

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



С343а  
А-90

1/1v-24

P4 - 7627

1237/2-74

А. Асвад, Г.У. Егер, Г.Р. Киссенер, Р.А. Эрамжян

ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЕ ЯДРА  $^{13}\text{C}$

**1973**

ЛАБОРАТОРИЯ  
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

P4 - 7627

А. Асвад,<sup>1</sup> Г.У. Егер, Г.Р. Киссенер,<sup>2</sup> Р.А. Эрамжян

ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЕ ЯДРА  $^{13}\text{C}$

---

<sup>1</sup> Университет г. Дамаска (Сирия)

<sup>2</sup> ЦИЯИ, Россендорф (ГДР)

## I. Введение

В предыдущих работах<sup>/1,2/</sup> в рамках модели оболочек с учётом всех состояний, соответствующих  $1h\omega$ -возбуждению, нами были рассчитаны для ряда ядер  $1p$ -оболочки уровни аномальной чётности. В этом же подходе были рассмотрены вопросы возбуждения и распада гигантского резонанса в процессах фотопоглощения и мю-захвата<sup>/1,2/</sup>. Распад состояний гигантского резонанса с испусканием нуклонов рассматривался в рамках  $R$ -матричной теории с использованием формализма приведённых ширин. Как следует из этих работ, теоретически удается описать большую совокупность экспериментальных данных — спектроскопические характеристики низколежащих уровней, полные и парциальные сечения фоторасщепления.

В используемом подходе остаточное взаимодействие между нуклонами в ядре выбиралось таким образом, чтобы воспроизводились экспериментальные данные о положении уровней в ядрах с  $A = 13$  и  $14$ . Возникающие в модели так называемые ложные состояния, связанные с возбуждением центра масс системы, исключались путём диагонализации соответствующего этому возбуждению гамильтониана. Детально процедура расчёта и используемые параметры приводятся в работе<sup>/1/</sup>.

В настоящей работе мы продолжаем начатые в<sup>/1,2/</sup> исследования и рассматриваем процесс фоторасщепления в ядре  $^{13}\text{C}$ . Основное внимание мы уделяем изучению парциальных спектров испускаемых нуклонов. В опубликованных ранее<sup>/16-18,21/</sup> теоретических работах рассматривались либо полные, либо парциальные, но просуммированные по низколежащим уровням ядра  $^{12}\text{C}$  сечения фоторасщепления. В последнее время получены экспериментальные указания<sup>/6/</sup> относительно характера заселения уровней остаточного ядра в реакции  $^{13}\text{C}(\gamma, n)^{12}\text{C}$ . Из этих данных следует, что высоковозбуждённые

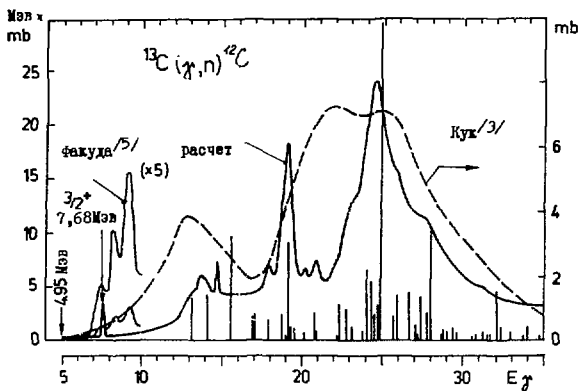


Рис. 1. Теоретическое и экспериментальное <sup>3,5/</sup> сечения реакции  $^{13}\text{C}(\gamma, n)$  в зависимости от энергии  $\gamma$  - квантов.

состояния в  $^{12}\text{C}$  заселяются с большой вероятностью. Мы рассмотрим детально нуклонные каналы распада гигантского резонанса в ядре  $^{13}\text{C}$  на различные уровни дочернего ядра и обсудим спектры нуклонов, соответствующие определённому конечному состоянию.

Гигантский резонанс в ядре  $^{13}\text{C}$  изучался экспериментально как в прямых -  $(\gamma, p)$ ,  $(\gamma, n)$ ,  $(e, e')$ , так и в обратной  $(p, \gamma)$ -реакциях. Процесс  $^{13}\text{C}(\gamma, n)$  исследовался с помощью тормозных  $\gamma$ -квантов многими авторами: в работе<sup>/3/</sup> в области энергий возбуждения от 5 до 40 Мэв, в работе<sup>/4/</sup> - от 5 до 8 Мэв и в работе<sup>/5/</sup> - от 5 до 14 Мэв. В работе<sup>/6/</sup> измерения проводились при двух значениях верхней границы энергии тормозного спектра  $\gamma$ -квантов - 21 и 28 Мэв.

Реакция  $^{13}\text{C}(\gamma, p)$  изучалась в работах<sup>/3,7,8/</sup> в энергетической области от 17 до 40 Мэв. Имеются также экспериментальные данные по электровозбуждению<sup>/9-11/</sup> ядра  $^{13}\text{C}$ . Обратная  $(p, \gamma)$  реакция изучалась в работах<sup>/12-14/</sup>. Сводку полученных экспериментальных результатов, а также ссылки на ранние исследования можно найти в работе<sup>/15/</sup>.

Сечение процесса  $^{13}\text{C}(\gamma, p)$  медленно растёт от порога ( $E = 4,47$  Мэв) до энергии 10 Мэв. В этой области видны небольшие пики при энергиях возбуждения  $E_x = 7,5$ ; 8,2; и 9,1 Мэв, обусловленные  $E1$ - и  $M1$ -переходами в изолированные уровни ядра  $^{13}\text{C}$  со спинами  $1/2^-$  и  $3/2^+$ . Затем в области от 11 до 16 Мэв отчётливо наблюдается структура, обусловленная пиком-резонансом, и в интервале 20-26 Мэв - гигантский резонанс (рис. 1).

В сечении процесса  $^{13}\text{C}(\gamma, p)$ , порог которого равен  $Q = 17,535$  Мэв, виден только один широкий максимум (при энер-

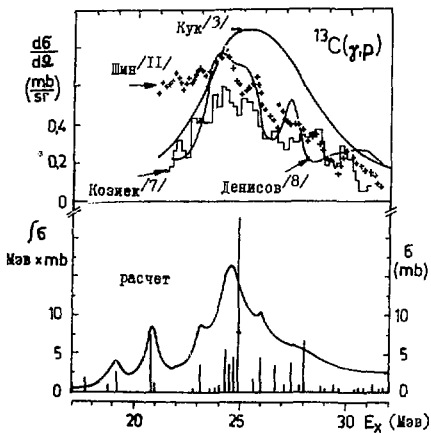


Рис. 2. Теоретическое и экспериментальное  $^{13}\text{C}(\gamma, p)$  сечение реакции  $^{13}\text{C}(\gamma, p)$  в зависимости от энергии  $\gamma$ -квантов.

гии 25 Мэв), на фоне которого проявляется структура (см. рис. 2). В обратной реакции  $^{12}\text{C}(\beta,\beta_0)^{13}\text{N}$  чётко выделяются пики при энергиях возбуждения ядра  $^{13}\text{N}$  13; 20; 32 Мэв и, возможно, при 24 Мэв (см. рис. 3). В этом процессе возбуждается только та ветвь резонанса, которая связана с изоспиновой компонентой  $T_2$  (смешиванием уровней по изоспину мы пренебрегаем). Последние измерения<sup>/14/</sup> показали, что в интервале энергий от 9,8 до 17 Мэв наблюдаются два минимума при энергиях 11,8 и 14 Мэв, положение которых совпадает с положением уровней  $\frac{3}{2}^- (E=11,88 \text{ Мэв})$  и  $\frac{3}{2}^- (E=13,96 \text{ Мэв})$ , а также узкий максимум, соответствующий  $M1$ -переходу с уровня  $3/2^-, T = 3/2, E = 15,07 \text{ Мэв}$  в основное состояние ядра  $^{13}\text{N}$ .

## 2. Гросс-структура сечения фоторасщепления

Гросс-структура кривой фотопоглощения и расщепления по каналам  $(\beta, p)$  и  $(\beta, n)$  исследовалась многими авторами. Эти характеристики рассчитывались в разных подходах. Все подходы передают качественную особенность спектра - расщепление по изоспину. На рис. 4 приведены результаты расчёта сечения фотопоглощения, выполненного а) в приближении, учитывающем только состояния типа две частицы - одна дырка  $(2p-1h)$ <sup>/16,17,б)</sup> в приближении, учитывающем связь частиц с остовом<sup>/18/</sup>. Там же приведена и кривая фотопоглощения, полученная в настоящем расчёте. В работе<sup>/16/</sup> остаточное взаимодействие выбиралось в виде сил Сопера с радиальной зависимостью в виде  $\delta$ -потенциала. Причём для того, чтобы воспроизвести положение пики-резонанса, пришлось несколько модифицировать эту часть взаимодействия. В работе<sup>/17/</sup> для описания остаточного взаимодействия использовался потенциал Табакина. В работе<sup>/18/</sup> применялся обменный вариант Розенфельда и Шилле.

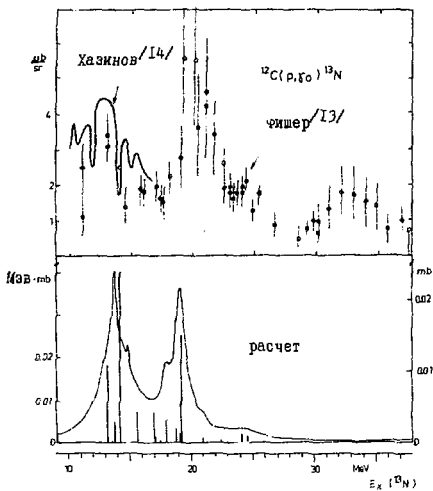


Рис. 3. Теоретическое и экспериментальное  $^{13,14}$  сечения реакции  $^{12}\text{C}(p, \alpha)^{13}\text{N}$ .



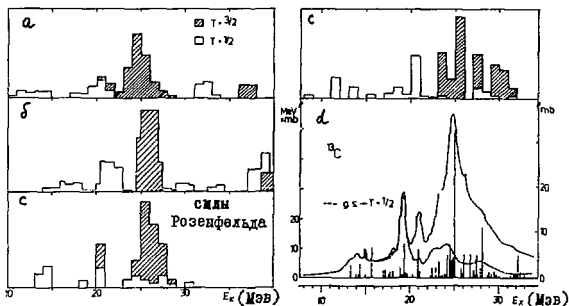


Рис. 4. Сравнение результатов расчётов сечения фотоионизации, выполненных в различных подходах:

- а) учтены только  $2p-4s$  состояния /16/, расчёт проведён с силами Сопера;
- б) то же приближение, что и в а), но с силами Табакина /17/.
- в) учёна связь частиц с остовом /18/; расчёт проводился как с силами Розенфельда, так и с силами Жилле.
- д) результат данной работы.

Таблица I.

Спектроскопические факторы наиболее сильных парциальных переходов в процессе  $B_C(\delta, \eta) {}^{12}C$

Начальное состояние		$\int_{\epsilon}^{\infty} d\epsilon$ (норм. МэВ)	Конечное состояние		Спектроскопические факторы		
$J_i^{\pi}, T$	$E_x$ (МэВ)		$J_f^{\pi}, T_f$	$E_x$	$1d_{3/2}$	$2s_{1/2}$	$1d_{5/2}$
1/2 <sup>+</sup> , 1/2	15,6	10	0 <sup>+</sup> , 0	0	-	0,010	-
			2 <sup>+</sup> , 0	4,44	0,514	-	0,051
			0 <sup>+</sup> , 0	10,3	-	0,054	-
3/2 <sup>+</sup> , 1/2	19,2	12	0 <sup>+</sup> , 0		-	-	0,007
			2 <sup>+</sup> , 0	4,44	0,008	0,002	0,002
			1 <sup>+</sup> , 0	12,7	0,286	0,001	0,001
3/2 <sup>+</sup> , 3/2	24,9	52	1 <sup>+</sup> , 1	15,11	0,095	0,001	0,050
			2 <sup>+</sup> , 1	16,11	0,237	0,022	0,010

В настоящей работе мы используем взаимодействие „ $CAI$ ” с амплитудой  $V_0 = 60$  Мэв и учитываем все состояния типа  $1s^4 1p^3 (2s-1d)$  и  $1s^3 1p^{10}$ , соответствующие  $1h\omega$  - возбуждению.

Во всех расчётах главный максимум находится при  $E_x = 25$  Мэв и отвечает коллективному состоянию  $J^\pi, T = 3/2^+, 3/2$ .

Пигми-резонанс при  $E_x = 14$  Мэв и максимум в сечении  $(\gamma, n)$ -реакции при  $E_x = 21$  Мэв, который также проявляется в обратной реакции  $^{12}C(p, n)$ , связан с состояниями, изоспин которых равен  $T_z = 1/2$ . Структуру основного состояния ядра  $^{12}C$  определяют две компоненты:  $73\% |1p_{1/2}^4\rangle$  и  $26\% |1p_{3/2}^2 1p_{1/2}^2\rangle$ . В случае EI-перехода одночастичные возбуждения  $1p_{3/2} \rightarrow 1d_{3/2}$  и  $1p_{3/2} \rightarrow 1d_{5/2}$  сильнее, чем  $1s_{1/2} \rightarrow 1p_{3/2}$ . Среди первых двух последний доминирует. Расчёт показывает, что наиболее сильные резонансы вплоть до энергий возбуждения  $\sim 30$  Мэв обусловлены в значительной степени  $1p_{3/2} \rightarrow 1d_{5/2}$  возбуждением. В результате распад этих резонансов с испусканием нуклонов будет приводить главным образом к заселению возбуждённых состояний дочернего ядра (см. таблицу I). Переходы, обусловленные возбуждением валентного  $1p_{1/2}$  - нуклона, приходятся на низколежащую область, и их интенсивность невелика. Область возбуждения, соответствующая переходу нуклона из  $1s$ -оболочки, находится в районе 40 Мэв.

### 3. Соотношения между различными каналами распада

Расчитанное значение полного сечения фотопоглощения превышает величину, которая следует из правила сумм, приблизительно на 60%. Это типичный для оболочечной модели результат. Сечение распределилось между ветвями с  $T_z$  и  $T_z$  в отношении 1:2. Основные переходы, формирующие спектр нуклонов, показаны на

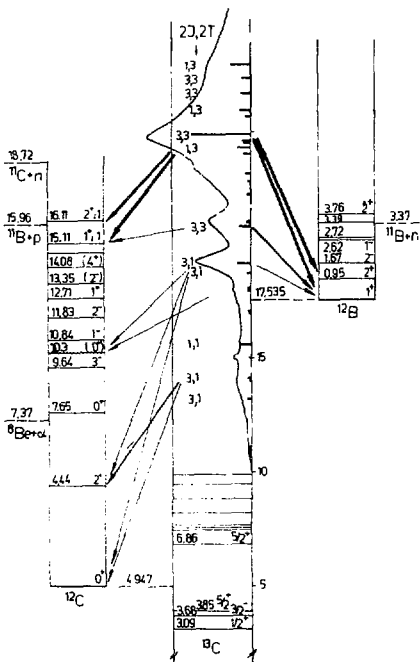


Рис. 5. Основные переходы, формирующие гигантский резонанс в ядре  $^{13}\text{C}$ .

рис. 5. Мы ограничились рассмотрением в дочернем ядре только уровней положительной чётности. Как показали расчеты<sup>/1/</sup>, в соседних ядрах с  $A=14$  уровни такой природы заселяются слабо, и их интенсивность оказывается порядка 5%. Такая же картина должна наблюдаться и в случае ядра  $^{13}\text{C}$ .

Ветвь гигантского резонанса, соответствующая изоспиновой компоненте  $T_c$ , распадается на уровни дочернего ядра как с изоспином  $T=0$ , так и с  $T=1$ . Эта ветвь распадается главным образом по нейтронному каналу, что в значительной степени связано с малой величиной порога этой реакции. В частности, пикми-резонанс в районе 15 Мэв может распадаться только на уровни ядра  $^{13}\text{C}$ , расположенные ниже 10 Мэв. Так как возбуждение этой области связано, в основном, с переходом  $1p_{3/2} \rightarrow 1d_{5/2}$ , то в дочернем ядре заселяются преимущественно уровни с конфигурацией  $1p_{3/2}^{-1} 1p_{1/2}$ . В результате распад пикми-резонанса приводит к преимущественному заселению уровня  $2^+$ ,  $E = 4,44$  Мэв по сравнению с основным состоянием (см. таблицу I). Этот вывод согласуется с результатами работ<sup>/5,6,16/</sup>. Как следует из полученных результатов, интегральное сечение на уровень  $2^+$  (27 мбарн·Мэв) в три раза превышает соответствующее сечение на основное состояние (8,5 мбарн·Мэв). Экспериментально эти величины приблизительно равны, что следует из сопоставления двух реакций - ( $\gamma, n$ ) в области пикми-резонанса и обратной  $^{12}\text{C}(p, n)^{13}\text{N}$ . Возможной причины такого расхождения мы коснёмся позднее.

Последующие уровни ядра  $^{13}\text{C}$  ( $0^+$ ,  $E = 7,65$  Мэв и  $3^-$ ,  $E = 9,64$  Мэв) заселяются слабо. Что касается первого уровня, то это связано с тем обстоятельством, что его структура определяется сложными возбуждениями, в результате которых либо два, либо четыре нуклона перешли в  $(2s-1d)$  - оболочку. Ветвь гигантско-

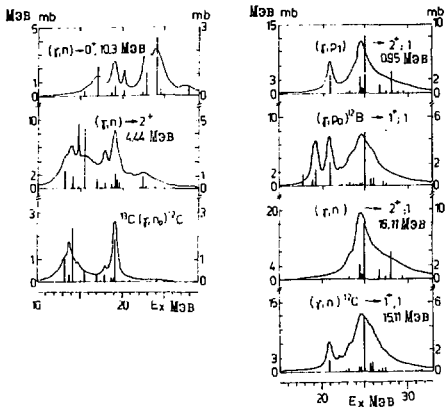


Рис. 6. Частичные  $^{12}\text{C}(\sigma, p)$  и  $^{13}\text{C}(\sigma, n)$  сечения на определённые уровни ядер  $^{12}\text{C}$  и  $^{13}\text{C}$ .

го резонанса с изоспином  $T_2$  в районе 20 Мэв распадается главным образом на низколежащие уровни ядер  $^{12}\text{C}$  и  $^{11}\text{B}$ .

Ветвь гигантского резонанса с изоспином  $T_2$  распадается только на уровни дочернего ядра с изоспином  $T=1$ . Уровни с  $T=2$  лежат слишком высоко, и распадом на них можно пренебречь. Нейтронные и протонные спектроскопические факторы для  $T_2$  ветви резонанса относятся как  $S_n/S_p = 2$ . И хотя фактор проницаемости для протонов несколько больше, чем для нейтронов, основным является канал  $(\gamma n)$ .

Согласно расчёту, главному максимуму соответствует состояние с энергией 25 Мэв. Его возбуждение связано с переходом  $1p_{3/2} \rightarrow 1d_{5/2}$ . Эта структурная особенность должна проявиться в угловых распределениях вылетающих нейтронов. В результате распада состояния, сформировавшего главный максимум, преимущественно заселяются уровни  $2^+$  и  $1^+$  с  $T=1$ . Уровень  $1^+$ ,  $T=1$  ( $E = 15,11$  Мэв) стабилен относительно последующего нуклонного распада; его возбуждение снимается электромагнитным излучением в основное состояние.

В таблице 1 приведены спектроскопические факторы для состояний, вносящих основной вклад в структуру гигантского резонанса. В таблице 2 приведены интенсивности заселения различных состояний конечного ядра. Соответствующие парциальные спектры в зависимости от энергии  $\gamma$ -квантов приведены на рис. 6. Величины интегральных сечений для каждого уровня приводятся в таблице 3. Общая картина неплохо согласуется с экспериментальными данными.

На рис. 3 сравниваются кривые экспериментального и теоретического сечения процесса  $^{12}\text{C}(\rho, \rho_0)$ . Последняя получена методом

Таблица 2

Заселение различных уровней конечных ядер  $^{12}\text{C}$  и  $^{12}\text{B}$  (в %)

Конечное состояние		Заселение (%)	
$E_x$ (МэВ)	$J^{\pi}, T$		
$^{12}\text{C}$	0	$0^+, 0$	2,5
	4,44	$2^+, 0$	8
	10,3	$0^+, 0$	4
	15,11	$1^+, 1$	8
	16,11	$2^+, 2$	13
	сумма по всем уровням		63
$^{12}\text{B}$	0	$1^+, 1$	8
	0,95	$2^+, 1$	11
	сумма по всем уровням		37



Таблица 3.

Интегральные сечения для различных процессов фоторасщепления  
в ядре  $^{13}\text{C}$ .

Процесс	Энергетический интервал $E$ (МэВ)	Интегральное сечение ( мбарн·Мэв)	
		Экспериментальные данные	Расчёт
$(\gamma, n)$	5 - 10	$2^a)$	0,3 (E1) 0,6 (M1)
	10-14	$14^a)$	10
	5-17	$20^b)$	
		$22^b)$	22
	17-38	70 ... 95	158
$(\gamma, p)$	18-24	$55^b)$	58

а) по данным работы /5/

б) по данным работы /10/

в) по данным работы /3/

детального равновесия из кривой сечения  $^{13}N(\delta, R)^{12}C$ . Ход сечений вплоть до 25 Мэв согласуется друг с другом, хотя абсолютные значения различаются заметно. Абсолютное значение экспериментального сечения получено путем графического интегрирования. Площадь под экспериментальной кривой <sup>/14/</sup>, полученной путем измерения сечения под углом  $\theta = 90^\circ$  в энергетической области от 10 до 17 Мэв, равна 22,2 микробарн·Мэв/стерад. В предположении изотропного распределения это даёт 280 микробарн·Мэв. Рассчитанное значение — 82 микробарн·Мэв. Выше 25 Мэв расхождение увеличивается, и, в частности, в используемом подходе не удаётся получить третий максимум <sup>/13/</sup> при энергии 32 Мэв. В работе <sup>/19/</sup> была рассмотрена возможность интерпретации экспериментальных данных об обратной реакции в рамках возбуждения только валентного  $1p_{1/2}$ -нуклона. При этом было получено согласие в абсолютном значении экспериментального (27 мбарн·Мэв) и теоретического <sup>/20/</sup> (25 мбарн·Мэв) сечения. Последнее основано на использовании правила суммы для возбуждения валентного нуклона. Однако возбуждение валентного нуклона может привести только к двум пикам ( $1p_{1/2} \rightarrow 2S_{1/2}$  и  $1p_{1/2} \rightarrow 1d_{3/2}$ ), причем последний должен быть интенсивнее первого. Отсюда следует, что экспериментальные данные не укладываются в схему, связанную с возбуждением только  $1p_{1/2}$ -нуклона. Что же касается совпадения интегральных сечений, то оно могло оказаться случайным. Таким образом, в рамках используемого подхода не удалось описать экспериментальные данные о реакции  $^{12}C(p, \delta_0)^{13}N$ . Причина этого не совсем ясна. Правда, в области пикми-резонанса экспериментальное значение сечения получено, во-первых, в предположении об изотропном характере углового распределения, и, во-вторых, в пренебрежении фоном от других процессов. Учёт этих факторов приведёт к изменению сечения в нужную сторону. Что же касается третьего максимума, расположенного выше основного мак-

Таблица 4.

Интегральные сечения фоторасщепления на низколежащие уровни ядра  $^{13}\text{C}$ . Экспериментальные данные - из работы<sup>/5/</sup>.

Величины, приведённые в скобках, рассчитаны в работе<sup>/21/</sup> в модели слабой связи

Уровни $E_x(\text{МэВ})$	$J^\pi, T$	$E_\gamma$ (МэВ)	$\int \sigma_\gamma dE_\gamma$ (мбарн. МэВ) эсп.	Интенсивность перехода(теория)	Тип перехода
3,086	$1/2^+$			0,1	E1
3,684	$3/2^-$			0,4	M1
7,68	$3/2^+$	7,5	0,3	0,2 (0,007)	E1
8,25	$3/2^+$	8,2	0,6	0,1 (0,45)	E1
8,86	$1/2^-$	9,1	1,2	0,3	M1
9,52 } 9,90 } 11,80 }	$3/2^-$			0,3	M1
10-14 Мэв			14	10 (12)	E1
15,11	$3/2^-, 3/2$			0,9	M1

сумма гигантского резонанса, то его появление может быть связано также и с  $E_2$  - возбуждениями или с другими механизмами. Поэтому представляет большой интерес измерение угловых характеристик процессов в области этих пиков, что позволит получить информацию об их природе.

#### 4. Интегральное сечение в области ниже пикви-резонанса

Рассчитанные значения сечения поглощения на уровне  $^{13}\text{C}$ , лежащие в области энергии ниже пикви-резонанса, по своей величине меньше экспериментальных ( см. таблицу 4). В этом случае лучшее согласие имеется в рамках модели слабой связи  $^{12}\text{I}$ . Наибольшее расхождение наблюдается для уровня  $3/2^+$ ,  $E = 8,25$  Мэв. Интегральное сечение вплоть до энергий возбуждения 14 Мэв с учётом  $M1$  - перехода в целом согласуется с экспериментальной величиной. Небольшое уменьшение амплитуды остаточного взаимодействия ( в расчёте использовалось значение  $V_0 = -60$  Мэв) может привести к усилению переходов в эту область, не изменяя структуры всего резонанса. При этом увеличится и заселение основного состояния ядра  $^{12}\text{C}$  в реакции  $^{13}\text{C}(\delta, n)^{12}\text{C}$ . Тем самым согласие с экспериментом может быть улучшено.

#### 5. Спектр испущенных нуклонов

Спектры испущенных нуклонов, в зависимости от кинетической энергии, уносимой улетающим нуклоном, можно получить путем суммирования парциальных спектров. В качестве примера на рис. 7 приведен нейтронный спектр, в котором выделены переходы на уровни  $2^+$ ,  $E=4,44$  Мэв и  $1^+$ ,  $E = 15,11$  Мэв ядра  $^{12}\text{C}$ . Выделение определённого конечного состояния приводит к тому, что в результирующем спектре четко проявляются резонансы, тогда как просуммированная по всем уровням дочернего ядра структура спектра смазывается.

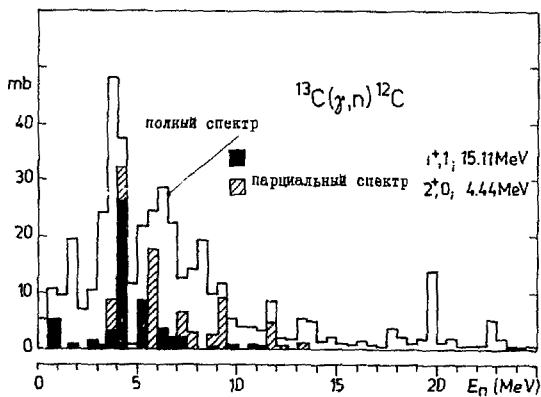


Рис. 7. Полный и парциальный спектр как функция уносимой нейтроном энергии.

Авторы выражают благодарность Дирекции ОИЯИ, Академии наук и Министерству по науке и технике ГДР, а один из авторов (А.А.) - также Дирекции ЦИЯИ (Россендорф, ГДР) и Технического университета (Дрезден, ГДР) за поддержку в проведении совместных исследований.

### Литература:

1. H.U.Jager, H.R.Kissner, R.A.Bramzhyan. Nucl. Phys. A171, 16 (1971); A171, 584 (1971); A207, 78 (1973).
2. A.Awad, H.R.Kissner, H.U.Jager, R.A.Bramzhyan, A208, 61 (1973).
3. B.C.Cook. Phys.Rev. 106, 300 (1957).
4. L.Green, D.J.Donahue. Phys.Rev. 135, B701 (1964).
5. K.Fukuda. Nucl.Phys. A156, 10 (1970).
6. K.M.Murray, M.E.Toms. Lett. Nuovo Cim. 1, 571 (1971).
7. R.Kosiek, K.Schlurmann, H.W.Siebert, R.Wendling, Zeit.Phys. 179, 9 (1964).
8. В.П.Денисов, А.В.Куликов, Л.А.Кульчицкий. ЛЭТФ 46, 1488 (1964).
9. G.Wittwer, H.G.Clerc, G.A.Beer. Zeit.Phys. 234, 120 (1970).
10. J.C.Bergstrom, H.Crennel, F.J.Kline, J.T.O'Brien, J.W.Lightbody, Jr., S.P.Fivozinski. Phys.Rev. C4, 1514 (1971).
11. Y.M.Shin, C.F.Wong, H.S.Caplan. Nucl.Phys. A166, 162 (1971).
12. E.K.Warburton, H.O.Funsten. Phys.Rev. 128, 1810 (1962).
13. P.S.Fisher, D.F.Measday, F.A.Nikolaev, A.Kalmykov, A.B.Clegg. Nucl.Phys. 45, 113 (1963).
14. M.Hasinoff, D.Johnson, D.F.Measday. Phys.Lett. 39B, 506 (1972).
15. D.F.Measday, M.Hasinoff, D.L.Johnson. Can.J.Phys. 51, 1227(1973).
16. B.R.Easlea. Phys.Lett. 1, 163 (1962).
17. D.J.Albert, R.F.Wagner, H.Uberall, C.Werntz. Proc.III Int. Conf. HighEnergy Physics and Nuclear Structure, ed.S.Devons, Plenum Press, New York / London, 1970, p. 89.
18. Н.Г.Гончарова, Г.С.Сагян. Вестник МГУ, серия 3, 13, 121 (1972).
19. D.F.Measday, A.B.Clegg, P.S.Fisher. Nucl.Phys. 61, 269 (1965).
20. G.Opat. Nucl.Phys. 29, 486 (1962).
21. F.C.Barker. Nucl.Phys. 28, 96 (1961).

Рукопись поступила в издательский отдел  
21 декабря 1973 года.