^6\text{Li}$ в (π, γ) -реакции и рассеянии электронов. Она основана на одночастичных представлениях о характере процесса. Анализ ${}^6\text{Li}(\pi, \gamma)$ -реакции показал, что одночастичная модель не отражает наблюдаемой картины, за исключением области высоких возбуждений ядра ($E^* \geq 30$ МэВ) [69], где резонансные эффекты несущественны. В одночастичном подходе переходы $1s \rightarrow 1p$ сконцентрировались в низкоэнергетической области ${}^6\text{He}$. Это типичный для такой модели результат. Включение остаточного взаимодействия между нуклонами приводит к выталкиванию состояний в область больших энергий возбуждения. После подключения взаимодействия, как мы уже видели, оказывается, что именно благодаря переходу $1s \rightarrow 1p$ формируются максимумы в спектре возбуждения.

Ядро ${}^7\text{Li}$. Как при фотопоглощении, так и в РЗП ядром ${}^7\text{Li}$ область локализации переходов оказывается очень широкой [53, 70]. Это связано с конфигурационным расщеплением резонанса [18, 59]. При обсуждении отклика ${}^7\text{Li}$ в результате РЗП снова будем исходить из того, что в этой системе приближенно реализуется супермультиплетная схема уровней. Широкий максимум с центром тяжести, приходящим на энергию возбуждения $E^* ({}^7\text{He}) = 15$ МэВ, отвечает переходам $1s$ -нуклона с формированием состояний, симметрия которых определяется схемой Юнга [31]:

$$1s^{-1} 1p^4 [31] {}^{33}L : {}^{42}L; \quad (24a)$$

$$1s^{-1} 1p^4 [31] {}^{33}L : {}^{44}L; \quad (24б)$$

$$1s^{-1} 1p^4 [31] {}^{31}L : {}^{42}L. \quad (24в)$$

Симметрия [4] в системе четырех нуклонов связана только с изоспином $T = 0$. Поэтому конфигурации $1s^{-1}1p^4$ [4] реализуются в системе с изоспином $T = 1/2$ и не могут проявляться в (π, γ) -реакции.

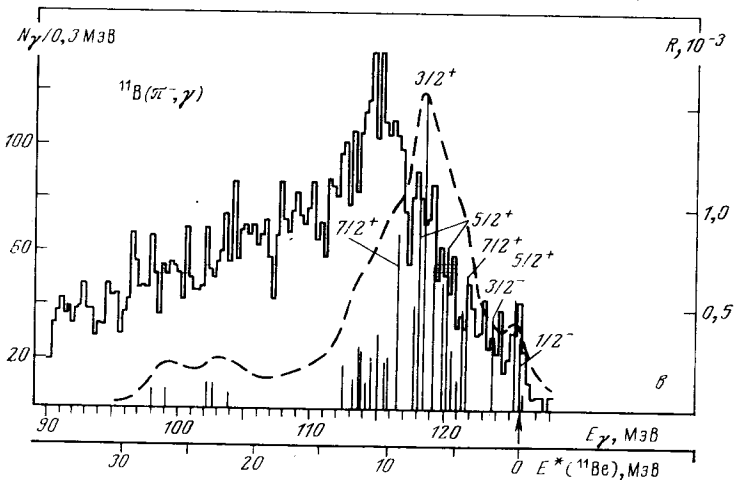
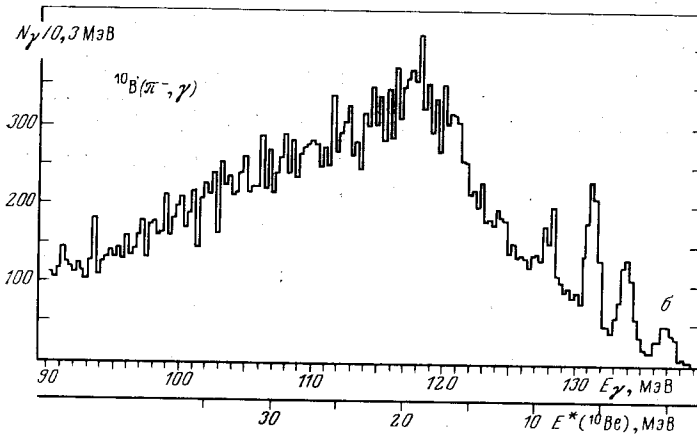
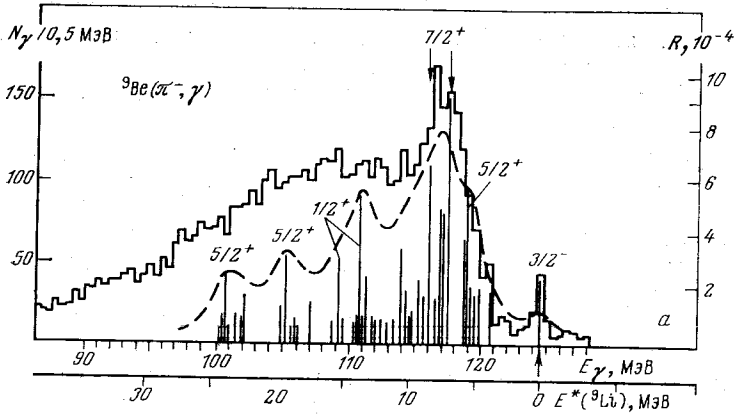
В системе четырех p -нуклонов со схемой Юнга [31] могут реализовываться орбитальные моменты $L = 1, 2$ и 3 . Спин-дипольные переходы связаны только с первыми двумя моментами в силу того, что орбитальный момент ${}^7\text{Li}$ в основном состоянии равен $L = 1$: $|1s^4 1p^3 [3] {}^{22}P\rangle$, а оператор $[\sigma \otimes Y_1]$ не может связать орбитальные моменты, различающиеся более чем на одну единицу. Конфигурациям (24а) и (24в) отвечают состояния, полный момент которых не превышает $J_f = 5/2$. Только в конфигурации (24б) реализуется полный момент $J_f = J_i + 2 = 7/2$:

$$|1s^{-1}, 1p^4 [31] {}^{33}D : {}^{44}D_{7/2}\rangle. \quad (25)$$

Максимум в области энергий γ -квантов $E_\gamma = 120$ МэВ отвечает возбуждению валентных нуклонов с преимущественным образованием конфигураций

$$|1p^2 [2] {}^{31}S, 1d : {}^{42}D_f \rangle; \quad (26a)$$

$$|1p^2 [2] {}^{31}D, 1d : {}^{42}L_f \rangle, \quad (26б)$$



где $L = 0, 1$ и 2 . И снова в таких конфигурациях не реализуется полный момент $J_f = J_i + 2 = 7/2$.

Расчет ${}^7\text{Li}$ (π, γ)-реакции в рамках стандартного набора параметров приводит к появлению интенсивного пика при малых энергиях возбуждения ${}^7\text{He}$. Этому пику, как следует из расчета, отвечает резонанс с $J_f^\pi = 5/2^+$, возникающий вследствие перехода $1p_{3/2} \rightarrow 1d_{5/2}$. Положение максимума, полученное в теории, сдвинуто в сторону меньших энергий на 4 МэВ по сравнению с наблюдаемым. Расчет с параметрами КК + МК (см. рис. 7, б) приводит к нужному сдвигу кривой в область больших значений энергий, оставляя практически без изменения структуру и квантовые числа резонанса. Аналогичный эффект проявился и при расчете кривой фотопоглощения [5].

В результате рассеяния электронов на ${}^7\text{Li}$ возбуждаются состояния с изоспином $T_f = T_i$ и на единицу больше $T_f = T_i + 1$. Как следует из расчетов, интенсивности обеих ветвей почти одинаковы. Поэтому результирующий спектр возбуждения ${}^7\text{Li}$ в (e, e')-реакции оказывается сложным. (π, γ)-Реакция позволяет отсечь ветвь $T_f = T_i$ и тем самым упростить кривую возбуждения.

Ядро ${}^9\text{Be}$. Рассчитанный спектр возбуждения ядра ${}^9\text{Be}$ в реакции (π, γ) (рис. 8, а), (e, e')-и реакций фоторасщепления довольно гладкий. Поскольку в этом ядре не возникают такие сильные запреты на конфигурации, какие имели место в ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$, то $\Delta J = 2$ переходы довольно интенсивны. В результате $M2$ -резонанс (см. рис. 7 из работы [61]) проявляется гораздо четче, чем в двух предшествующих

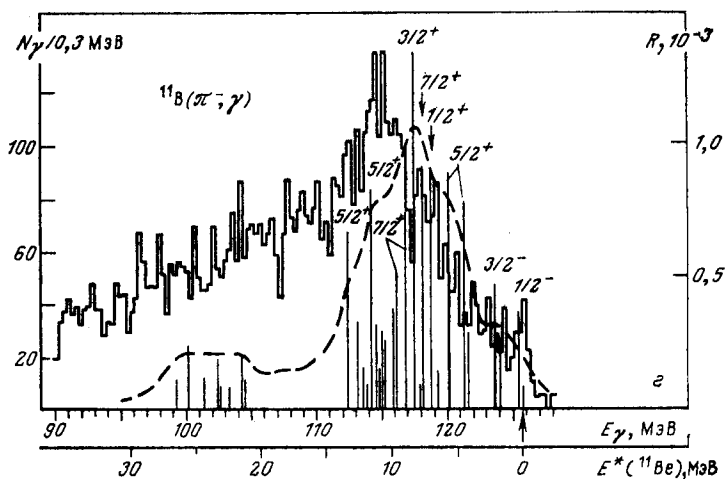


Рис. 8. Спектры γ -квантов РЗП:

а — ядро ${}^9\text{Be}$ [53], расчет в стандартном варианте; б — ядро ${}^{10}\text{B}$ [41]; в — ядро ${}^{11}\text{B}$ [53], расчет в стандартном варианте; г — то же ядро, но рассчитанное в варианте МК

ядрах. На нуклоны валентной $1p$ -оболочки в ${}^9\text{Be}$ приходится основная сила переходов в (π, γ) и фотоядерной реакциях и для электромагнитных $M2$ -переходов. На переходах $1s \rightarrow 1p$ в перечисленных процессах уже сказывается эффект блокировки, и они не столь интенсивны. Нуклоны $1s$ -оболочки заметно проявляют себя только в $E1$ -возбуждениях поперечного типа. С чем это связано, мы выяснили ранее.

Поскольку $1s$ -нуклоны в (π, γ) -реакции в ${}^9\text{Be}$ играют не столь заметную роль, вся кривая возбуждения ядра оказывается сдвинутой в сторону меньших энергий (см. рис. 8) в отличие от кривых на изотопах Li . Можно считать, что в целом согласие теории с экспериментом как для ${}^9\text{Be}$ (π, γ) -реакции, так и для фотопоглощения довольно хорошее.

Ядро ${}^{10}\text{B}$. В спектре γ -квантов РЗП ядром ${}^{10}\text{B}$ видны максимумы только в самой жесткой части (см. рис. 8, б). Это $M1$ - и $M3$ -переходы. В энергетической области, где должны быть локализованы $M2$ -переходы, и выше структуры в спектре практически нет. Отсутствие структуры скорее всего связано с тем, что число возможных переходов велико и их наложение приводит к сглаживанию результирующего спектра. Большое число состояний возникает потому, что спин основного состояния ядра ${}^{10}\text{B}$ велик: $J_i = 3$. Поэтому отклик ядра связан с возбуждением состояний, спин которых может достигать пяти единиц. К сожалению, детальный теоретический анализ возбуждения этого ядра пока не проведен.

Ядро ${}^{11}\text{B}$. В ${}^{11}\text{B}$ (π, γ) -реакции проявился по существу только один максимум (см. рис. 8, в), причем ширина его заметно меньше, чем в предшествующих ядрах ($A = 6 \div 10$). Переход в основное состояние ${}^{11}\text{Be}$ ($1/2^+$) маловероятен. Расчет со стандартным набором параметров ядерной модели (КК + СОР) приводит к сильной концентрации $1p_{3/2} \rightarrow 1d_{5/2}$ и $1p_{3/2} \rightarrow 1d_{3/2}$ переходов. Причем пик оказывается на 5 МэВ ниже экспериментального. Аналогичная ситуация имела место и в ${}^7\text{Li}$. Заметим, что схемы Юнга у волновых функций основного состояния ${}^7\text{Li}$ [3] и ${}^{11}\text{B}$ [43] практически идентичны. Фотоядерные спектры также не воспроизводятся теорией в таком варианте. Замена набора параметров КК + СОР на КК + МК приводит к сдвигу в нужную сторону положения максимумов (см. рис. 8, г) как в (π, γ) -, так и в фотоядерной реакции, хотя согласие с экспериментом все же не достигается.

В обоих вариантах расчета главный максимум в (π, γ) -реакции оказался связанным с резонансом, спин которого равен $J_f = J_i = 3/2$. Это единственный случай в ядрах $1p$ -оболочки, когда теория связывает главный максимум в (π, γ) -реакции с переходом $\Delta J = 0$. В фотоядерных реакциях имеет место обычная ситуация, т. е. спин главного максимума $J_f = J_i + 1 = 5/2$. Из сказанного следует, что ядро ${}^{11}\text{B}$ оказывается для теории наиболее сложным случаем. В этой связи представляется важным более детальное его исследование. В частности, подключение распадных характеристик, которые обсу-

Рис. 9. Рассчитанные спектры γ -квантов от РЗП изотопами углерода:

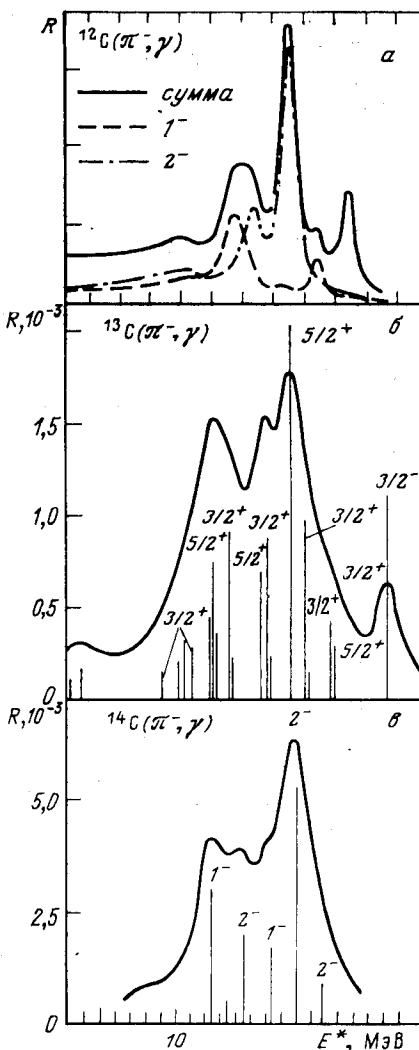
a — ядро ^{12}C , расчет по единой теории ядерных реакций [7] с учетом непрерывного спектра; *б* — ядро ^{13}C , расчет в стандартном варианте [18, 72]; *в* — ядро ^{14}C , расчет в стандартном варианте [19]

дались в [73], позволило бы расчленил резонанс на составные части. Наличие такой экспериментальной информации может существенно продвинуть в понимании структуры резонансных состояний этого ядра.

Изотопы углерода (^{12}C , ^{13}C и ^{14}C). Для ядер конца $1p$ -оболочки ($A = 12 \div 16$) имеются довольно многочисленные данные по неупругому рассеянию электронов, фоторасщеплению, μ -захвату и т. п. Все они довольно хорошо описываются в рамках модели оболочек. Такое же согласие наблюдается и для РЗП. Результаты исследования рассеяния электронов в РЗП в ^{12}C позволили с определенностью утверждать, что в этом ядре происходит концентрация сил $M2$ -переходов.

Как в спектре γ -квантов РЗП ядром ^{12}C , так и в сечении неупругого рассеяния электронов удается разделить резонансы со спинами $J^\pi = 1^+$, 1^- и 2^- (рис. 9 и 10). Наибольшая интенсивность $M2$ -переходов приходится на резонанс, энергия возбуждения которого $E^* (^{12}\text{C}) = 19,6$ МэВ, что соответствует $E^* (^{12}\text{B}) = 4,37$ МэВ [41]. Резонанс с квантовыми числами $J^\pi = 1^-$, проявляющийся в (π, γ) -реакции, интерпретируется как аналог фотоядерного резонанса $E^* = 22$ МэВ.

Выше $J^\pi = 1^-$, $E^* = 22$ МэВ резонанса расположена область возбуждения ^{12}C , связанная с переходами, в которых происходит переворачивание спина ($1p_{3/2} \rightarrow 1d_{3/2}$). В ядре ^{16}O теория предсказывала сильную концентрацию сил таких переходов в (e, e') - и (π, γ) -реакциях на уровне $J^\pi = 1^-$, $E^* = 25$ МэВ. Однако в ^{12}C ни в изме-



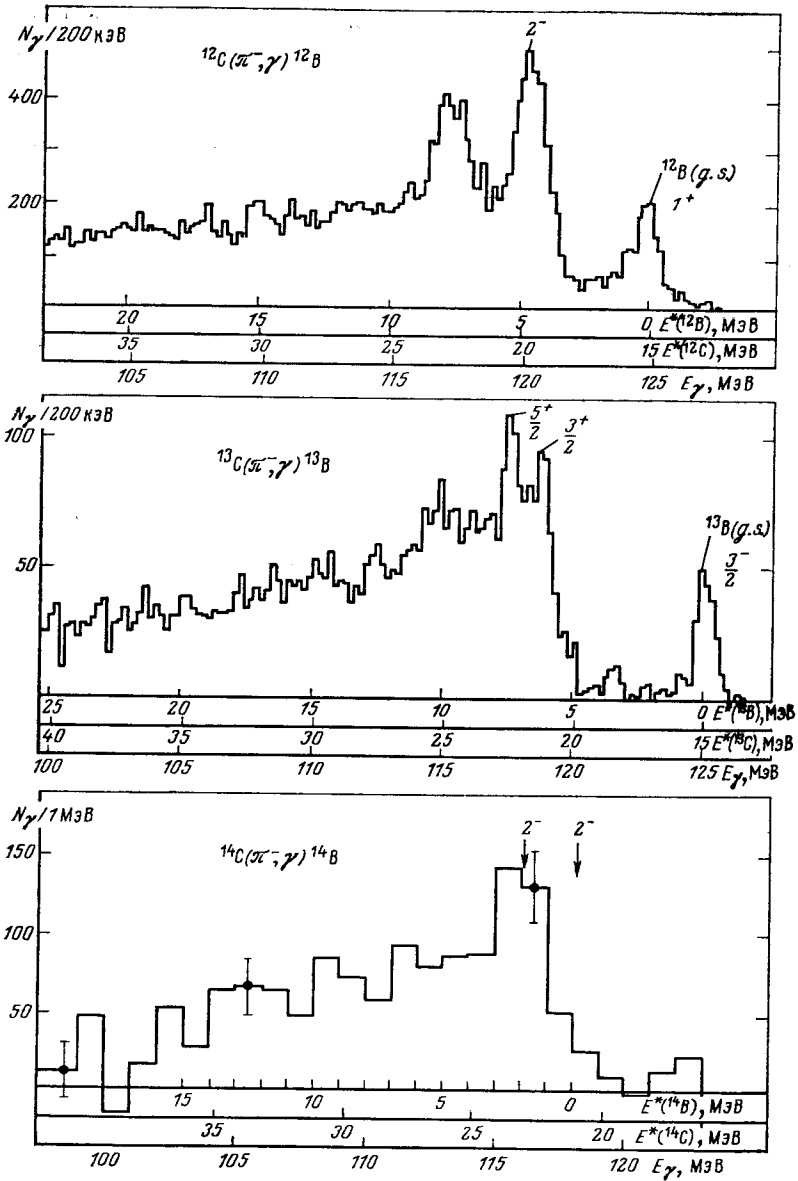


Рис. 10. Измеренные спектры γ -квантов для РЗП в изотопах углерода: ^{12}C [22], ^{13}C [23] и ^{14}C [71]: шкалы энергий сдвинуты так, чтобы совместить положение главного максимума во всех ядрах

ренном, ни в рассчитанном спектре в этой области энергий возбуждения заметного максимума не наблюдается, хотя и прослеживается определенная концентрация сил переходов. Такой эффект обусловлен тем, что переходы с переворачиванием спина в ^{12}C заметно фрагментированы. Этот результат получается в теории, которая отказывается от предположения о замкнутости в ^{12}C $1p_{3/2}$ -подоболочки.

В целом структура спектра возбуждения ядра ^{12}C в (π, γ) -реакции хорошо воспроизводится в модели оболочек (см. рис. 9 и 10) с учетом непрерывного спектра [7] и без его учета [8].

Ядро ^{13}C также довольно хорошо изучено. Имеются детальные расчеты полных и парциальных фотонуклонных спектров [5]. Они согласуются с наблюдаемыми спектрами [74]. Имеются [55] экспериментальные данные по рассеянию электронов на большие углы ($145,7^\circ$). Теория воспроизводит структуру спектра возбуждения ядра [72]. Поскольку теория в целом объясняет большую совокупность экспериментальных данных, то и (π, γ) -реакция не должна быть исключением. Действительно, выполненные впоследствии измерения спектра γ -квантов в (π, γ) -реакции на ^{13}C подтвердили предсказания теории.

Как следует из расчетов [60, 61], переходы в реакции $^{13}\text{C}(\pi, \gamma)$ концентрируются в довольно узкой энергетической области. Спин основного состояния ядра ^{13}C равен $1/2^-$. Поэтому $M2$ -резонанс расщепляется по спину ($J_f^\pi = 5/2^+$ и $3/2^+$). Сила $M2$ -переходов сконцентрирована [18, 60, 61, 72] в резонансах $J^\pi T = 5/2^+ 3/2$, $E^*(^{13}\text{B}) = 6,4$ МэВ и $J^\pi T = 3/2^+ 3/2$, $E^*(^{13}\text{B}) = 5,5$ МэВ, а также в энергетической области $E^*(^{13}\text{B}) \approx 10$ МэВ, где расположено несколько состояний с $J^\pi = 3/2^+$ и $5/2^+$ (см. рис. 9 и 10 и табл. 4). В (π, γ) -реакции

Таблица 4. Парциальный выход γ -квантов в $^{13}\text{C}(\pi, \gamma)$ -реакции с возбуждением состояний положительной четности

E_γ	Эксперимент [23]			Теория [24]		
	$E^*(^{13}\text{C}),$ МэВ	$E^*(^{13}\text{B}),$ МэВ	$R, 10^{-4}$	$R, 10^{-4}$	J^π	$E^*(^{13}\text{B}),$ МэВ
121,5	18,6	3,5	$0,96 \pm 0,4$	8,1	$3/2^+, 5/2^+$	3,5
119,6	—	—	—	—	$3/2^+$	—
118,5	21,6	6,5	$8,63 \pm 1,7$	11,7	$5/2^+$	5,5
117,4	22,7	7,6	$10,23 \pm 1,8$	24,5	$5/2^+, 3/2^+$	6,4
114,8	25,3	10,2	$17,35 \pm 3,7$	38,5	$5/2^+, 3/2^+$	8—11,6

резонансы с $E^* = 6,4$ и $5,5$ МэВ разделяются довольно четко. Волновые функции этих резонансов содержат две большие компоненты

$$1p_{3/2}^{-1} 1p_{1/2}^1 1d_{5/2} \quad (27a)$$

и

$$1p_{3/2}^{-1} 1p_{1/2}^1 2s_{1/2}. \quad (27b)$$

Веса этих компонент в волновой функции приведены в табл. 5.

Таблица 5. Вклад основных конфигураций в волновые функции ряда резонансов ядра ^{13}B (в %)

Компонента волновой функции	$J^\pi; E (^{13}\text{B}), \text{МэВ}$		
	5/2 ⁺ ; (6,4)	3/2 ⁺ ; (5,5)	5/2 ⁺ ; (3,9)
$P_{3/2}^{-1}P_{1/2}d_{5/2}^2$	44	17	37
$P_{3/2}^{-1}P_{1/2}2s_{1/2}$	16	37	17

В табл. 5 приведена также структура волновой функции уровня $J^\pi T = 5/2^+3/2, E^* = 3,9 \text{ МэВ}$, который, как хорошо видно, является спин-орбитальным партнером уровня с $E^* = 5,5 \text{ МэВ}$. Однако интенсивность возбуждения его, как следует из анализа (π, γ)-реакции, мала.

Хотя согласие теории с экспериментом в ^{13}C довольно хорошее, тем не менее представляется важным более детальное исследование ^{13}C (e, e')-реакции с высоким разрешением. Результаты такого исследования могли бы установить квантовые числа состояний, формирующих резонанс.

Концентрация сил $M2$ - и $E1t$ -переходов в ядре ^{14}C в (π, γ)-реакции и при рассеянии электронов с малой передачей импульса оказывается довольно сильной [19]. Гросс-структура спектра возбуждения от параметров ядерной модели практически не зависит. Наиболее сильные переходы приведены в табл. 6. Сила $M2$ -переходов, как следует

Таблица 6. Сильные переходы в ^{14}C (e, e')- и ^{14}C (π, γ)-реакциях с возбуждением резонансов с изоспином $T=2$. В скобках приведены результаты в варианте МК

J^π	$E^* (^{14}\text{C}), \text{МэВ}$	$E^* (^{14}\text{B}), \text{МэВ}$	$E^* (^{14}\text{B}), \text{МэВ}$	$\frac{d\sigma/d\Omega}{10^{-6} \text{ фм}^2/\text{ср}}$	$R, 10^{-4}$
	Теория		Эксперимент		
1 ⁻	25,9 29,3	3,4 (4,8) 6,8 (7,1)	—	0 2,3	1,6 (0,5) 2,7 (3,6)
2 ⁻	22,8 24,2 27,4	0,4 (0) 1,8 (1,9) 5,0 (5,1)	0 1,82	0,4 1,7 0,3	0,9 (0) 5,3 (6,4) 1,9 (2,0)

из теории, и в (π, γ)-, и в (e, e')-реакции сконцентрирована на уровне $J^\pi T = 2^-2_2$ с энергией возбуждения $E^* (^{14}\text{B}) = 1,8 \text{ МэВ}$, т. е. $E^* (^{14}\text{C}) = 24 \text{ МэВ}$. Сила $E1t$ -перехода концентрируется на уровне, расположенном на 5 МэВ выше. Предварительные экспериментальные данные по реакции ^{14}C (π, γ) (см. рис. 10) [19] подтверждают пред-

сказания теории. Однако выход γ -квантов существенно меньше, чем ожидали.

$M2$ -переход в основное состояние ^{14}B ($J^\pi T = 2^-2_1$) в (π, γ)-реакции и его аналог в ядре ^{14}C при рассеянии электронов слабы. Его вероятность чувствительна к параметрам ядерной модели. Нам представляется важным продолжение исследования $^{14}\text{C}(e, e')$ -реакции на

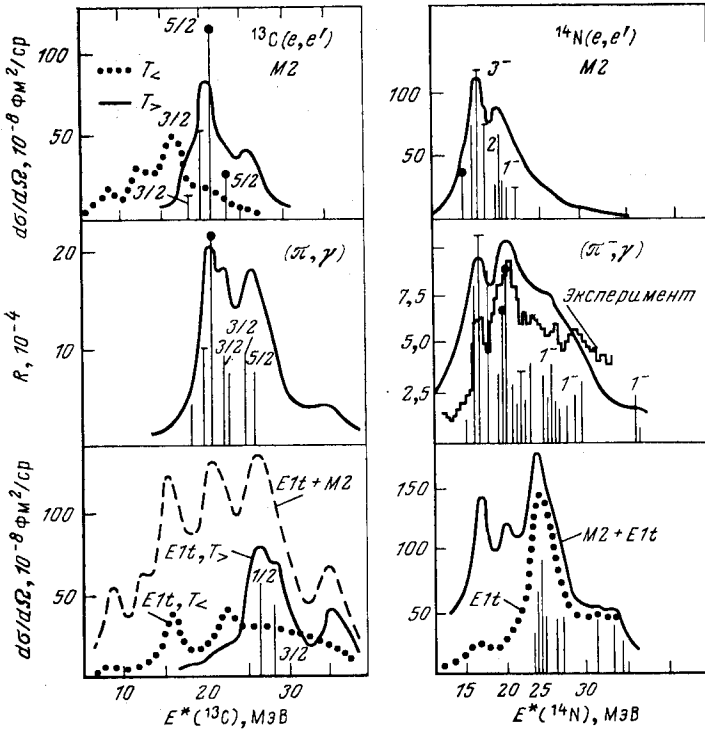


Рис. 11. Сравнение рассчитанных спектров спиновых возбуждений ядер ^{13}C и ^{14}N при неупругом рассеянии электронов и РЗП с выделением мультиполей

большие углы. Предыдущее измерение [75], к сожалению, было ограничено меньшими энергиями возбуждения.

Перейдем теперь к сравнению спектров возбуждения ядер изотопов углерода. Во всех ядрах структура главного максимума $M2$ -перехода ^{12}B ($J^\pi = 2^-$, $E^* = 4,37$ МэВ), ^{13}B ($J^\pi = 5/2^+$, $E^* = 6,4$ МэВ) и ^{14}B ($J^\pi = 2^-$, $E^* = 1,8$ МэВ) оказывается обусловленной компонентой $1p_{3/2}^{-1}1p_{1/2}^{-1}d_{5/2}^{-1}$. Совмещение главных максимумов в трех ядрах (см. рис. 9 и 10) позволяет наглядно продемонстрировать общность отклика ядра в обсуждаемых трех изотопах. К главному максимуму со стороны больших энергий возбуждения ядра примыкают

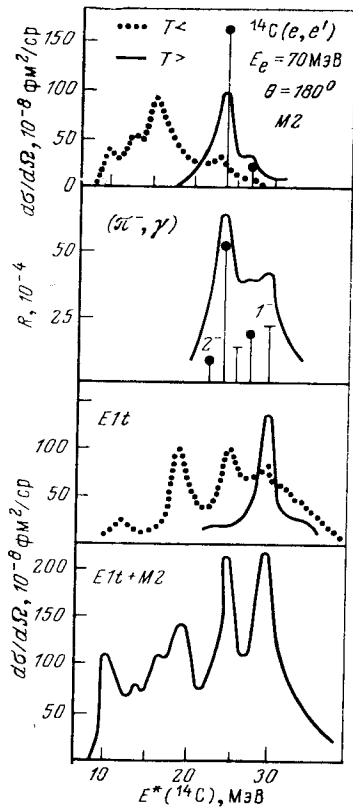


Рис. 12. Сравнение рассчитанных спектров спиновых возбуждений ядра ^{14}C при неупругом рассеянии электронов и РЗП с выделением мультиполей

менее выраженные максимумы, которые связаны с состояниями, формирующими дипольный резонанс в фото-ядерных реакциях и несколько выше — дипольный резонанс с пере-вращиванием спина ($E1t$).

Совместим теперь спектры возбуждения ядер в (π, γ) - и (e, e') -реакциях так, чтобы совпали положения интенсивных пиков, отвечающих $M2$ -переходам (рис. 11 и 12). В случае $T > M2$ -переходов теория предсказывает двугорбый характер кривой возбуждения для рассеяния электронов. Напомним, что и в ^{16}O наблюдали такую картину. В (π, γ) -реакции кривая возбуждения имеет аналогичную структуру, причем выраженную даже более ярко за счет усиления интенсивности второго (расположенного выше по энергии возбуждения ядра) горба. Это усиление обусловлено подключением переходов, которые в (e, e') -реакции формировали $E1t$ -резонанс. Причина появления двух гор-

бов связана со спин-орбитальным расщеплением. Если низкоэнергетический горб связан главным образом с переходом $1p_{3/2} \rightarrow 1d_{5/2}$, то верхний — с $2p_{3/2} \rightarrow 1d_{3/2}$. В измеренных спектрах (π, γ) -переходов также прослеживается наличие двух горбов.

Ядро ^{14}N . Кривая возбуждения ядра ^{14}N оказалась нечувствительной к выбору параметров ядерной модели. Использование взаимодействия, предложенного в [6], или стандартного взаимодействия $\text{KK} + \text{COP}$, или взаимодействия $\text{KK} + \text{МК}$ приводит практически к одной и той же форме спектра возбуждения ядра. На рис. 13 приведены спектр γ -квантов РЗП ядром ^{14}N , измеренный в СИН [48], и результаты расчета в стандартном подходе [18]. Сила переходов сконцентрирована на уровне $J^\pi = 3^-$, который вобрал в себя значительную часть полной интенсивности. Наиболее интенсивный пик с $J^\pi = 2^-$, расположенный поблизости от пика с $J^\pi = 3^-$, является аналогом дипольного резонанса при поглощении γ -квантов.

В рассчитанных и измеренном спектрах возбуждения ядра ^{14}N в (π, γ) -реакции прослеживаются два горба, о которых речь шла выше

(см. рис. 11). Что же касается рассеяния электронов, то пока имеются предварительные данные [76] об $M2$ -переходах.

Ядро ^{16}N . Как следует из расчетов, вероятность возбуждения основного состояния ядра ^{16}C в (π, γ) -реакции мала: $R \approx 1 \cdot 10^{-4}$. Среди связанных состояний ^{16}C наиболее интенсивно возбуждается

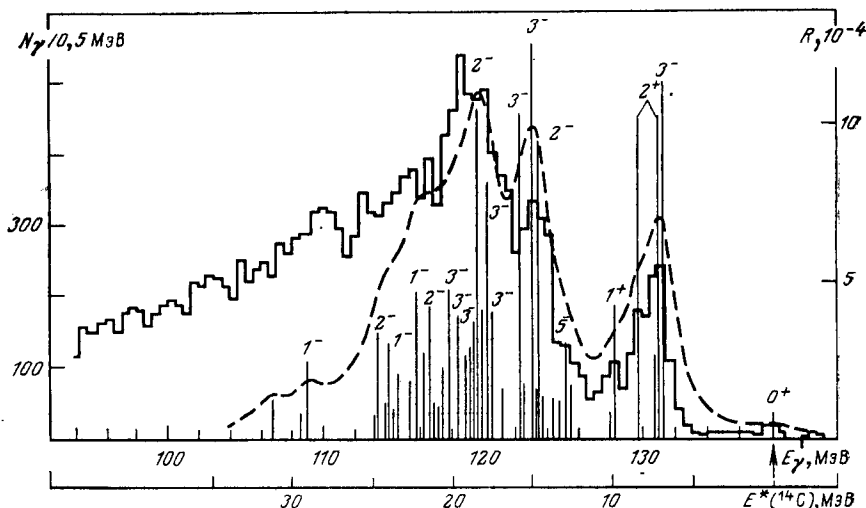


Рис. 13. Спектр γ -квантов в $^{14}\text{N}(\pi, \gamma)$ -реакции: гистограмма из работы [47], расчет — в стандартном варианте [18]

$J^\pi = 5/2^+$ уровень с энергией $E^*(^{16}\text{C}) = 0,75$ МэВ. $M2$ -переходы концентрируются в энергетической области от 8 до 15 МэВ, причем, как и в ^{13}C , они распределяются по состояниям со спином $J^\pi = 5/2^+$ и $3/2^+$.

2. РАДИАЦИОННЫЙ ЗАХВАТ π -МЕЗОНОВ ЯДРАМИ ТЯЖЕЛЕЕ КИСЛОРОДА

В ядрах тяжелее кислорода плотность уровней быстро растет и использование РЗП для спектроскопических исследований становится проблематичным ввиду недостаточной разрешающей способности детектора γ -квантов. Существуют, однако, примеры отдельных ядер, в первую очередь в $(2s-1d)$ -оболочке, состояния которых удается выделить и исследовать в реакции РЗП. Число экспериментально исследованных ядер невелико. В настоящей главе приведем в порядке возрастания атомного номера A те ядра, для которых существуют экспериментальные данные по РЗП.

Ядро ^{18}O . Это ядро частично обсуждали в обзоре [1]. Два нейтрона, находящиеся на $(2s-1d)$ -оболочке, не участвуют непосред-

ственно в процессе захвата π -мезона. Поэтому спектр γ -квантов в ^{18}O (π , γ)-реакции напоминает спектр в ^{16}O . Однако присутствие двух нейтронов на валентной оболочке приводит к блокировке ряда состояний конечного ядра. В результате происходит перегруппировка переходов. В ^{18}O не наблюдали отчетливой группировки сил спин-квадрупольных переходов. В ^{18}O в области локализации этих переходов небольшой максимум уже виден. Такое более отчетливое группирование сил переходов в ^{18}O было интерпретировано [77] как указание на существование эффекта концентрации спин-квадрупольных возбуждений в этом ядре.

Ядро ^{19}F . Благодаря протону, присутствующему на $2s$ - или $1d$ -оболочке, открывается возможность переходов на низколежащие связанные состояния ядра ^{19}O . Однако эти переходы малоинтенсивны, так как структура низколежащих уровней ^{19}O и основного состояния ^{19}F (рис. 14 и табл. 7) довольно сильно различаются [78]. При захвате

Таблица 7. Выход γ -квантов в ^{19}F (π^- , γ)-реакции (эксперимент) [23] и скорости μ -захвата ядром ^{19}F (теория) [51, 79]

E_γ , МэВ	$E^* (^{19}\text{F})$, МэВ	$E^* (^{18}\text{O})$, МэВ	J^π	R_γ , 10^{-4}	Λ_μ , с^{-1}
133,6	(7,6)	0,0	$5/2^+$	$1,3 \pm 0,3$	—
133,5	(7,7)	0,097	$3/2^+$	$< 0,5$	1000
132,1	(9,1)	1,468	$1/2^+$		190
131,2	(10,0)	2,370	$3/2^+$		210
130,4	(10,9)	3,237	$1/2^+$		200
128,6	(11,5)	3,9	$3/2^-$	$4,5 \pm 0,9$	—
127,2	(12,2)	4,6	$3/2^-$	$4,8 \pm 1,0$	
125,6	(13,9)	6,3	$7/2^-$	$3,2 \pm 0,75$	
124,8	(18,6)	11,0	$5/2^-$	$2,7 \pm 0,6$	

Гладкий фон

223 ± 46

Полный выход

240 ± 48

мюонов ядром ^{19}F имеет место аналогичная ситуация [51, 79]. Что же касается захвата π -мезонов протонами $1p$ -оболочки, то он не приводит к появлению четких пиков в спектре.

Ядро ^{20}Ne . Полученный недавно в Лос-Аламосе спектр γ -квантов от РЗП ядром ^{20}Ne приведен на рис. 15 [23]. В спектре наблюдается четкая резонансная структура при малых энергиях возбуждения ядра; в этой области в рассеянии электронов обнаружен довольно сильный $M1$ -пик [80]. Результат обработки экспериментального

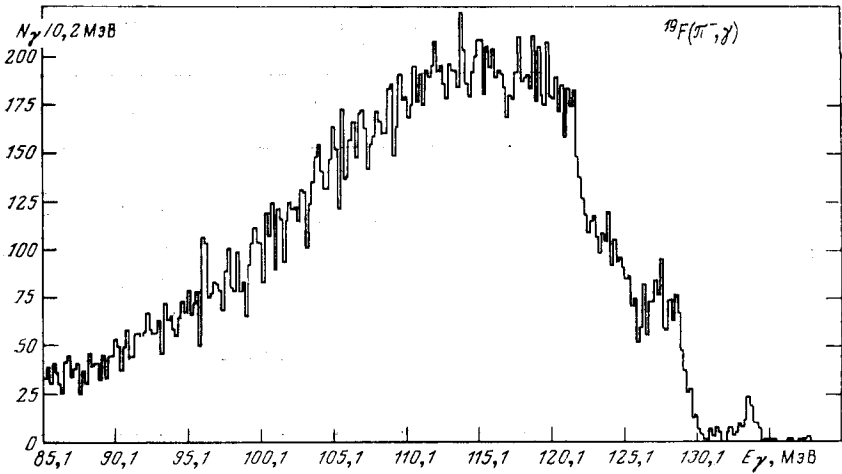


Рис. 14. Спектр γ -квантов в $^{19}\text{F}(\pi^-, \gamma)$ -реакции [23]

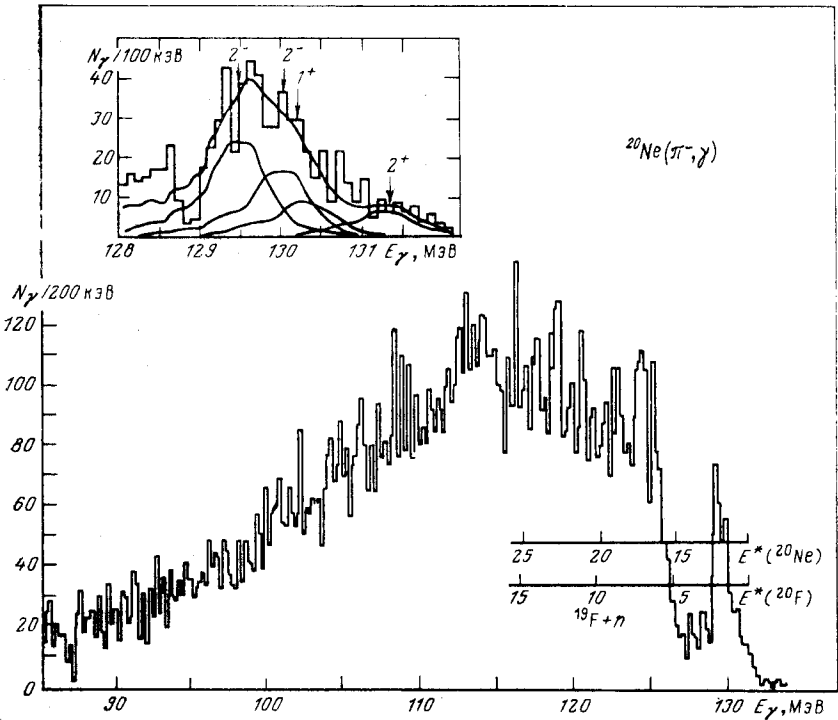


Рис. 15. Спектр γ -квантов в $^{20}\text{Ne}(\pi^-, \gamma)$ -реакции из [38]:
 на внутреннем рисунке показаны в увеличенном масштабе вклады четырех уровней, формирующих пик вблизи $E_\gamma = 130$ МэВ

Таблица 8. Результаты обработки спектра γ -квантов в ^{20}Ne (π^- , γ)-реакции [38]

E_γ , МэВ	E^* (^{20}Ne), МэВ	E^* (^{20}F), МэВ	R_γ , 10^{-4}	$R_\gamma/R_\gamma^{\text{tot}}$, %	J^π
131,3	10,2	0,0	$0,7 \pm 0,3$	0,42	2^+
130,2	11,3	1,1	$0,9 \pm 0,5$	0,57	1^+
130,0	11,5	1,3	$1,7 \pm 0,6$	1,07	2^-
129,5	12,0	1,8	$2,6 \pm 0,3$	1,61	2^-
125,2	16,3	6,1	$15,3 \pm 3,0$	9,55	—
114,2	27,3	17,1	$14,8 \pm 1,7$	3,0	—
Гладкий фон			134 ± 22	83,0	
Полный выход			160 ± 24	100	

спектра γ -квантов приведен в табл. 8. Более детальное рассмотрение показывает, что в РЗП пик формируется двумя $J^\pi = 2^-$ состояниями, а вклад уровня $J^\pi = 1^+$ невелик. Качественное и количественное объяснение этому будет дано в разд. 3. Здесь же отметим как результат расчета, что $J^\pi = 2^-$ состояния играют важную роль в (e , e')-реакции на ^{20}Ne [81]. В частности, второй пик в спектре при энергии возбуждения конечного ядра, равной $E^* = 6,1$ МэВ, можно интерпретировать как проявления состояния $J^\pi = 2^-$. Наблюдаемую силу переходов в (π , γ)-реакции можно использовать для количественного определения вклада корреляций в основном состоянии ядра-мишени. Такая идеология впервые была реализована при проведении анализа $M2$ -переходов в неупругом рассеянии электронов [80]. Однако в результате анализа значения выходов γ -квантов в (π , γ)-реакции получаются завышенными.

Ядро ^{28}Si . В экспериментальном плане ядро ^{28}Si является интересным объектом. Порог распада образующегося ядра ^{28}Al по каналу $^{27}\text{Al} + n$ расположен высоко (7,7 МэВ). Поэтому в наиболее жесткой части спектра γ -квантов существует свободное от фона окно шириной почти 8 МэВ. Данные по неупругому рассеянию электронов выявили [82] в этой области несколько уровней, возбуждающихся в результате $M1$ и $M2$ -переходов. Анализ результатов на основе оболочечной модели позволил получить достаточно точное представление о корреляциях, определяющих структуру волновой функции этих состояний.

Экспериментальный спектр γ -квантов в ^{28}Si (π , γ)-реакции приведен на рис. 16. При его анализе можно выделить четыре состояния с квантовыми числами $J^\pi = 1^+$ и три — с $J^\pi = 2^-$ и определить соответствующие им значения выходов γ -квантов. Расчет качественно

отражает характер изменения выхода γ -квантов с изменением энергии. Энергетическое положение уровней согласуется с наблюдаемым лишь приближенно. Совместный анализ $^{28}\text{Si}(e, e')$ - и $^{28}\text{Si}(\pi, \gamma)$ -реакций

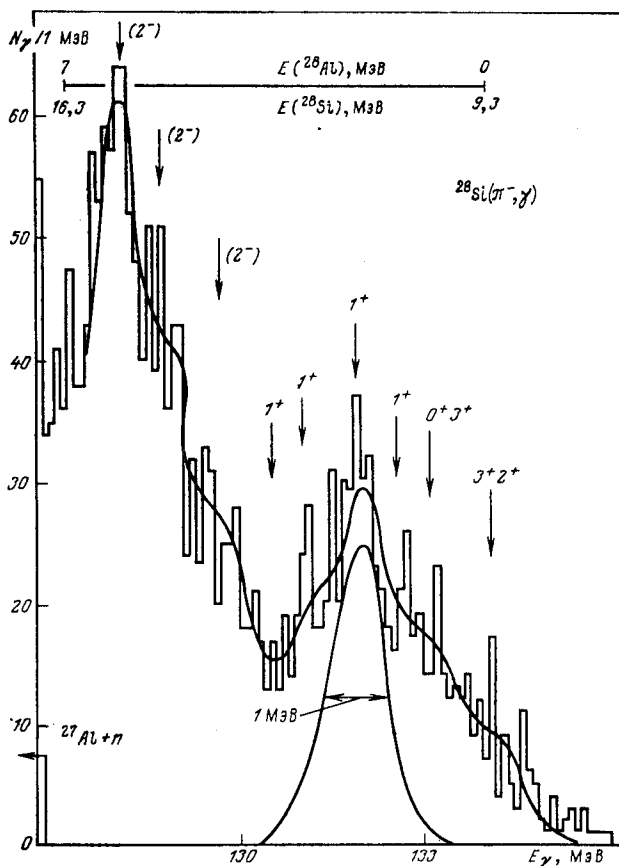


Рис. 16. Высокоэнергетическая часть спектра γ -квантов в реакции $^{28}\text{Si}(\pi, \gamma)^{28}\text{Al}$ [53]. События ниже порога развала $^{28}\text{Al} \rightarrow ^{27}\text{Al} + n$ исключены при обработке экспериментальных данных на основе полюсной модели

позволяет разделить спиновую и орбитальную составляющие матричного элемента $M1$ -перехода подобно тому, как это было проделано в ^{20}Ne . Такой анализ в рамках микроскопического подхода — один из элементов проверки волновых функций состояний, получаемых на основе оболочечной модели [83]. Конечная цель таких расчетов — определение зависящей от спина части эффективного взаимодействия нуклонов в ядрах.

Ядро ^{32}S . В отличие от ядра ^{28}Si в спектре γ -квантов РЗП в ^{32}S пик обнаруживается [84] лишь в области наиболее жестких γ -квантов. Он связан с переходами валентных нуклонов в пределах одной оболочки (рис. 17). В области более низких энергий γ -квантов происходит сильное перекрывание спин-дипольных, спин-квадрупольных и спин-октупольных возбуждений. Такая интерпретация основана на полуколичественном анализе [85], исходящем из одночастичных оценок переходов в ^{32}S . Напомним, что в ^{16}O спин-квадрупольные переходы обуславливают выход γ -квантов в менее чем 50%

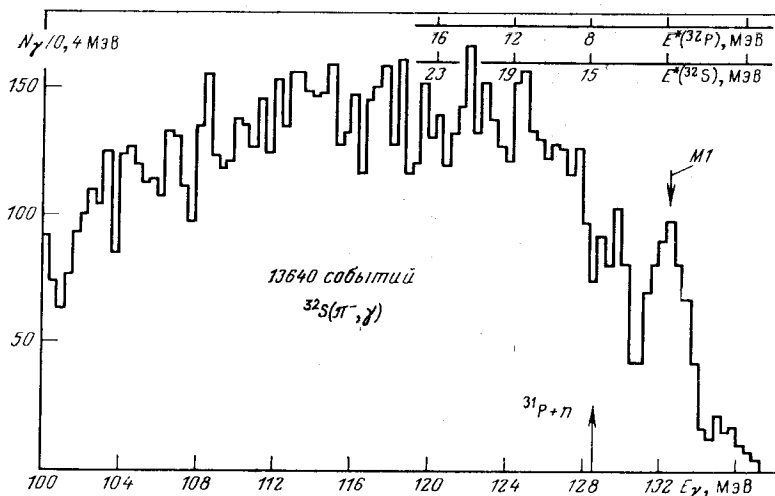


Рис. 17. Спектр γ -квантов в реакции $^{32}\text{S}(\pi, \gamma)$ [84]

случаев. В ^{32}S они становятся преобладающими (табл. 9), а спин-октупольные, связанные с оператором $[\sigma \otimes Y_3]$, дают следующий по величине вклад. Все это следствия возросшей роли захвата π -мезонов с $3d$ -орбиты (в расчете полагалось, что захват с этой орбиты идет в 10% случаев). Результирующий спектр формируется в результате наложения большого числа переходов и полностью теряет структуру.

Ядра среднего веса и тяжелые ядра. РЗП экспериментально исследован также на четырех более тяжелых ядрах ^{40}Ca , ^{90}Zr , ^{208}Pb и ^{209}Bi . Соответствующие γ -спектры приведены на рис. 18—21. Для ^{40}Ca и ^{90}Zr намечается некоторая структура в высокоэнергетической части γ -спектра. Однако количественного анализа соответствующих интенсивностей переходов пока нет.

В [2, 86] довольно детально обсуждена структура γ -спектра в ^{209}Bi . Необходимо, однако, иметь в виду, что два эксперимента, проведенных на этом ядре, дали противоречивые результаты.

Таблица 9. Скорости переходов и выход γ -квантов в ^{32}S (π^- , γ)-реакции, просуммированные по состояниям с определенным спином [85]

$N\hbar\omega$	J_f^π	$\Lambda_{2p}, 10^{13} \text{ c}^{-1}$	$\Lambda_{3d}, 10^{10} \text{ c}^{-1}$	$R_p, 10^{-4}$	$R_d, 10^{-4}$	$R, 10^{-4}$
$0\hbar\omega$	1+	143,0	22,6	10,73	0,59	11,32
	2+	91,3	9,0	6,83	0,23	7,06
	3+	42,7	8,6	3,24	0,23	3,47
	4+	11,7	8,3	0,91	0,20	1,11
$1\hbar\omega$	0-	16,7	13,3	1,24	0,36	1,60
	1-	155,4	55,5	11,66	1,47	13,13
	2-	295,3	64,4	22,09	1,70	23,79
	3-	115,4	42,2	8,66	1,11	9,77
	4-	71,0	52,2	5,33	1,38	6,71
$2\hbar\omega$	1+	128,6	25,5	9,66	0,68	10,34
	2+	336,0	48,9	25,20	1,29	26,49
	3+	257,2	71,7	19,31	1,90	21,21
	4+	24,5	30,0	1,83	0,79	2,62
	5+	17,4	28,8	1,33	0,75	2,08
$3\hbar\omega$	1-	69,2	5,4	5,19	0,14	5,33
	2-	119,8	23,6	8,98	0,62	9,60
	3-	91,0	59,1	6,82	1,56	8,38
	4-	47,9	45,8	3,59	1,21	4,80
$0\hbar\omega$	ΣJ_f^π	288,7	48,5	21,71	1,25	22,96
$1\hbar\omega$	ΣJ_f^π	653,8	277,6	48,98	6,02	55,00
$2\hbar\omega$	ΣJ_f^π	763,7	204,9	57,33	5,41	62,74
$3\hbar\omega$	ΣJ_f^π	327,9	133,9	24,59	3,53	28,12
Полный выход		2034,1	614,9	152,61	16,21	168,8

Следуя теоретическому анализу, проведенному в [87] для захвата в ядре ^{208}Pb , легко установить причину исчезновения структуры в спектре γ -квантов. Захват происходит в основном с высокой ($l_\pi \approx 3$) мезоатомной орбиты, а $kR \approx 5$ (энергия, уносимая γ -квантом, помноженная на радиус ядра). Поэтому в конечном ядре могут возбуждаться уровни, спин которых может принимать значение вплоть до $J = 8$. Наложение всех переходов приводит к возникновению гладкого спектра. Аналогичный эффект мы уже видели в ядре ^{32}S , он отмечался и при анализе спектра γ -квантов в РЭП ядром ^{40}Ca во второй

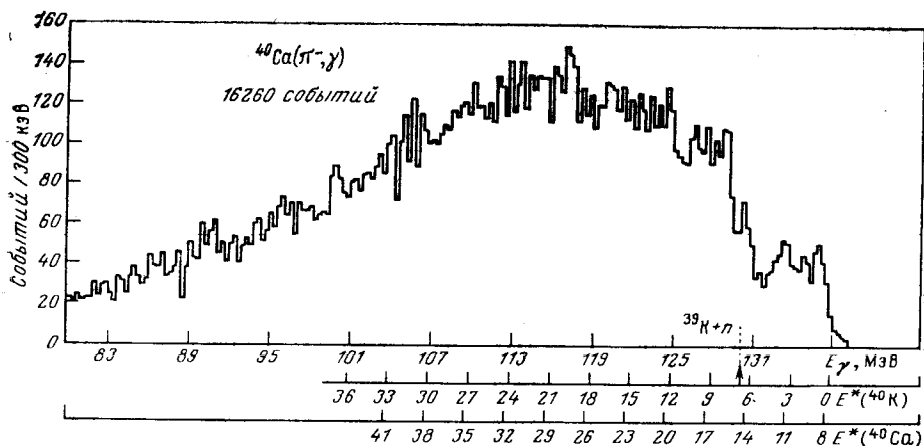


Рис. 18. Спектр γ -квантов в реакции $^{40}\text{Ca}(\pi^-, \gamma)$ [84]

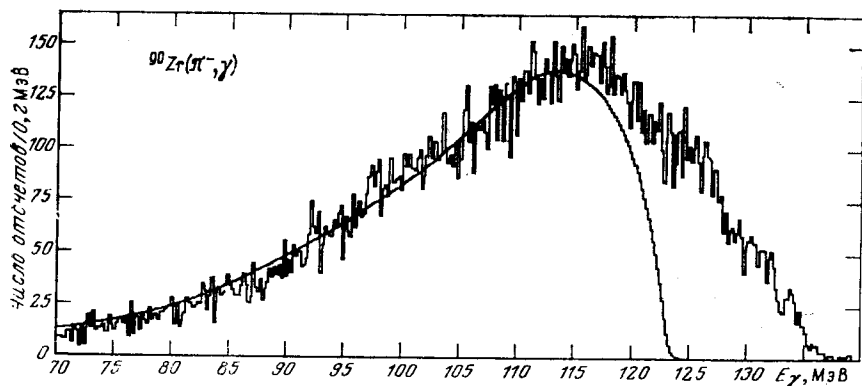


Рис. 19. Спектр γ -квантов в реакции $^{90}\text{Zr}(\pi^-, \gamma)$ [23]:

гистограмма — результат измерения, кривая — результат подгонки по полюсной модели

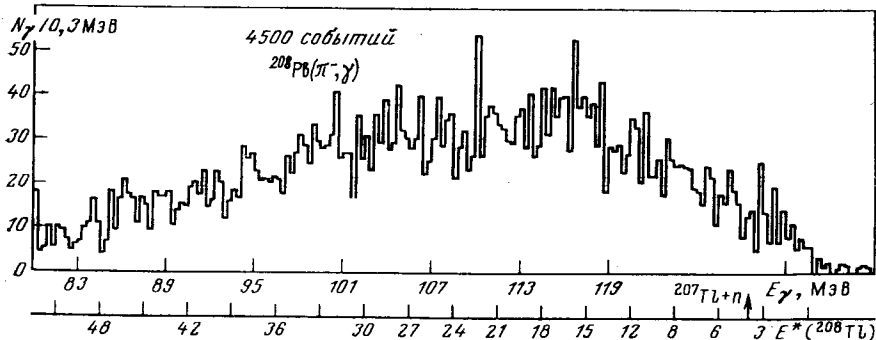


Рис. 20. Спектр γ -квантов в $^{208}\text{Pb}(\pi^-, \gamma)$ -реакции [86]

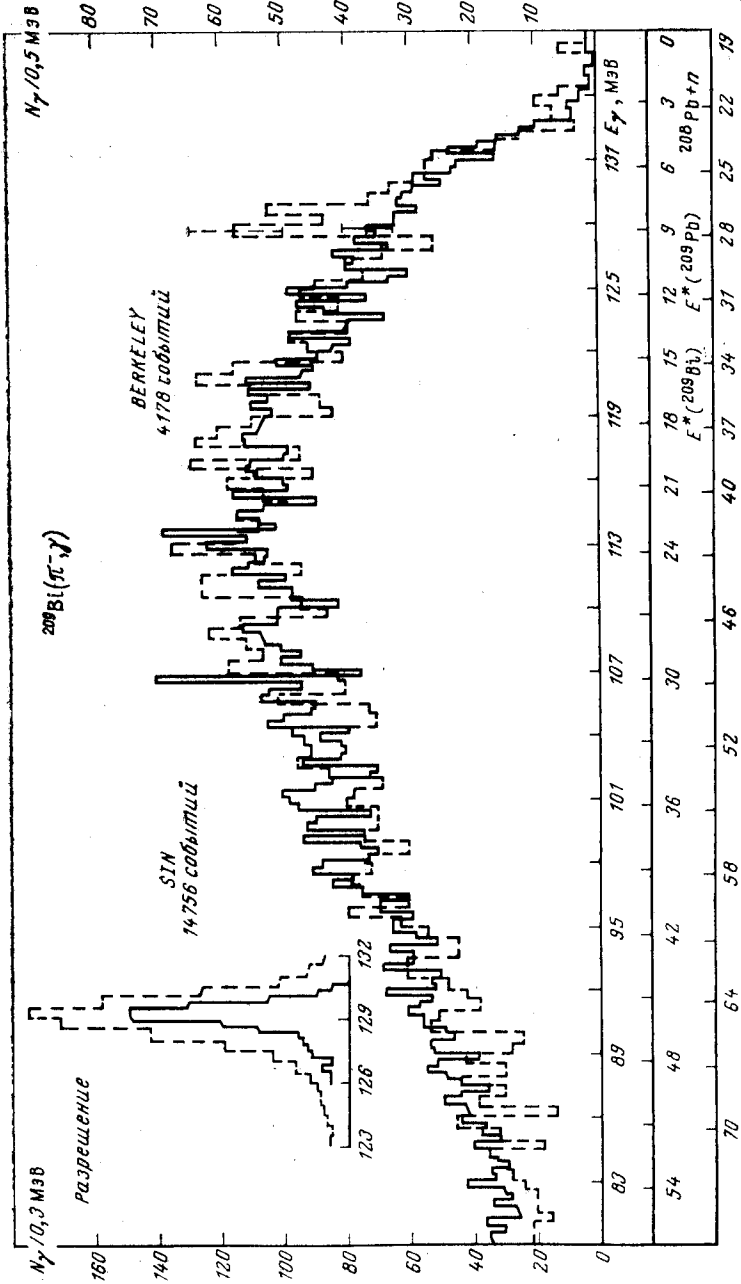


Рис. 21. Спектр γ -квантов в ^{209}Bi (π^- , γ)-реакции [86]

из работ [84]. Таким образом, (π^- , γ)-реакция на тяжелых ядрах не обладает той селективностью к определенным модам возбуждения, которая имела место в легких ядрах.

3. ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКИЙ ПОДХОД К ОПИСАНИЮ ПАРЦИАЛЬНЫХ ПЕРЕХОДОВ В ЛЕГКИХ ЯДРАХ

Характеристики ядерных переходов, о которых шла речь выше, были рассчитаны исходя из конкретных ядерных волновых функций, построенных в определенных вариантах модели оболочек. Такой подход позволил выявить общие закономерности РЗП для широкой области ядер. В то же самое время была выявлена и связь РЗП с другими процессами, такими как μ -захват и рассеяние электронов. При установлении связи ядерные волновые функции выступили как посредники. Использование модельных волновых функций для расчета ядерных матричных элементов вносит обычно какую-то неопределенность, которая плохо контролируется. Поэтому возникает вопрос — нельзя ли отказаться вообще от волновых функций или свести их роль к минимуму?

В таком аспекте задача решается в так называемом феноменологическом подходе. Однако полностью отказаться от волновых функций, как правило, не удается. Роль моделей в данном случае сводится к тому, чтобы на их основе провести выделение наиболее существенных частей матричных элементов, которые не вычисляются, а берутся из других экспериментов. Такой подход, в частности был использован в [37, 88] еще при описании μ -захвата в ядрах ${}^6\text{Li}$ и ${}^{12}\text{C}$. Опорными были экспериментальные данные по рассеянию электронов, β - и γ -переходам.

При описании радиационного захвата π -мезонов феноменологический подход сначала был применен в [89, 90], а затем в [53, 91, 92]. Ниже обсудим результаты такого анализа и покажем, что при определенных предположениях удастся связать экспериментальные данные по радиационному захвату π -мезонов с данными по рассеянию электронов, β -распадом и γ -переходами.

Для γ -переходов магнитного дипольного типа в результате такого анализа удастся разделить вклады спиновой и орбитальной компонент тока. В других случаях, и в частности для чистого магнитного октупольного ($M3$) γ -перехода и соответствующего (π , γ)-перехода в ядрах $1p$ -оболочки (тогда отличен от нуля только один матричный элемент), связь между характеристиками этих процессов позволяет судить о совместности измеренных величин. Когда число базисных конфигураций, входящих в волновые функции, невелико, как имеет место в ${}^6\text{Li}$, удастся непосредственно из экспериментальных данных извлечь амплитуды компонент.

При проведении феноменологического анализа РЗП ядрами обычно прибегают к ряду упрощений [22, 53, 48]:

1. Волновая функция π -мезона на 1 s -орбите записывается в виде произведения водородоподобной функции (в поле точечного заряда) и фактора коррекции C_{1s} (см. (40) в обзоре [1]). Так как пионная функция в объеме ядра меняется медленно, то ее выносят из-под знака интеграла в матричном элементе, заменяя на постоянную, например:

$$|\Phi_{1s}^{\pi}(0)|^2 = 4C_{1s}a_{\pi}^{-3}, \quad (28)$$

где a_{π} — боровский радиус,

$$a_{\pi} = (1 + m_{\pi}/M_A)/\alpha Z m_{\pi}. \quad (29)$$

2. Волновая функция π -мезона на $2p$ -орбите аппроксимируется выражением

$$|\Phi_{2p}^{\pi}|^2 = C_{2p}r^2/(24a_{\pi}^5), \quad (30)$$

где C_{2p} — фактор коррекции для $2p$ -орбиты.

3. Радиальные интегралы, входящие в матричные элементы перехода, рассчитываются на основе функций гармонического осциллятора. Осцилляторный параметр r_0 определяется по данным о рассеянии электронов.

В результате таких упрощений операторы $O_A(J; L, l)$ и $O_B(J; L, l)$, описывающие РЗП, сводятся к сумме операторов двух типов $\tau_-[\sigma \otimes Y_L]_J$ и τ_-Y_L , где $\tau_-|p\rangle = |n\rangle$. Последний тип возникает из того члена гамильтониана, который пропорционален константе D . Все остальные члены приводят к первому типу операторов.

Если π -мезоны захватываются с $1s$ -орбиты, достаточно ограничиться членами гамильтониана, пропорциональными константе A [1, 7, 8, 48]. Тогда

$$\begin{aligned} O_A(J=L; L, 0) &= [A(4C_{1s}a_{\pi}^{-3})^{1/2}/(4\pi)^{1/2}] \times \\ &\times \{ \sqrt{L/(2L+1)} j_{L+1}(qr) \tau_-[\sigma \otimes Y_{L+1}]_L - \\ &- \sqrt{(L+1)/(2L+1)} j_{L-1}(qr) \tau_-[\sigma \otimes Y_{L-1}]_L \}; \end{aligned} \quad (31)$$

$$O_B(J=L; L, 0) = -[A(4C_{1s}a_{\pi}^{-3})^{1/2}/(4\pi)^{1/2}] j_L(qr) \tau_-[\sigma \otimes Y_L]_L. \quad (32)$$

Обозначим F_l радиальные интегралы:

$$F_l = \exp\left(\frac{r_0^2 q^2}{4(N+Z)}\right) \int_0^{\infty} R_{1p}^2(r) j_l(qr) r^2 dr \begin{cases} 1, & \text{если } l \text{ четно;} \\ r, & \text{если } l \text{ нечетно,} \end{cases} \quad (33)$$

где r_0 — осцилляторный параметр; q — переданный импульс; $(N+Z)$ — число нуклонов.

Рассмотрим теперь для определенности $J^{\pi} = 1^+ \rightarrow 0^+$ переход. Матричный элемент РЗП для такого перехода принимает следующий

вид:

$$1s: |\langle 0^+ \| O_A(1; 1, 0) \| 1^+ \rangle|^2 = \\ = \frac{A^2 a_{\pi}^{-3} C_{1s}}{\pi} \left| \sqrt{\frac{1}{3}} F_2 R_{21} - \sqrt{\frac{2}{3}} F_0 R_{01} \right|^2; \quad (34)$$

$$2p: |\langle 0^+ \| O_B(1; \frac{2}{1}, 0) \| 1^+ \rangle|^2 = \\ = [a_{\pi}^{-3} C_{2p} / (32\pi)] \left| \sqrt{\frac{1}{3}} [\pm AF_1 + q(\pm B + C) F_0] R_{01} + \right. \\ \left. + \sqrt{\frac{1}{6}} \{-A/10[(7 \pm 5)F_3 + (1 \pm 1)F_1] + q[\mp B + 2C]F_2\} R_{21} \right|^2. \quad (35)$$

Как следует из (34) и (35), скорость (π, γ) -перехода между состояниями $J^{\pi} = 0^+$ и 1^+ определяется двумя матричными элементами:

$$R_{01} = \langle 0^+ \| [\sigma \otimes Y_0]_1 \tau_{-} \| 1^+ \rangle; \quad (36)$$

$$R_{21} = \langle 0^+ \| [\sigma \otimes Y_2]_1 \tau_{-} \| 1^+ \rangle. \quad (37)$$

Этими же матричными элементами определяется и формфактор $M1$ перехода для рассеяния электронов. Но помимо них в формфакторе присутствуют и матричные элементы от оператора конвекционного тока [93]:

$$F_T^2 = \frac{2\pi}{Z^2} \frac{1}{2J_i + 1} \left| [(g_p^l - g_n^l) / 2\sqrt{3}] (F_2 L_{21} - F_0 L_{01} / \sqrt{2}) + \right. \\ \left. + [(g_p^s - g_n^s) / 8] (-F_2 R_{21} / \sqrt{3} + \sqrt{2} F_0 R_{01} / \sqrt{3}) \right|^2 \frac{q^2}{M_p^2}, \quad (38)$$

где

$$L_{LJ} = \langle f \| \tau_{-} [L \otimes Y_L]_J \| i \rangle. \quad (39)$$

Матричный элемент (39) определен по аналогии со спиновыми матричными элементами (36) и (37). В действительности в (38) входят матричные элементы от оператора τ_z . Из соображений удобства все матричные элементы в (38) записаны в изоспиновых координатах, повернутых относительно исходных на 90° . Между соответствующими матричными элементами имеется следующее соотношение:

$$\langle f \| \tau_z [\sigma \otimes Y_0]_1 \| i \rangle = (-1)^{J-J_i+1} R_{01} / \sqrt{2}. \quad (40)$$

Не вдаваясь в подробности, отметим, что скорость β -распада в $J^{\pi} = 0^+ \rightarrow 1^+$ переходе определяется только матричным элементом R_{01} , радиационная ширина уровня — матричными элементами L_{01} и R_{01} , так как при $q^2 \rightarrow 0$ вклад L_{21} и R_{21} исчезает.

Аналогичный анализ можно провести и для переходов между состояниями с другими спинами. Соответствующие примеры приведем позднее. Подход можно распространить и на ядра $(2s - 1d)$ -оболочки, где преобладает захват π -мезонов с $2p$ -орбиты.

Общая схема подхода в целом такова. Из экспериментальных данных по неупругому рассеянию электронов при малых переданных

импульсах q определяют сумму матричных элементов L_{01} и R_{01} . Из данных при больших значениях q — сумму матричных элементов L_{21} и R_{21} . Если между рассматриваемыми состояниями идет β -переход, то его скорость определяет матричный элемент R_{01} . Тогда остающийся матричный элемент R_{21} находят из РЗП. Если β -переход не реализуется, то R_{01} извлекается из данных по РЗП, при этом приходится пренебрегать матричным элементом R_{21} , который обычно мал.

Перейдем теперь к обсуждению результатов реализации феноменологического подхода к конкретным переходам.

Я д р о ${}^6\text{Li}$. Наиболее обширная информация экспериментального плана имеется о переходе из основного состояния ${}^6\text{Li}$ ($J^\pi = 1^+$, $T = 0$) в возбужденное $J^\pi T = 0^+1$ с энергией $E^* = 3,56$ МэВ. Аналогом этого уровня в ядре ${}^6\text{He}$ является его основное состояние. Этот переход уже был обсужден в [2]. Однако в то время отсутствовали экспериментальные данные о захвате из $1s$ -состояния мезоатома. Поэтому возвращаемся к обсуждению этого перехода. Одновременно обсудим переходы и на уровень $J^\pi T = 2^+1$, $E^* = 5,37$ МэВ ядра ${}^6\text{Li}$ и его аналог в ${}^6\text{He}$, так как появились более точные данные по рассеянию электронов [91, 92] и радиационному захвату π -мезонов [22, 62].

В предположении о замкнутости $1s$ -оболочки волновые функции перечисленных состояний содержат небольшое число компонент, что позволяет определить вклад каждой из них из анализа характеристик переходов. Действительно, в LS -представлении функции можно записать в виде следующих разложений [44, 91]:

$$|1^+, T = 0\rangle = \alpha |{}^{13}S_1\rangle + \beta |{}^{11}P_1\rangle + \gamma |{}^{13}D_1\rangle; \quad (41)$$

$$|0^+, T = 1\rangle = a |{}^{31}S_0\rangle + b |{}^{33}P_0\rangle; \quad (42)$$

$$|2^+, T = 1\rangle = c |{}^{33}P_2\rangle + d |{}^{31}D_2\rangle. \quad (43)$$

В силу условия нормировки $a^2 + b^2 = c^2 + d^2 = \alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2 = 1$. Четыре матричных элемента R и L , о которых речь шла выше, определенным образом выражаются через коэффициенты α , β , γ и т. д. Так, для переходов на уровень $J^\pi = 0^+$

$$R_{01} = (\sqrt{6}\alpha a + \sqrt{2}\beta b) / \sqrt{4\pi} \approx 0,62; \quad (44)$$

$$R_{21} = (\sqrt{10}\beta b + 2\sqrt{6}\gamma a + 3\sqrt{3}\gamma b) / \sqrt{4\pi} \approx 0,04; \quad (45)$$

$$L_{01} = \sqrt{2}L_{21} = (-2\alpha b + 2\sqrt{3}\beta a + \sqrt{5}\gamma b) / \sqrt{4\pi} \approx 0,32. \quad (46)$$

Коэффициенты в волновой функции основного состояния ${}^6\text{Li}$ фиксируются по данным о магнитном и квадрупольном моментах уровня. Полученная таким образом функция отличается от той, которая получена в [14] и воспроизводит положение уровней, только весом малых компонент β и γ .

Анализ неупругого рассеяния электронов с целью нахождения коэффициентов a и b проводился в [91, 94]. Результат анализа неоднозначен — имеются два решения. В одном вклад P компоненты велик, а в другом эта компонента практически не проявляется. Оба решения приведены в табл. 10—12. Там же приводятся характери-

Таблица 10. Вклад компонент в волновые функции основного состояния и первых двух возбужденных уровней ядра ${}^6\text{Li}$ с изоспином $T=1$

Спин уровня (энергия, МэВ)	Компоненты волновой функции	Литература						
		[14]	[91]	[91]	[96]	[92]	[95]	[95]
		1	2	3	4	5	6	7
$1^+(0)$	${}^{13}\text{S}_1$	0,99	0,92	0,92	0,92	0,98	0,99	1,0
	${}^{11}\text{P}_1$	0,12	0,37	0,37	0,37	0,20	0,10	-0,08
	${}^{13}\text{D}_1$	-0,33	0,10	0,10	0,10	0,04	0,03	0,03
$0^+(3,56)$	${}^{31}\text{S}_0$	0,93	0,84	1,00	1,00	0,88	—	—
	${}^{33}\text{P}_0$	-0,36	-0,54	-0,01	0,03	-0,47	—	—
$2^+(5,37)$	${}^{33}\text{P}_2$	0,55	0,36	—	—	0,46	0,60	-0,71
	${}^{31}\text{D}_2$	0,83	0,93	—	—	0,89	0,80	0,70

Таблица 11. Характеристики электромагнитных и слабых переходов в ядрах ${}^6\text{Li}$ и ${}^6\text{He}$ (соответствующие волновые функции приведены в табл. 10)

№	μ, μ_N	$Q, \text{мб}$	$f/t, \text{с}^{-1}$	$\Gamma_\gamma^0, \text{эВ}$		$F_T^2 (q=0,68 \text{ фм}^{-1}), 10^{-3}$			$\Lambda_\mu, \text{с}^{-1}$
	1+	1+	0+	0+	2+	0+	2+	2+/0+	0+
1	0,87	1,34	725	8,41	0,36	1,68	0,45	0,27	1187 1231
2	0,82	-0,80	822	8,14	0,27	1,65	0,45	0,28	
3	0,82	-0,80	765	8,15		1,74			
4	0,82	-0,80	779	7,96		1,70			
5	0,86	-0,66	780	8,17	0,27	1,66	0,47	0,28	
6	0,88	-0,83			0,22		0,46		
7	0,88	-0,83			0,07		0,47		
Эксперимент	0,82	-0,80 $\pm 0,08$	[39] 815	[91] 8,16 $\pm 0,19$		[91] 1,60 $\pm 0,05$	[92] 0,53 $\pm 0,06$	0,33 $\pm 0,04$	[96] 1600 ⁺³⁰⁰ -129

Таблица 12. Характеристики радиационного захвата π -мезонов ядром ${}^6\text{Li}$ (соответствующие волновые функции приведены в табл. 10)

№	$\Lambda_{\gamma}^{1s}, 10^{15} \text{ c}^{-1}$			$\Lambda_{\gamma}^{2p}, 10^{10} \text{ c}^{-1}$			$\alpha ({}^6\text{Li} \rightarrow {}^6\text{He})/\alpha (p \rightarrow n)$		
	0+	2+	2 ⁺ /0 ⁺	0+	2+	2 ⁺ /0 ⁺	0+	2+	2 ⁺ /0 ⁺
1	1,60±0,04	0,48	0,30	5,0±0,5	4,0	0,80	0,110	0,041	0,37
2	1,38±0,03	0,53	0,38	4,3±0,5	4,2	0,98	0,094	0,046	0,49
3	1,62±0,04			4,5±0,5			0,113		
4	1,60±0,04			4,5±0,5			0,111		
5	1,47±0,04	0,54	0,37	4,5±0,5	4,3	0,95	0,101	0,046	0,46
6		0,45			3,6			0,039	
7		0,34			2,8			0,029	
Экс- пери- мент	[48]						[97]		
	1,44±0,15	0,32	0,22	5,4±1,8	3,0	0,48	0,098	0,068	0,70
		±0,07	±0,05		±0,9	±0,11			
	0,46	0,32		4,0	0,58				
	±0,08	±0,05		±1,2	±0,11				

Примечание. Экспериментальные значения $\Lambda_{\gamma}(2^+)$ получены после вычитания вклада сплошного спектра в канале ${}^4\text{He} \pi\pi$ (верхнее значение) или ${}^6\text{He} \pi$ (нижнее значение).

ки различных процессов, рассчитанные с обоими наборами коэффициентов. Осцилляторный параметр полагался $r_0 = 2,03$ фм.

Как следует из табл. 12, объяснить данные по РЗП позволяет только тот набор коэффициентов, которому отвечает большой вклад P компоненты. Заметим, что расчет, выполненный в [14], также привел к большому вкладу P компоненты. Если основное состояние ${}^6\text{Li}$ содержит заметную P компоненту, то это сказывается на кластерном канале распада гиперядра ${}^8\text{Li}^*$, образующемся в (K^-, π^-) -реакции под углом $\theta_{\pi} = 0^\circ$. В результате распада ${}^8\text{Li}^* \rightarrow d + {}^6\text{He}^*$ в конечном состоянии образуется ${}^6\text{He}$ в возбужденном состоянии, из которого затем испускается γ -квант с энергией 1,1 МэВ [98]. Единственная величина, которую не удается воспроизвести в феноменологическом подходе, это скорость μ -захвата [96].

Обсудим теперь переход на уровень $J^{\pi} = 2^+$. Волновая функция, полученная в [92] из анализа экспериментальных данных по рассеянию электронов, воспроизводит и результаты измерений (π, γ) -реакции. При этом волновая функция оказывается близкой к той, которая получается в результате модельного расчета [14]. Отношения выходов γ -квантов в (π, γ) -реакции, связанных с переходами на уровни $J^{\pi} = 0^+$ и 2^+ , при таком анализе расходятся с измеренными значениями. Следует отметить, что отношение выходов определяется гораздо точнее, чем абсолютные значения, и особенно если речь идет

о захвате π -мезонов с $2p$ -орбиты. Теория получает для отношения значение $0,95$, тогда как следует из эксперимента [22], оно равно $0,48 \pm 0,11$ или $0,58 \pm 0,11$ в зависимости от того, как проводилось выделение гладкой подложки в спектре (рис. 22). В чем причина расхождения — пока не ясно.

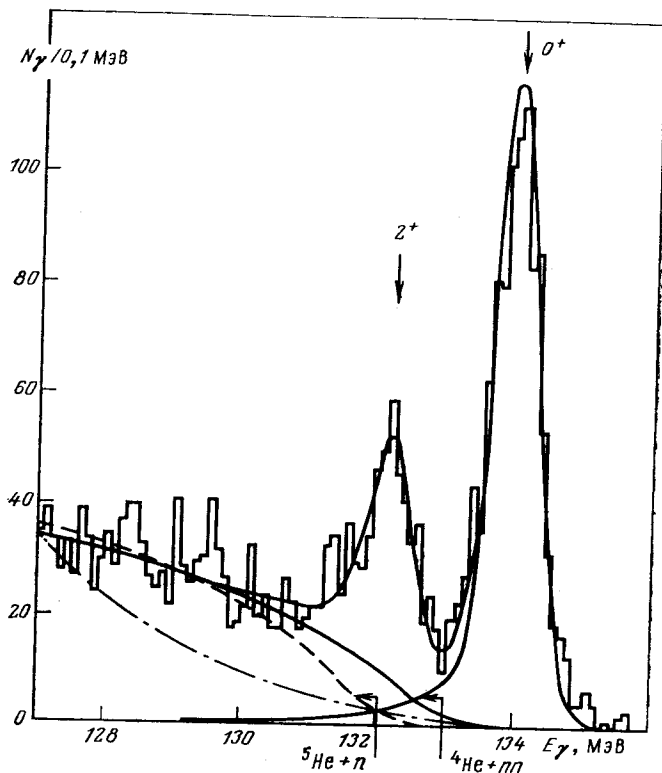


Рис. 22. Высокоэнергетическая часть спектра γ -квантов в реакции ${}^6\text{Li}(\pi, \gamma){}^6\text{He}$ [22], полученная с улучшенным (по сравнению с данными, приведенными на рис. 5) разрешением:

сплошная кривая — результат обработки экспериментальных данных в предположении о наличии двух резонансов в спектре возбуждения ($J^\pi = 0^+$ и 2^+); пунктирной и штрихпунктирной линиями выделен в рамках полюсной модели вклад каналов ${}^5\text{He} + n$ и ${}^4\text{He} + \pi$

Одну из причин [92] расхождения можно связать с тем, что радиальные волновые функции уровня $J^\pi = 2^+$ в ${}^6\text{Li}$ и ${}^6\text{He}$ различаются. Уровень расположен в непрерывном спектре. В ${}^6\text{Li}$ он широкий, так как находится существенно выше порога развала, в ${}^6\text{He}$ он ниже и уже. Может оказаться и так, что в ${}^6\text{Li}$ к волновой функции этого уровня подмешивается компонента с изоспином $T = 0$. Соответствующий уровень в ${}^6\text{Li}$ очень широкий.

Анализ старых экспериментальных данных по рассеянию электронов в рамках кластерной модели показал, что в системе $A = 6$ кластеры в сильной степени обособлены. Поэтому оболочечная модель встречается с трудностями в интерпретации экспериментальных данных по рассеянию электронов [99].

Ядро ^{20}Ne . Как следует из экспериментальных данных по неупругому рассеянию электронов в ^{20}Ne , сильный $M1$ -переход приходится на уровень с энергией $E^* = 11,24 \text{ МэВ}$ [80, 100]. Из расчетов следует, что [27] основная сила перехода на этот уровень связана с орбитальной частью тока — ситуация прямо противоположная ядру ^6Li и другим ядрам $1p$ -оболочки. Те слабые $M1$ -переходы, которые проявляются в (π, γ) -реакции [23] (см. рис. 15), отражают отмеченную особенность возбуждения ядра ^{20}Ne .

Если воспользоваться описанным выше феноменологическим подходом к (π, γ) -реакции, то в ^{20}Ne получим следующее соотношение:

$$\begin{aligned} B(\pi^-, \gamma; 0^+ \rightarrow 1^+) &= (0,9 \pm 0,5) 10^{-4} = \\ &= (6,25 \pm 2,19) 10^{-4} \{ R_{01}^2 + 0,070 R_{21}^2 + \\ &\quad + 0,013 | R_{01} R_{21}^* | \}. \end{aligned} \quad (47)$$

Здесь и далее в (52) $B(\pi, \gamma; J_i \rightarrow J_f)$ обозначает выход γ -квантов. Напомним, что в интеграл теперь входят радиальные функции $1d$ -состояния. Неопределенность численного множителя в правой части выражения (47) связана с погрешностью измерения ширины $2p$ -уровня в мезоатоме ^{20}Ne [38]. Так как численный множитель, стоящий перед матричным элементом R_{21} , мал, то все это слагаемое можно отбросить, и тогда получим, что $R_{01} = 0,12 \pm 0,04$. Ширина $J^\pi = 1^+$ уровня, обусловленная $M1$ -переходом в основное состояние ^{20}Ne , связана с матричными элементами соотношением [38]

$$\Gamma_{\gamma 0} = (2\pi\alpha/9M_p^2) | R_{01} (g_p^2 - g_n^2)/2 + L_{01} |^2 = (11,2 \pm 2,0) \text{ эР}. \quad (48)$$

Отсюда следует, что

$$| L_{01} + 4,7 R_{01} | = 1,17 \pm 0,10 \quad (49)$$

и

$$L_{01} = 0,62 \pm 0,21, \quad (50)$$

если использовать приведенное выше значение R_{01} . Из расчетов с модельными волновыми функциями следует, что $L_{01} = 0,605$ и $R_{01} = 0,105$. Это означает, что $(53 \pm 16) \%$ вклада в амплитуду электромагнитного $M1$ -перехода приходится на орбитальную часть тока. Заметим, что (n, p) -реакция при малых переданных импульсах также несет информацию о спиновой амплитуде перехода [42, 43].

Ядро ^{10}B . Переход из основного состояния ^{10}B ($J^\pi T = 3^+$) на уровень $J^\pi T = 0^+ 1$ ядра ^{10}Be (основное состояние) относится к магнитному октупольному типу ($M3$). Орбитальная компонента тока не дает вклада в форм-фактор этого перехода, и, следовательно, он

определяется единственным матричным элементом R_{23} :

$$F_{M3}(q) = [\sqrt{\pi/(2J_t + 1)} \sqrt{8/63}/ZM_p r_0] \times \\ \times y^{3/2} \exp(-y(1+d))(g_p^2 - g_n^2) R_{23}, \quad (51)$$

где $y = (qr_0/2)^2$; $d = a_p^2/r_0^2 - 1/A$. Для РЗП как с $1s$ -, так и с $2p$ -мезоатомных орбит скорость перехода определяется только матричным элементом R_{23} :

$$B(\pi, \gamma) = (4,91 \pm 0,37)10^{-4} R_{23}^2. \quad (52)$$

Численный множитель в (52) получен исходя из мезоатомных параметров, приведенных в табл. 6 обзора [1]: $\omega_{1s} = 1 - \omega_{2p} = 0,20 \pm \pm 0,05$; $C_{1s} = 0,52$; $C_{2p} = 1,38$; $\Gamma_{1s} = 1,68 \pm 0,12$ кэВ; $\Gamma_{2p} = 0,32 \pm \pm 0,06$ эВ. Из данных по рассеянию электронов следует, что $R_{23} = = 0,70 \pm 0,06$, а из данных по РЗП — $R_{23} = 0,64 \pm 0,04$, что хорошо согласуется между собой.

Следующий максимум в спектре γ -квантов РЗП ядром $^{10}\text{В}$ отвечает возбуждению $J^\pi = 2^+$ уровня. Электромагнитный переход $J^\pi = = 3^+ \rightarrow 2^+$ связан с операторами следующих мультиполей: $M1$, $E2$ и $M3$. РЗП в этом случае определяется матричными элементами R_{01} , R_{21} , R_{22} , R_{23} и $R_2 = \langle 2^+ || Y_2 \tau_- || 1^+ \rangle$. Как следует из экспериментальных данных по рассеянию электронов, $M1$ -переход проявляется только при переданном импульсе около $0,7 \text{ фм}^{-1}$. Продольная компонента тока практически не проявляется.

Из сказанного следует, что можно пренебречь матричными элементами R_{01} , R_{21} и R_2 . При больших переданных импульсах трудно отличить $E2$ -переход от $M3$, так как в отсутствие конвекционного тока оба типа имеют одну и ту же зависимость от переданного импульса. Если исходить из предположения, что это чистый $M3$ -переход, то $R_{23} = 1,09 \pm 0,06$ согласно данным по рассеянию электронов и $R_{23} = 1,05 \pm 0,05$ согласно (π, γ) -реакции. Согласие очень хорошее. Отсюда можно заключить, что вклад $E2$ -перехода мал. Такой результат находится в согласии с результатом, полученным исходя из модельных волновых функций. В последнем случае вклад магнитного дипольного возбуждения заметен.

Иная картина наблюдается для перехода на уровень $J^\pi = (2^+)_2$. $M1$ -переход уже доминирует при возбуждении этого уровня. Совместный анализ данных по (e, e') - и (π, γ) -реакциям приводит к следующему значению матричных элементов:

$$L_{01} = -0,8 \pm 0,1; \quad (53a)$$

$$L_{01}/R_{01} = -1,03 \pm 0,20. \quad (53b)$$

Приведенные примеры позволили проиллюстрировать возможности подхода. Этот метод можно применять во всех случаях, когда наряду с данными по РЗП имеются данные по $M1$ -переходу, как, например,

в ^{12}C [22, 72], ^{13}C [23], ^{14}N [22, 48, 72], ^{28}Si [53], ^{32}S [84] и т. п. Мы отсылаем читателя к оригинальным работам, где эти переходы проанализированы.

Метод феноменологического анализа обладает бесспорной привлекательностью, так как представляет собой попытку уменьшить модельную зависимость результатов. При оценке конкретных выводов следует, однако, проявлять определенную осторожность. Наличие неразрешенных структур (например, перекрывающихся уровней различных спинов и четностей), экстраполяция значений формфакторов к другим значениям переданного импульса и другие факторы могут существенно снизить информативность подхода. Метод феноменологического анализа не универсален, а применим лишь в тех случаях, когда уже существует достаточно полная экспериментальная информация о данной ядерной системе.

4. ПЕРСПЕКТИВЫ ДАЛЬНЕЙШЕГО РАЗВИТИЯ ИССЛЕДОВАНИЙ РЗП

Обзор состояния экспериментальных и теоретических исследований РЗП был бы неполным без обсуждения возможных путей дальнейшего развития исследований в этой области. Простое распространение существующей методики на другие ядра и увеличение статистики зарегистрированных событий вряд ли приведет к получению качественно новой информации. Нетрудно усмотреть, в каких новых направлениях должны развиваться исследования РЗП. Для этого достаточно сформулировать, в чем состоит ограниченность существующих данных и что затрудняет их детальный теоретический анализ. Очевидный недостаток экспериментальных данных по РЗП, даже если удалось достигнуть лучшего разрешения, заключается в том, что мы всегда видим отклик ядра при фиксированном (для данной энергии возбуждения) значении переданного импульса, который близок к массе покоя π -мезона. Используя только данные по РЗП из мезоатомной орбиты, нельзя определить спины и четности наблюдаемых резонансов. Сравнение с результатами расчетов, направленное на установление характеристик резонансов, приходится проводить с привлечением данных из других родственных процессов на том же ядре или же использовать соображения теоретического плана, которые мы хотим подвергнуть проверке. Далее при количественном сравнении ярко проявляется недостаточность существующей информации о свойствах мезоатомных уровней.

Прямое измерение ширины $2p$ -уровня кристалл-дифракционным спектрометром можно проводить только для ядер с атомным номером $A \geq 16$ [101]. Таким образом, новые измерения для ядер $1p$ -оболочки, в которых и возник ряд спорных моментов, придется привязывать к модельно зависимым расчетам каскада и выходов γ -квантов. Хотя на этом пути и нельзя ожидать существенного улучшения точности измерения, можно попытаться прояснить ситуацию в тех ядрах, где имеется наиболее острое противоречие с теорией. Ширины

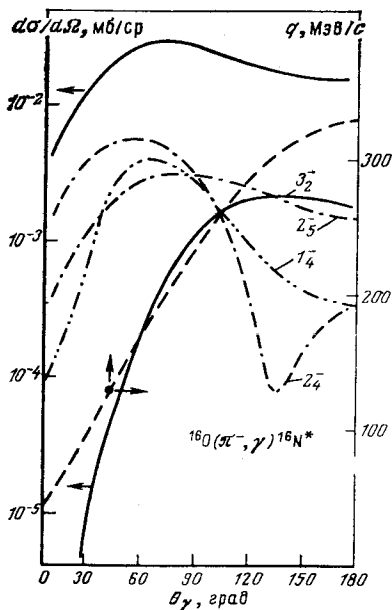


Рис. 23. Угловое распределение γ -квантов в реакции $^{16}\text{O}(\pi^-, \gamma)^{16}\text{N}$ с возбуждением различных уровней ядра ^{16}N ; $E_\pi = 60$ [МэВ [104]:

штрихованной линией (правая шкала) показана зависимость переданного импульса от угла для $E_\pi = 60$ МэВ; сплошная — отвечает суммарному вкладу уровней отрицательной четности

1s-уровней в целом известны с более высокой точностью [102] (см. также табл. 6 обзора [1]). Поэтому измерения на совпадение подобно реализованным [62] в ^6Li можно распространить на другие ядра 1p-оболочки. Уменьшение выхода γ -квантов от (2p-1s)-перехода будет частично скомпенсировано ростом энергии рентгеновского излучения. К тому же сейчас увеличилась и интенсивность мезонного пучка по сравнению с интенсивностью 1976 г., когда были проведены эксперименты на ^6Li .

В настоящее время можно с определенным доверием относиться к оптическим потенциалам, которые извлекаются из данных по упругому рассеянию π -мезонов. Поэтому измерения РЗП на лету [103] являются естественным продолжением работ в этой области. В последнем случае можно варьировать переданный импульс так, чтобы доминирующими стали переходы интересующей нас мультипольности, что позволит определить характеристики уровней непосредственно из эксперимента.

Используя пионные пучки действующих мезонных фабрик, можно достичь передач импульса в интервале от 0,2 до 3 fm^{-1} . На рис. 23 показан в качестве примера результат [104] расчета сечения $^{16}\text{O}(\pi^-, \gamma)$ -реакции. Энергия π -мезона 60 МэВ. Рисунок отражает типичное поведение сечений для уровней с различными значениями спинов. При такой энергии падающего π -мезона переданный импульс достигает значения 1,5 fm^{-1} .

Указав преимущества реакции РЗП на лету, мы должны также подчеркнуть, что эти исследования очень трудны в практическом плане. Поэтому проведение широкой программы исследований, по-видимому, исключается. Перечислим ограничивающие обстоятельства. Для того чтобы выделить вклады отдельных уровней, необходимо достигнуть такого же разрешения, как и для РЗП с мезоатомных орбит, но теперь уже для γ -квантов более высокой энергии. Проблема разрешения усугубляется здесь еще и тем, что приходится считаться с потерей энергии π -мезонов в мишени и с разбросом импульсов в самом пучке. В качестве примера приведем в табл. 13 параметры уста-

Таблица 13. Типичные параметры установки, характерные для радиационного захвата π^- -мезонов на лету в реакции $^{13}\text{C}(\pi^+, \gamma)^{13}\text{N}$ при $E_\pi = 120$ МэВ

Разброс пучка по импульсу	$\pm 0,65\%$	1,05 *
Толщина мишени	0,22 см	1,05 *
Разрешение спектрометра		1,05 *
Полное разрешение (FWHM для $E_\gamma = 250$ МэВ), МэВ		1,80
Аксептанс, $\Delta\Omega\eta\gamma$		$3 \cdot 10^{-4}$
Поток частиц, с^{-1}		$3 \cdot 10^8$
Число событий, $[\text{мкб}/(\text{ср} \cdot \text{ч})]^{-1}$		4

* Вклад в полное разрешение, МэВ.

новки, необходимые для разделения вкладов основного и первого возбужденного состояния в ^{13}N в $^{13}\text{C}(\pi^+, \gamma)$ -реакции. Этот результат получен в эксперименте методического характера, выполненном в СИН [105].

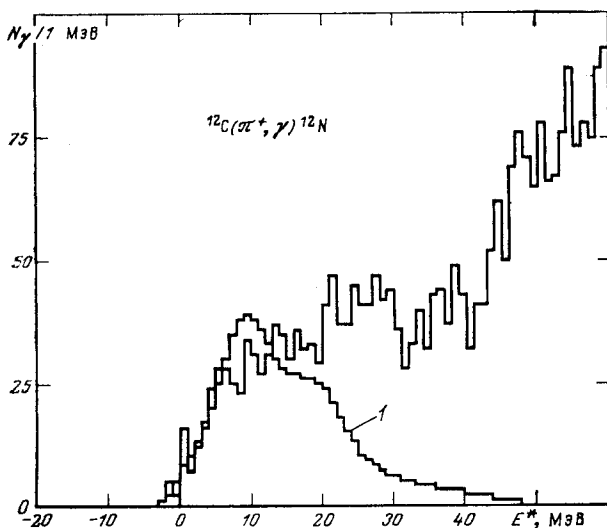


Рис. 24. Спектр γ -квантов для РЗП на лету [23] в $^{12}\text{C}(\pi^+, \gamma)^{12}\text{N}$ реакции при $E_\pi = 46$ МэВ:

Фоновые события от $^{13}\text{C}(\pi^+, \pi^0)$ -реакции появляются начиная с энергии возбуждения ядра $E^* = 40$ МэВ; 1 — результат свертки рассчитанного [108] распределения сил переходов с кривой разрешающей способности

В табл. 13 приведена также ожидаемая скорость набора событий. Этот пример, а также более ранние результаты, полученные в Лос-Аламосе [23, 106, 107], показывают (рис. 24), насколько трудным

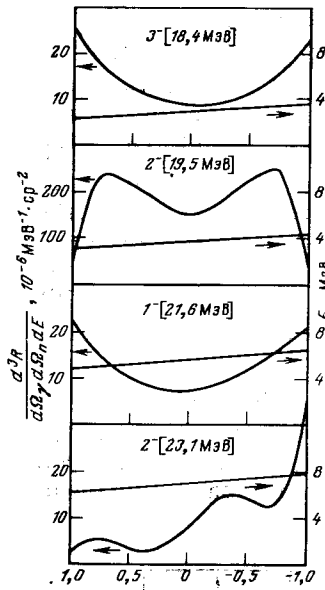


Рис. 25. Угловое распределение нейтронов от распада $^{16}\text{N}^* \rightarrow ^{15}\text{N}$ (осн. сост.) + n в результате РЗП ядром ^{16}O [16]:

прямая линия (ей отвечает правая шкала) указывает на энергию нейтронов

является проведение экспериментов по РЗП на лету, несмотря на то, что фоновые условия довольно благоприятны. Действительно, за кинематической границей реакции зарядового обмена проблема фона практически отсутствует, что позволяет изучать область энергии возбуждения ядра вплоть до 30 МэВ.

Из сказанного вытекает, что такие эксперименты будут, скорее всего, проводиться в тех случаях, когда можно ожидать однозначного ответа на специфические или интересные вопросы. В качестве примера можно привести $^{13}\text{C}(\pi^+, \gamma)$ -реакцию, в которой при проявлении эффекта так называемой *критической опалесценции* [109] ожидается

существенный рост дифференциального сечения под углом $\theta > 60^\circ$. В экспериментальном плане намного более благоприятная ситуация создается при рассмотрении другой обсуждавшейся возможности прямого определения спина ядерного состояния. Такая возможность возникает, если наблюдать корреляцию γ -кванта с любой частицей, появившейся в результате распада конечного ядра [2, 3, 16, 110, 111]. Чтобы указать на характерные черты таких экспериментов, обсудим несколько более детально реакцию $^{16}\text{O}(\pi^-, \gamma n)^{15}\text{N}$. Характерные кривые угловых распределений для уровней с различными значениями спинов, полученными в [16], даны на рис. 25. В расчете использовалась оболочечная модель с учетом непрерывного спектра. На рис. 25 приведена также зависимость энергии нейтронов от угла их вылета с тем, чтобы подчеркнуть, что измерения, основанные на методике времени пролета с умеренным разрешением (например, 1,5 нс для двухметровой базы), дают разрешение по энергии порядка 100 кэВ, если при этом добиться разрешения по углу вылета γ -кванта в 2° . Необходимость в точном определении энергии γ -кванта при этом не возникает. Детектор с умеренным разрешением (например, кристалл NaI, составленный из отдельных ячеек $6 \times 6 \times 40$ см с разрешением 6% при $E_\gamma = 130$ МэВ [112]) позволяет уменьшить число случайных совпадений и влияние других источников фона, например нейтронов. При потоке π -мезонов 10^7 с^{-1} , используя детектор нейтронов, описанный в [113], и упомянутые NaI кристаллы в матрице, содержащей 64 ячейки, получаем следующую оценку для скорости набора событий: для наиболее интенсивного $J^\pi = 2^-$ перехода в ^{16}O при небольшом

(примерно 10%) фоне случайных совпадений она равна 250 с^{-1} . При этом набор событий можно проводить одновременно для шести серий, где на каждую приходится интервал в 5° .

Этот пример показывает, что проведение экспериментов на совпадение вполне реально при использовании существующих технических средств. Такие эксперименты, безусловно, позволят существенно расширить понимание механизма РЗП. В прошлом уже были опубликованы результаты двух экспериментов такого типа [114, 115]. Однако разрешение и статистика были неудовлетворительными, и эти результаты не позволили сделать каких-либо определенных выводов.

Необходимо подчеркнуть, что ядро ^{16}O представляет собой удачный пример мишени, так как в дочернем ядре ^{15}N имеется энергетическая щель между основным состоянием и ближайшим возбужденным $E^* = 5,3 \text{ МэВ}$. Если существует несколько почти вырожденных состояний дочернего ядра, необходимо попытаться детектировать и γ -кванты девозбуждения с хорошим разрешением. При этом скорость набора событий уменьшится примерно в 50 раз, т. е. на фактор, определяющий эффективность конверсии парного спектрометра. Однако даже в этом случае эксперимент можно проводить, как показывает пример наблюдения (γ , n)-корреляции, в дейтерии [116].

Корреляционные эксперименты, конечно, не ограничиваются наблюдением распадных нейтронов. Могут регистрироваться и другие частицы или γ -кванты, сопровождающие распад уровней дочернего ядра и даже ядра, образовавшегося после испускания нейтрона. Для анализа роли кластеров в спектре высоких возбуждений ^6Li можно регистрировать γ -кванты в совпадении с дейтонами или ядрами трития. В литературе существует несколько примеров совпадательных экспериментов такого типа.

Один из авторов (М. Гмитро) выражает благодарность администрации Физического института цюрихского университета за гостеприимство во время визита, который позволил, в частности, закончить работу над этим обзором.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гмитро М., Киссенер Х. Р., Трюль П., Эрамжян Р. А.— ЭЧАЯ, 1982, т. 13, вып. 6, с. 1230.
2. Baer H.W., Crowe K.M., Truöl P.— Adv. Nucl. Phys., 1977, v. 9, p. 177.
3. Балашов В. В., Коренман Г. Я., Эрамжян Р. А.— Поглощение мезонов атомными ядрами. М., Атомиздат, 1978.
4. Jäger H.U., Kissener H.R., Eramzhyan R.A.— Nucl. Phys. A, 1971, v. 171, p. 16, 584; Aswad A. e.a.— Nucl. Phys. A, 1973, v. 208, p. 61.
5. Kissener H.R., Eramzhyan R.A., Jäger H.U.— Nucl. Phys. A, 1973, v. 207, p. 78; Kissener H.R. e.a.— Nucl. Phys. A, 1974, v. 219, p. 601.
6. Baer H.W. e.a.— Phys. Rev. C, 1975, v. 12, p. 921.
7. Ohtsuka N., Ohtsubo H.— Nucl. Phys. A, 1978, v. 306, p. 513; Progr. Theor. Phys., 1980, v. 64, p. 2128; Ohtsuka N. Thesis. Osaka University, 1978.
8. Ohtsubo H., Nishiyama T., Kawaguchi M.— Nucl. Phys. A, 1974, v. 224, p. 164.
9. Cohen S., Kurath D.— Nucl. Phys., 1965, v. 73, p. 1.
10. Jäger H.U., Kirchbach M.— Nucl. Phys. A, 1977, v. 291, p. 52.

11. Gillet V.— Nucl. Phys., 1964, v. 51, p. 410; Gillet V., Vinh Mau N.— Nucl. Phys., 1964, v. 54, p. 321; Gillet V., Sanderson E.A.— Nucl. Phys., 1964, v. 54, p. 472.
12. Millener D.J., Kurath D.— Nucl. Phys. A, 1975, v. 255, p. 315.
13. Kuo T.T.S.— Nucl. Phys. A, 1967, v. 103, p. 71.
14. Barker F.C.— Nucl. Phys., 1966, v. 83, p. 418.
15. Rosenfeld L.— Nuclear Forces. Amsterdam, North-Holland, 1948.
16. Balashov V.V., Wunsch R.— J. Phys.: Nucl. Phys. G, 1978, v. 4, p. L239; Wunsch R.— Nucl. Phys. A, 1980, v. 336, p. 446.
17. Eramzhyan R.A. e.a.— Nucl. Phys. A, 1977, v. 290, p. 294.
18. Kissener H.R. e.a.— Nucl. Phys. A, 1978, v. 312, p. 394.
19. Kissener H.R., Eramzhyan R.A.— Nucl. Phys. A, 1979, v. 326, p. 289.
20. Bardin G. e.a.— Phys. Lett. B, 1978, v. 79, p. 52.
21. Mukhopadhyay N.C.— Phys. Reports C, 1977, v. 30, p. 1.
22. Perrenoud A. e.a.— Report. Université de Lausanne, 1981.
23. Martoff C.J.— Thesis, University of California, Berkeley, 1980.
24. Kissener H.R. e.a.— Nucl. Phys. A, 1978, v. 302, p. 523.
25. Kissener H.R. e.a.— Report Zfk Rossendorf, 1979.
26. Wildenthal B.H. e.a.— Phys. Rev. C, 1971, v. 4, p. 1708.
27. Wildenthal B.H., Chung W.— In: Mesons in nuclei. Eds M. Rho and D.H. Wilkinson. Vol. II. Amsterdam, North-Holland, 1979, p. 721.
28. Perroud J.P.— In: Invited talk, 5th Seminar on Electromagnetic Interactions of Nuclei at Low and Intermediate Energies. M., Nauka, 1981, p. 26.
29. Fagg L.W.— Rev. Mod. Phys., 1975, v. 47, p. 683.
30. Flanz J.B. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 43, p. 1922.
31. Yamaguchi A. e.a.— Phys. Rev. C, 1971, v. 3, p. 1750.
32. Richter A.— Invited talk, Int. Conf. on Nucl. Phys. with Electromagnetic Interactions. Ed. by H. Arenhövel and D. Drechsel. Mainz, 1979, p. 19; Richter A., Knüpfel W.— In: Intern. School of Intermediate Energy Nuclear Physics. Ariccia, Rome, 1979.
33. Davies H., Muirhead H., Woulds J.N.— Nucl. Phys., 1966, v. 78, p. 673.
34. Bertsch G.— Nucl. Phys. A, 1981, v. 354, p. 157 c.
35. Goodman Ch.D.— Invited talk, 9th ICOHEPANS, Versailles, 1981; Richter A.— Introductory Report at Session B, 9th ICOHEPANS, Versailles, 1981.
36. Steffen W. e.a.— Phys. Lett. B, 1980, v. 95, p. 23.
37. Foldy L.L., Walecka J.D.— Phys. Rev. B, 1965, v. 140, p. 1339.
38. Martoff C.J. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1981, v. 46, p. 891.
39. Ajzenberg-Selove F., Lauritsen T.— Nucl. Phys. A, 1974, v. 227, p. 1; Ajzenberg-Selove F.— Nucl. Phys. A, 1975, v. 248, p. 1; Ibid., 1976, v. 268, p. 1.
40. Alder J.C. e.a.— In: Proc. Intern. Topical Confer. on Meson Nuclear Physics. Pittsburgh, 1976.
41. Alder J.C. e.a.— In: Photopion Nuclear Physics. Ed. P. Stoler. N.Y., Plenum Press, 1979, p. 101.
42. Brady F.P., Needham G.A.— In: The (n, p)-Reaction and the Nucleon-Nucleon Force. Eds Ch.D. Goodman e.a. Plenum Press, 1980, p. 357.
43. Goodman Ch.D. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1980, v. 44, p. 1755.
44. Бояркина А. Н.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1964, т. 28, с. 337.
45. Goulard B. e.a.— Phys. Rev. C, 1977, v. 16, p. 1999.
46. Figureau A., Mukhopadhyay N.C.— Nucl. Phys. A, 1980, v. 338, p. 514.
47. Clerc H.G., Kuphal E.— Z. Phys., 1968, Bd 211, S. 451.
48. Perrenoud A.— Thèse, Université de Lausanne, 1980.
49. Belloti E. e.a.— SIN Physics Report No I, 1976, p. 41.
50. Giffon M. e.a.— Phys. Rev. C, 1981, v. 24, p. 241.
51. Bukhvostov A.P. e.a.— Acta Phys. Polon. B, 1972, v. 3, p. 375; Kissener H.R. e.a.— Nucl. Phys. A, 1973, v. 215, p. 424.
52. Ansaldo E.J. e.a.— Nucl. Phys. A, 1979, v. 322, p. 237.
53. Perroud J.P.— In: Photopion Nuclear Physics. Ed. P. Stoler, N.Y., Plenum-Press, 1979, p. 69.

54. **Mukhopadhyay N.C.**— Phys. Lett. B, 1973, v. 44, p. 33; — Ibid., v. 45, p. 309.
55. **Bergström J.C. e.a.**— Phys. Rev. C, 1971, v. 4, p. 1514.
56. **Calarco Y.R. e.a.**— In: Workshop on Nuclear Structure with Medium Energy Probes. LASL, 1980.
57. **Knüpfer W., Dillig M., Richter A.**— Phys. Lett. B, 1980, v. 95, p. 349.
58. **Mottelson B.**— In: Elementary Modes of Excitation. Eds A. Bohr, R.A. Broglia. Amsterdam, North-Holland, 1977.
59. **Ишханов Б. С. и др.**— ЭЧАЯ, 1981, т. 12, с. 905.
60. **Dogotar G.E. e.a.**— J. Phys. G: Nucl. Phys., 1979, v. 5, p. L221.
61. **Eramzhyan R.A., Gmitro M., Kissener H.R.**— Nucl. Phys. A, 1980, v. 338, p. 436.
62. **Renker D. e.a.**— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 41, p. 1279.
63. **Сакаев Р. А., Эрамжян Р. А.**— Сообщения ОИЯИ, Дубна, 1976, P2-9610.
64. **Bistirlich J. e.a.**— Phys. Rev. Lett., 1970, v. 25, p. 960.
65. **Trüöl P. e.a.**— Phys. Rev. Lett., 1974, v. 32, p. 1268.
66. **Miller J.P. e.a.**— Nucl. Phys. A, 1980, v. 343, p. 347.
67. **Gabioud B. e.a.**— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 42, p. 1508.
68. **Черкасов А. С.**— Ядерная физика, 1978, т. 28, с. 639.
69. **Horikawa Y., Lenz F., Mukhopadhyay N.C.**— Phys. Rev. C, 1980, v. 22, p. 1680.
70. **Ahrens J. e.a.**— Nucl. Phys. A, 1975, v. 251, p. 479.
71. **Baer H.W. e.a.**— In: 9th ICONEPANS, Versailles, 1981, Contr. H52, p. 339.
72. **Kissener H.R., Eramzhyan R.A.**— In: Photopion Nuclear Physics. Ed. P. Stoler. N.Y., Plenum-Press, 1979, p. 117.
73. **Dogotar G.E. e.a.**— Report JINR, Dubna, 1978, E2-11296.
74. **Patrick B.H. e.a.**— J. Phys. G: Nucl. Phys., 1975, v. 1, p. 874. Jury J.W. e.a.— Phys. Rev. C, 1979, v. 19, p. 1684.
75. **Kline F.Y. e.a.**— Nuovo cimento A, 1974, v. 23, p. 137.
76. **Ensslin N. e.a.**— Phys. Rev. C, 1979, v. 19, p. 569.
77. **Strassner G. e.a.**— Phys. Rev. C, 1979, v. 20, p. 248.
78. **Elliott J.P., Flowers B.H.**— Proc. Roy. Soc. A, 1955, v. 229, p. 536.
79. **Hock G.**— Report JINR, Dubna, 1971, P4-6102.
80. **Bendel W.L. e.a.**— Phys. Rev. C, 1971, v. 3, p. 1821.
81. **Knüpfer W. e.a.**— Phys. Lett. B, 1977, v. 66, p. 305.
82. **Schneider R. e.a.**— Nucl. Phys. A, 1979, v. 323, p. 13.
83. **Wildenthal B.H. e.a.**— Phys. Lett. B, 1968, v. 26, p. 692.
84. **Alder J.E. e.a.**— In: Photopion Nuclear Physics. Ed. P. Stoler. N.Y., Plenum-Press, 1979, p. 107; **Trüöl P.**— In: Proc. Intern. Confer. on Nucl. Phys. with Electromagnetic Interactions, Mainz, 1979. Lecture Notes in Physics, v. 108, p. 351.
85. **Eramzhyan R.A. e.a.**— Czech. J. Phys. B, 1978, v. 28, p. 1080.
86. **Alder J.C. e.a.**— In: 7th ICONEPANS, Zürich, 1977. Contr. C15, p. 44.
87. **Ebert K., Meyer-ter-Vehn J.**— Phys. Lett. B, 1978, v. 77, p. 24.
88. **Kim C.W., Primakoff H.**— Phys. Rev. B, 1965, v. 140, p. 566.
89. **Maguire W., Werntz C.**— Nucl. Phys. A, 1973, v. 205, p. 211.
90. **Szydlik P., Werntz C.**— Phys. Lett. B, 1974, v. 51, p. 209.
91. **Bergström J.C., Auer I.P., Hicks R.S.**— Nucl. Phys. A, 1975, v. 251, p. 401.
92. **Bergström J.C.**— Phys. Rev. C, 1980, v. 21, p. 2496.
93. **Willey R.S.**— Nucl. Phys., 1963, v. 40, p. 529.
94. **Cammarata J.B., Donnelly T.W.**— Nucl. Phys. A, 1976, v. 267, p. 365.
95. **Neuhausen R., Hutcheon R.M.**— Nucl. Phys. A, 1970, v. 164, p. 497.
96. **Deutsch J. e.a.**— Phys. Lett. B, 1968, v. 26, p. 315.
97. **Audit G. e.a.**— Phys. Rev. C, 1979, v. 15, p. 1415.
98. **Majling L. e.a.**— Report. Lebedev Institute of Physics, Moscow, 1980 No 205.

99. Кудеяров Ю. А. и др.— Ядерная физика, 1966, т. 4, с. 1048; Кудеяров Ю. А., Эрамжян Р. А.— Ядерная физика, 1969, т. 9, с. 494.
100. Ajzenberg-Selove F.— Nucl. Phys. A, 1978, v. 300, p. 1.
101. Leisi H.— ETH Zürich report, 1981.
102. Backenstoss G.— Ann. Rev. Nucl. Sci., 1970, v. 20, p. 467.
103. Reynaud G.W., Tabakin F.— Phys. Rev. C, 1981, v. 23, p. 2652.
104. Гмытро М. и др. Сборник аннотаций. Харьков, 1982.
105. Martoff C.J. e.a.— SIN proposal R80-08.
106. Truöl P.— Nucl. Phys. A, 1980, v. 335, p. 55.
107. Miller J.P. e.a.— Bull. Amer. Phys. Soc., 1979, v. 24, p. 647.
108. Cannata F. e.a.— Canad. J. Phys., 1974, v. 52, p. 1405.
109. Delorme J.— In: Workshop «From Collective States to Quarks in Nuclei». Bologna, 1980; Report LYCEN 8088, October 1980; Crowe K.M. e.a.— In: 9th ICONEPANS, Versailles, 1981, Contr. J20, p. 405.
110. Eramzhyan R.A., Gmitro M., Tosunjan L.A.— J. Phys. G: Nucl. Phys., 1978, v. 4, p. L233; Czech. J. Phys. B, 1979, v. 29, p. 370.
111. Балашов В. В. и др.— ЭЧАЯ, 1973, т. 4, с. 585.
112. Bay A. e.a. SIN Newsletter, 1982, v. 14, p. NL65.
113. Tran M.T. e.a.— Nucl. Phys. A, 1979, v. 324, p. 301.
114. Lam W.C. e.a.— Phys. Rev. C, 1974, v. 10, p. 72.
115. Alder J.C. e.a.— Lett. Nuovo cimento, 1970, v. 4, p. 256.
116. Gabioud B.— Thèse, Université de Lausanne, 1980.