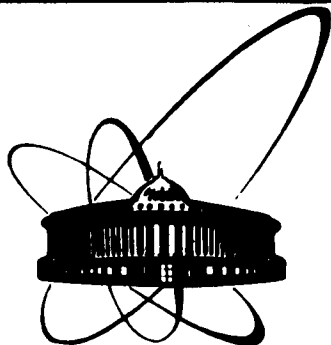


5/х. 83



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

5114/83

P4-83-539

С.С.Камалов, Т.Д.Каипов

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ АМПЛИТУД
В РЕАКЦИЯХ $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^+)$ И $^{16}\text{O}(\gamma, \pi^+)$

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1983

1. ВВЕДЕНИЕ

В современных расчетах процесса фоторождения пионов (γ, π) на ядрах наиболее широко используются три варианта элементарных амплитуд /ЗА/: CGLN^{/1/}, BDW^{/2/} и BL^{/3/}, причем первые две получены с помощью техники дисперсионных соотношений, последняя - методом феноменологических лагранжианов. Во всех случаях (γ, π) - реакция на нуклоне описывается достаточно хорошо, поэтому возникает вопрос: какова степень расхождения в (γ, π)-реакции на ядре, обусловленная разным выбором ЗА?

В настоящей работе мы покажем, что указанные амплитуды различаются между собой относительным вкладом спиновой и бесспиновой частей. Такое различие не проявляется в процессе на нуклоне, но может проявиться в парциальных ядерных переходах. Тем самым ядро может сыграть роль селектора амплитуд. В качестве примера рассмотрены наиболее хорошо изученные $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^+) ^{12}\text{B}$ - и $^{16}\text{O}(\gamma, \pi^+) ^{16}\text{N}$ -реакции с изовекторными переходами в низшие состояния 1^+ , 2^+ в ^{12}B и $1^-, 2^-, 3^-$ в ^{16}N .

Основные моменты построения исследуемых ЗА и амплитуды фоторождения пионов на ядрах рассмотрены в части 2. В части 3 приводятся результаты расчетов и проводится их обсуждение. Сделанные выводы сформулированы в четвертой части.

2. АМПЛИТУДЫ ФОТОРОЖДЕНИЯ ПИОНОВ

2.1. Рассмотрим основные моменты построения CGLN-, BDW- и BL-амплитуд, не приводя их явных выражений, которые хорошо известны.

Амплитуда CGLN^{/1/} была получена на основе релятивистской дисперсионной теории. При этом использовались следующие предположения: 1/ в конечных состояниях πN -системы присутствуют только s- и p-волны; 2/ вклад Δ_{33} -резонанса полностью определяет значение дисперсионного интеграла; 3/ резонансную амплитуду магнитного перехода (M_{1+}) можно определить в рамках статической теории. С помощью сделанных предположений удастся получить простое аналитическое выражение для ЗА. Оно позволяет объяснить характерные особенности поведения дифференциальных и полных сечений (γ, π) - реакции на нуклоне и с точностью до 10-20% описать имеющиеся для них экспериментальные данные в области возбуждения Δ_{33} -резонанса /см. рис.1/. Однако в околороговой области появляется ряд серьезных расхождений, обусловленных преимущественно пренебрежением вкладом нерезонансных амплитуд в дисперсионный интеграл^{/4/}.

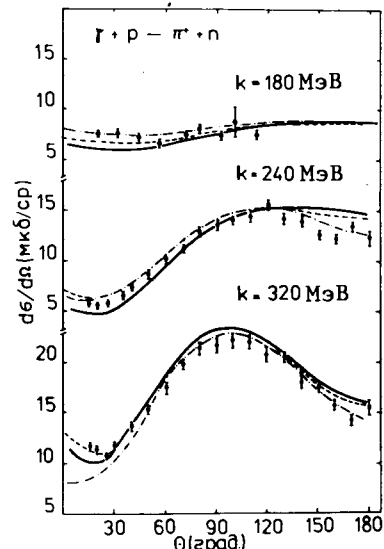


Рис. 1. Дифференциальные сечения $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ -реакции при энергиях фотона в лаб. системе $k = 180, 240, 320$ МэВ. Сплошные, штриховые и штрих-пунктирные линии - результаты расчетов соответственно с CGLN-, BDW-, BL-амплитудами. O - и ● - экспериментальные данные, взятые соответственно из работ /25,26/.

В амплитуде BDW /2/ в конечном состоянии πN -системы учитывались s-, p-, d- и f-волны. Для нахождения соответствующих мультипольных амплитуд $E_{\ell\pm}$ и $M_{\ell\pm}$ решалась система дисперсионных интегральных уравнений. Полученная энергетическая зависимость для $E_{\ell\pm}$ и $M_{\ell\pm}$ представлена в виде

таблиц. В системе центра масс пион-нуклон BDW-амплитуду можно записать в виде

$$\vec{f} = i\vec{f}_1 \vec{\sigma} \cdot \vec{\epsilon} + i\vec{f}_2 \vec{q} \cdot [\vec{k} \times \vec{\epsilon}] + i\vec{f}_3 \vec{\sigma} \cdot \vec{k} \vec{q} \cdot \vec{\epsilon} + i\vec{f}_4 \vec{\sigma} \cdot \vec{q} \vec{q} \cdot \vec{\epsilon}, \quad /1/$$

где $\vec{k} = \vec{k}/k$ и $\vec{q} = \vec{q}/q$ - единичные вектора импульсов фотона и пиона, $\vec{\epsilon}$ - вектор поляризации фотона. f_a ($a=1-4$) - скалярные функции, которые с помощью известных соотношений связаны с $E_{\ell\pm}$ и $M_{\ell\pm}$ /2/. Знаком тильда отмечены величины в системе центра масс πN . Отметим, что к виду /1/ можно легко привести и амплитуду CGLN.

При проведении расчетов (γ, π) -реакции на ядре с рассмотренными выше CGLN- и BDW-амплитудами необходимо осуществить переход из системы πN в систему πA с учетом требований релятивистской и калибровочной инвариантности /6-7/. Используемая нами для решения этой задачи процедура подробно описана в работе /7/. При таком переходе вид амплитуды /1/ не меняется, а только переопределяются функции \vec{f}_a ($\vec{f}_a \rightarrow \vec{f}_a$).

Выражение для BL-амплитуды записано в нерелятивистском виде в произвольной системе отсчета, что значительно облегчает анализ (γ, π) -реакции на ядре. Однако наряду с этим преимуществом BL-амплитуда имеет и свои недостатки /более подробно см. работы /9,10/. Главный из них связан с предположением, что фоторождение может быть описано с помощью низших борновских членов плюс феноменологический Δ_{33} -резонансный член.

2.2. Для построения амплитуды процесса фоторождения пионов на ядре мы использовали импульсное представление, что позволяет наиболее полно учесть зависимость элементарных амплитуд /ЭА/ от

импульса пиона. Ферми-движение нуклонов учитывалось путем замены импульса нуклона эффективным значением /11,12/. Многократное перерассеяние родившегося пиона на нуклонах описывается в рамках DWIA-подхода. При этом предполагается, что пион в промежуточном состоянии находится только на энергетической поверхности. Такое предположение позволяет связать парциальную амплитуду фоторождения на ядре \mathcal{F}_{n0}^j , записанную в представлении полного момента j , с фазами упругого πA -рассеяния $\kappa_{L\pi}$:

$$\mathcal{F}_{n0}^j(L_\pi, q; L_\gamma, k\lambda) = U_{n0}^j(L_\pi, q; L_\gamma, k\lambda) e^{i\kappa_{L\pi}} \cos \kappa_{L\pi}, \quad /2/$$

где U_{n0}^j - плосковолновая парциальная амплитуда, $\kappa_{L\pi} = \delta_{L\pi}^c + \delta_{L\pi}^s$ - сдвиги фаз за счет кулоновского ($\delta_{L\pi}^c$) и сильного ($\delta_{L\pi}^s$) пион-ядерного взаимодействий, $L_\gamma(L_\pi)$ - угловые моменты фотона /пиона/, $\lambda = \pm 1$ - поляризация фотона. Через $|0\rangle$ и $|n\rangle$ обозначены начальное и конечное состояния ядра. Детали вычисления \mathcal{F}_{n0}^j и необходимых для этого сдвигов фаз $\kappa_{L\pi}$ приведены в работах /7,13/.

Следует подчеркнуть, что предположение о распространении пиона в ядре только на энергетической поверхности позволяет получить достаточно хорошее описание экспериментальных данных как в (γ, π) -реакции, так и в процессах упругого и неупругого рассеяния пионов на ядрах /7,13-15/. Кроме того, на наш взгляд, использование такого предположения в настоящей работе наиболее целесообразно, поскольку исследуются ЭА, определенные только на энергетической поверхности.

Вся информация об элементарной амплитуде и ядерной структуре содержится в U_{n0}^j , имеющей вид:

$$U_{n0}^j(\dots) = \sum_{aLJ-1}^1 \int dx C_{n0}^{aLJ}(x, \dots) f_a(q, k, x) M_{n0}^{aLJ}(Q), \quad /3/$$

где C_{n0} - геометрический фактор, явное выражение для которого можно найти в работе /7/, M_{n0}^{aLJ} - ядерный матричный элемент, зависящий от переданного импульса $Q^2 = q^2 + k^2 - 2qkx$:

$$M_{n0}^{aLJ}(Q) = \langle J_n || \sum_{j=1}^A [\sigma_j^{(s_a)} \otimes Y_L]_J j_L(Qr_j) r_j^{(-)} || J_0 \rangle. \quad /4/$$

В выражении /4/ Y_L - сферическая гармоника, $s_a = 0$ и $s_a = 1$ в остальных случаях, $\sigma^{(0)}$ - единичная матрица, $\sigma^{(1)}$ - матрица Паули, $j_L(Qr)$ - сферическая функция Бесселя и $J_n(J_0)$ - спин конечного /начального/ состояния ядра.

При вычислении ядерного матричного элемента мы воспользуемся волновыми функциями, полученными в работах /16/ /ДН/ и /17/ /СК/ соответственно для переходов $0^+ \rightarrow 1^+$ и $0^+ \rightarrow 2^+$ в реакции $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^+)^{12}\text{B}$ /см. также работы /8,10/. Для исследования реакции $^{16}\text{O}(\gamma, \pi^+)^{16}\text{N}$

с переходами в связанные состояния 0^- , 1^- , 2^- , 3^- ядра ^{16}N будем использовать волновые функции работы $^{18}/\text{DW}$. Соответствующие ядерные переходные плотности для перечисленных переходов хорошо воспроизводят современные данные по β -распаду, μ^- -захвату и неупругому электронному рассеянию (e, e').

С помощью рассмотренной выше парциальной амплитуды дифференциальные /в системе πA / и полные сечения выражаются следующим образом:

$$\frac{d\sigma_{no}}{d\Omega} = \frac{q}{2k} \frac{1}{2J_0+1} \sum_{\lambda M_0 M_n} \left| \sum_{L_\pi L_\gamma j} \begin{bmatrix} L_\gamma J_0 j \\ \lambda M_0 m \end{bmatrix} \begin{bmatrix} L_\pi J_n j \\ M_\pi M_n m \end{bmatrix} \right|^2 \times Y_{L_\pi M_\pi}(\Omega_{\vec{q}}) \mathcal{F}_{no}^j(L_\pi, q; L_\gamma, k\lambda)^2; \quad /5/$$

$$\sigma_{no} = \frac{q}{2k} \frac{1}{2J_0+1} \sum_{\lambda L_\pi L_\gamma j} \frac{2j+1}{2L_\gamma+1} |\mathcal{F}_{no}^j(L_\pi, q; L_\gamma, k\lambda)|^2, \quad /6/$$

где $[:::]$ - коэффициент Клебша-Гордона.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛЕНИЙ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. Рассмотрим процесс фоторождения пионов на свободных нуклонах. На рис.1 приведены результаты расчетов дифференциальных сечений $d\sigma/d\Omega$ в системе πN для $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ -реакции с разными вариантами ЭА. Мы не будем останавливаться на обсуждении сильных расхождений в области малых ($\theta < 30^\circ$) и больших ($\theta > 150^\circ$) углов. Подробный анализ существующих здесь проблем можно найти в работе $^{19}/$. Понятно, что аналогичные расхождения в этих областях возникнут и в случае ядерных расчетов. Наиболее интересной для нас является область углов $\theta \sim 90^\circ$, где все три рассматриваемые амплитуды дают близкие значения для $d\sigma/d\Omega$. Различия между ними не превышают 5%. В этой области также достигается наилучшее описание экспериментальных данных. Однако этот факт еще не означает эквивалентности /в рамках отмеченных 5%/ CGLN-, BDW- и BL-амплитуд.

Проанализируем отдельные составляющие f_a ($a=1-4$) /см. выражение /2/ и табл.1/ для разных вариантов ЭА. Оказывается, что они различаются в большей степени, чем соответствующие дифференциальные сечения. Особенно сильны различия в бесспиновой части f_2 /не связанной с оператором $\vec{\sigma}$ /. Например, при $\theta = 90^\circ$ и $k = 260$ МэВ имеем:

$$|f_2(\text{CGLN})|^2 : |f_2(\text{BDW})|^2 : |f_2(\text{BL})|^2 = 1:1,26:1,41. \quad /7/$$

Таблица 1

Величины спиновых (f_1, f_3, f_4) и бесспиновых (f_2) частей элементарных амплитуд CGLN/a/, BDW/б/ и BL/в/ при угле вылета пиона $\theta = 90^\circ$ в лаб. системе. $d\sigma/d\Omega$ - соответствующие дифференциальные сечения в единицах мкб/ср

k (МэВ)	200		260		320	
$f_a \cdot 10^3$ ф.м.	Re	Im	Re	Im	Re	Im
f_1	а)	38,1 0,2	37,5 2,1	33,6 7,0	33,6 7,0	33,6 7,0
	б)	38,7 1,5	36,8 2,1	32,5 6,7	32,5 6,7	32,5 6,7
	в)	38,0 0,2	37,3 1,7	37,7 6,3	37,7 6,3	37,7 6,3
f_2	а)	-14,4 -1,5	-29,6 -14,7	-18,3 -46,2	-18,3 -46,2	-18,3 -46,2
	б)	-18,4 -1,8	-33,5 -15,8	-21,7 -47,1	-21,7 -47,1	-21,7 -47,1
	в)	-20,4 -1,2	-37,4 -12,1	-29,5 -41,7	-29,5 -41,7	-29,5 -41,7
f_3	а)	25,0 0,7	35,8 7,3	29,8 23,1	29,8 23,1	29,8 23,1
	б)	25,4 1,3	33,9 9,8	23,1 25,4	23,1 25,4	23,1 25,4
	в)	24,4 0,6	33,2 6,0	27,6 20,9	27,6 20,9	27,6 20,9
f_4	а)	-13,5 0,0	-19,6 0,0	-21,9 0,0	-21,9 0,0	-21,9 0,0
	б)	-13,3 0,0	-18,7 -0,1	-19,9 -0,2	-19,9 -0,2	-19,9 -0,2
	в)	-13,5 0,0	-19,4 0,0	-21,5 0,0	-21,5 0,0	-21,5 0,0
$\frac{d\sigma}{d\Omega}$	а)	9,44	16,47	21,24	21,24	21,24
	б)	9,99	16,86	20,50	20,50	20,50
	в)	9,72	17,16	20,84	20,84	20,84

В процессе на свободном нуклоне происходит компенсация различий в f_2 и остальных частях ЭА, поэтому они здесь не проявляются. Однако они могут проявиться в отдельных ядерных переходах, где коэффициенты f_a будут входить в $d\sigma/d\Omega$ уже в других комбинациях.

3.2. Рассмотрим в качестве примера $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^+)^{12}\text{B}$ - и $^{16}\text{O}(\gamma, \pi^+)^{16}\text{N}$ -реакции с изовекторными переходами в низшие состояния 1^+ , 2^+ в ^{12}B и 1^- , 2^- , 3^- в ^{16}N . Такой выбор обусловлен тем, что, во-первых, эти реакции наиболее изучены экспериментально, во-вторых, они включают широкий класс переходов как магнитного ($M1(0^+ \rightarrow 1^+)$ и $M2(0^+ \rightarrow 2^-)$), так и электрического ($E1(0^+ \rightarrow 1^-)$, $E2(0^+ \rightarrow 2^+)$ и $E3(0^+ \rightarrow 3^-)$) типов, что позволяет наиболее полно исследовать отдельные части ЭА и их всевозможные комбинации. В дальнейшем для количественного анализа степени различий, обусловленных разным выбором ЭА, удобно ввести следующую характеристику:

$$R(\%) = 100 \left[\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\max} / \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\min} - 1 \right], \quad /8/$$

где $(d\sigma/d\Omega)_{\max}$ и $(d\sigma/d\Omega)_{\min}$ - максимальные и минимальные значения дифференциальных сечений, выбранные из результатов, полученных с разными вариантами ЭА.

В табл.2 приведены значения для $d\sigma/d\Omega$ и R при $\theta = 90^\circ$ /в лаб. системе/ и $k = 200, 260, 320$ МэВ. В случае переходов магнитного типа $M1(0^+ \rightarrow 1^+)$ в $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^+)^{12}\text{B}_{\text{о.с.}}$ и $M2(0^+ \rightarrow 2^-)$ в $^{16}\text{O}(\gamma, \pi^+)^{16}\text{N}_{\text{о.с.}}$ - реакциях при $k = 200$ МэВ значения R не превышают 2%. С увеличением энергии фотона степень расхождения возрастает и доходит до 40-60%. Такой результат обусловлен различиями /возрастающими с увеличением энергии/ в спиновой части ЭА, которые в процессе фоторождения на нуклоне компенсируются различиями в бесспиновой части f_2 . В рассматриваемых $M1$ - и $M2$ -переходах по правилам отбора f_2 не дает вклада.

Для изовекторных переходов в связанные состояния 2^+ в ^{12}B и $1^-, 3^-$ в ^{16}N , которые являются переходами электрического типа, различия в выборе ЭА уже начинают сказываться при малых энергиях фотона /см. табл.2/. С увеличением энергии, так же как и для магнитных переходов, эти различия растут. Полученный результат объясняется тем, что в переходах электрического типа в дифференциальные сечения дают вклады как спиновые, так и бесспиновые части ЭА. Компенсации различий между ними не происходит по следующим причинам: во-первых, они имеют другие веса, нежели в процессе на нуклоне, во-вторых, учет перераспределения родившегося пиона приводит к изменению соотношения вкладов от реальных и мнимых частей f_2 . Роль последнего фактора возрастает с увеличением энергии.

3.3. Рассмотрим теперь проблемы, возникающие при попытке выделить разные варианты ЭА путем анализа имеющихся экспериментальных данных.

На рис.2 и 3 проводится сравнение результатов вычислений с экспериментальными данными для $^{16}\text{O}(\gamma, \pi^+)^{16}\text{N}$ /связанные состояния/-реакции /в дальнейшем, если различия между BL- и BDW-линиями несущественны, будем приводить только BDW/. Видно, что хотя

Таблица 2

Дифференциальные сечения $d\sigma/d\Omega$ (мкб/ср.) и степень расхождения $R(\%)$, определяемая с помощью /8/ при угле вылета пиона $\theta = 90^\circ$ в лабораторной системе

k (МэВ)	200		260		320	
$A(J^\pi)$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$	R	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$	R	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$	R
$^{12}\text{B}(1^+)$	а) 0,0574	2	0,0214	II	0,0020	64
	б) 0,0583		0,0193		0,0014	
	в) 0,0588		0,0212		0,0023	
$^{12}\text{B}(2^+)$	а) 0,3269	19	0,3038	29	0,0199	25
	б) 0,3603		0,3218		0,0159	
	в) 0,3906		0,3932		0,0237	
$^{16}\text{N}(1^-)$	а) 0,0220	14	0,1559	21	0,0176	52
	б) 0,0237		0,1585		0,0137	
	в) 0,0250		0,1879		0,0208	
$^{16}\text{N}(2^-)$	а) 0,4707	I	0,0192	22	0,0021	41
	б) 0,4720		0,0157		0,0017	
	в) 0,4756		0,0173		0,0024	
$^{16}\text{N}(3^-)$	а) 0,3036	15	0,3525	18	0,0268	49
	б) 0,3268		0,3583		0,0209	
	в) 0,3478		0,4158		0,0312	

в целом лучшее описание достигается с BDW-амплитудой, однако уровень точности экспериментальных данных еще не позволяет однозначным образом извлекать информацию об ЭА. В частности, не выделены вклады отдельных парциальных переходов в связанные состояния ядра ^{16}N /данные приводятся только для суммы $0^- + 1^- + 2^- + 3^-$ /, что затрудняет интерпретацию полученных результатов. С другой стороны, ситуация здесь осложняется отсутствием для ядра ^{16}O хороших (e, e') -данных, что приводит к неопределенностям в выборе ядерных переходных плотностей /более подробно см. работу /20//. Для

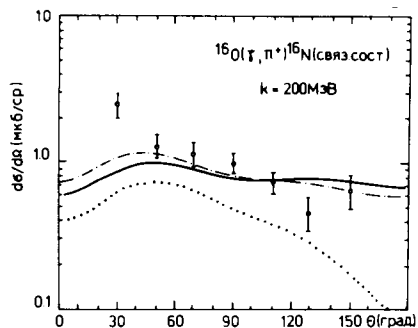


Рис.2. Дифференциальные сечения $^{16}\text{O}(\gamma, \pi^+)^{16}\text{N}$ /связ.сост./ -реакции при $k = 200$ МэВ, рассчитанные с DW переходной плотностью /18/. Обозначения линий такие же, как на рис.1. Точками показаны результаты с CGLN-амплитудой и обобщенной моделью Хельма /21/. Экспериментальные точки взяты из работы /27/.

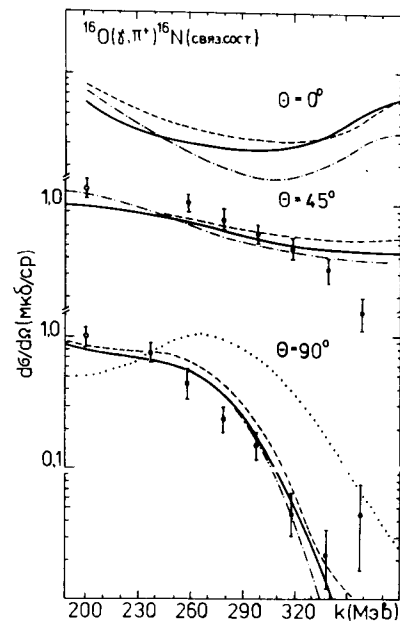


Рис.3. Энергетическая зависимость дифференциальных сечений при углах в лаб.системе $\theta = 0, 45^\circ$ и 90° . Обозначения такие же, как на рис.2. о и ● - соответственно из работ /27,28/.

иллюстрации на рис.2 и 3 сравниваются результаты, полученные с переходными плотностями обобщенной модели Хельма /21/ /точки/ и DW /16/ /остальные кривые/, которые извлечены из имеющихся (e, e') -данных.

Проблемы выбора ядерных переходных плотностей возникают и в случае $M1(0^+ \rightarrow 1^+)$ -перехода в ^{12}C . Для этого перехода на рис.4 приведены результаты расчетов с феноменологическими DH-переходными плотностями, которые описывают (e, e') -данные без учета обменных токов, и с модельными волновыми функциями Козна-Кураата /17/, описывающими (e, e') -данные с учетом обменных токов. В последнем случае получаются несколько заниженные значения для $d\sigma/d\Omega$ в области малых углов в случае CGLN-амплитуды /точки/ и хорошее описание экспериментальных данных с помощью BDW- и BL-амплитуд /не показано на рис.4/, что воспроизводит ситуацию в процессе фоторождения пионов на нуклоне /см. рис.1/. Из полученного результата можно было бы сделать определенные заключения

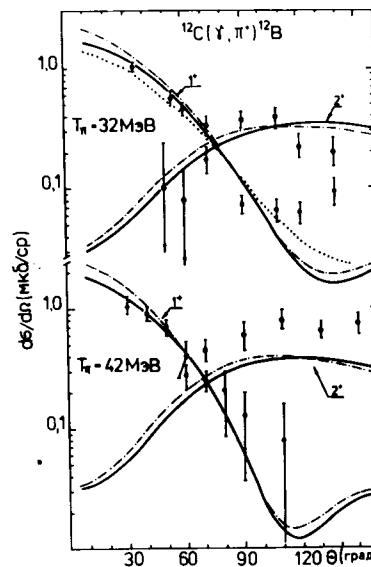


Рис.4. Дифференциальные сечения для реакций $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^+)^{12}\text{B}(1^+, 2^+)$ при $k = 185$ МэВ / $T_\pi = 32$ МэВ/ и $k = 195$ МэВ / $T_\pi = 42$ МэВ/. Обозначения линий такие же, как на рис.1. Для переходов $0^+ \rightarrow 1^+$ и $0^+ \rightarrow 2^+$ использовались соответственно DH /16/ и CK /17/ переходные плотности. Точками показан результат, полученный с CK-переходной плотностью для перехода $0^+ \rightarrow 1^+$ и с CGLN-амплитудой. о и ● - экспериментальные данные соответственно для переходов $0^+ \rightarrow 2^+$ и $0^+ \rightarrow 1^+$, взятые из работ /24,29/.

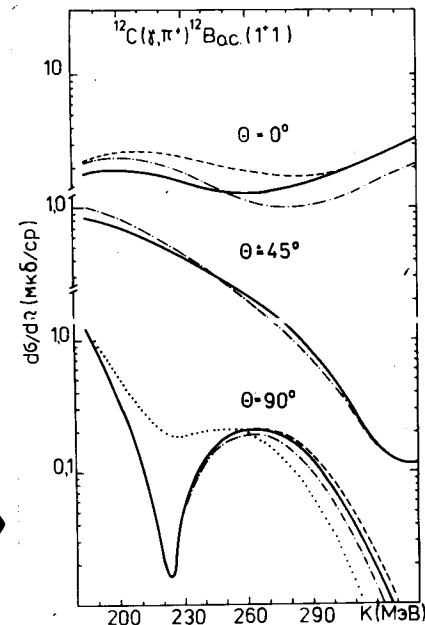


Рис.5. Энергетическая зависимость дифференциальных сечений для $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^+)^{12}\text{B}_{o.c.}$ -реакции при $\theta = 0^\circ, 45^\circ$ и 90° . Обозначения такие же, как на рис.4.

о BDW-амплитуде и CK-волновых функциях. Однако для этого нужно предположить, что роль обменных токов в (γ, π) -реакции на ядре мала. К сожалению, в настоящее время нет детальных исследований, которые бы подтвердили /или опровергли/ это предположение за исключением, может быть, полукачественных рассуждений, приводимых в работах /22,23/.

Что касается серьезных расхождений для $0^+ \rightarrow 1^+$ -и $0^+ \rightarrow 2^+$ -переходов в области углов $\theta > 90^\circ$, то их причины пока не выяснены. Некоторая дискуссия по этому поводу приведена в работах /10,30/.

Важную информацию о $0^+ \rightarrow 1^+$ -переходе можно было бы извлечь при исследовании энергетической зависимости $d\sigma/d\Omega$ при $\theta = 90^\circ$. Такая зависимость приведена на рис.5. Видно, что СК- и ДН-переходные плотности при $k = 230$ МэВ дают сильно различающиеся результаты, в то время как чувствительность к выбору ЭА здесь еще мала $/R \sim 5-6\%$. Проведение экспериментальных исследований в этой области позволило бы извлечь информацию, с одной стороны, о роли мезонных обменных токов в (e, e') - и (γ, π) -реакциях и, с другой стороны, о ядерной переходной плотности М1-перехода. Все это, несомненно, облегчило бы решение проблемы выбора ЭА при более высоких энергиях, где R достигает 40-60%.

Завершая обсуждение, отметим, что результаты, полученные для области $\theta = 90^\circ$, остаются справедливыми и для более широкой области: $60^\circ \leq \theta \leq 120^\circ$. При малых и больших углах зависимость исследуемых характеристик от выбора ЭА значительно сильнее и с увеличением энергии растет в (γ, π) -реакции как на нуклоне, так и на ядре. Степень расхождения здесь достигает в некоторых случаях фактора 2 /см. рис.3 и 5/.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные выводы, которые можно сделать, исходя из проведенных исследований, следующие:

1. В области углов $60^\circ \leq \theta \leq 120^\circ$ для ядерных переходов магнитного типа $0^+ \rightarrow 1^+$, чувствительность дифференциальных сечений к выбору ЭА в околороговой области $/k \sim 180-200$ МэВ/ слабая. Степень расхождения R , определяемая выражением $/R/$, не превышает 1-2%. Для переходов электрического типа $0^+ \rightarrow 1^+$, 2^+ , 3^+ из-за сильных расхождений в бесспиновой части ЭА чувствительность в этой области усиливается и R достигает 15-20% /см. табл.2/.

2. С возрастанием энергии фотона степень расхождения для (γ, π) -реакции на ядре увеличивается до 50-60% в переходах как электрического, так и магнитного типа, в то время как в (γ, π) -реакции на свободном нуклоне расхождения малы $/R \sim 5\%$.

3. Особенно велики различия сечений, связанные с конкретным выбором ЭА в области малых и больших углов вылета пиона. С увеличением энергии они достигают фактора 2.

4. (γ, π) -реакция на ядре может служить селектором амплитуд, если, во-первых, измерять сечения для парциальных переходов и повысить при этом точность измерений, во-вторых, если иметь надежную информацию о ядерных переходных плотностях, извлеченную, например, из (e, e') -данных.

В связи с последним выводом хотелось бы указать на перспективы совместного анализа (e, e') - и (γ, π) -реакций на ядрах в тех областях, где еще не проявляется чувствительность к выбору ЭА. Рассмотренный пример $^{12}\text{C}(\gamma, \pi)^{12}\text{B}_{\text{о.с.}}$ показывает, что в результате такого анализа можно было бы дискриминировать разные варианты ядерных переходных плотностей /рис.5/.

В заключение авторы благодарят Р.А.Эрамзяна и М.Гмитро за интерес к работе и полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Chew G.F. et al. Phys.Rev., 1957, 106, p.1345.
2. Berends F.A., Donnachie A., Weaver D.L. Nucl.Phys., 1967, B4, p.1.
3. Blomqvist I., Laget J.M. Nucl.Phys., 1977, A280, p.405.
4. Лебедев А.И., Харламов С.П. XII Международная конференция по физике высоких энергий. Дубна, август 1964. Атомиздат, М., 1966, т.1, с.988.
5. Коренман Г.Я., Попов В.П. ЯФ, 1977, 26, с.84.
6. Трясучев В.А. ЯФ, 1983, 37, с.75.
7. Eramzhyan R.A. et al. Preprint INR, No.625, Moscow, 1983; J.Phys.G: Nucl.Phys., 1983, 9, p.605.
8. Eramzhyan R.A. et al. JINR, E4-83-543, Dubna, 1983.
9. Tabakin F. Photopion Nuclear Physics (ed by P.Stoler). Plenum Press, New York, 1979, p.301.
10. Singham M.K., Tabakin F. Ann.Phys., 1981, 135, p.71.
11. Landau R.H. Ann.Phys., 1975, 92, p.205.
12. Tiator L., Rej A.K., Drechsel D. Nucl.Phys., 1980, A333, p.343.
13. Гмитро М. и др. ОИЯИ, Р4-83-403, Дубна, 1983.
14. Gmitro M., Mach R. Z.Phys., 1979, A290, p.179.
15. Eisenberg J.M. Nucl.Phys., 1982, A389, p.595.
16. Dubach J., Haxton W.C. Phys.Rev.Lett., 1978, 41, p.1453.
17. Cohen S., Kurath D. Nucl.Phys., 1965, 73, p.18.
18. Donnelly T.W., Walecka J.D. Phys.Lett., 1972, B41, p.275.
19. Нелипа Н.Ф. Введение в теорию сильновзаимодействующих элементарных частиц. Атомиздат, М., 1970, с.335.
20. Eramzhyan R.A., Gmitro M., Kamalov S.S. JINR, E4-83-296, Dubna, 1983.
21. Graves R.D. et al. Can.J.Phys., 1980, 58, p.48.
22. Laget J.M. Phys.Rep., 1981, 69, p.1.
23. Bernstein A.M. Proc. Int. School of Intermediate Energy Nucl.Phys. Verona, Italy, July 1981. World Scientific, Singapore, 1982, p.125.
24. Schmitt Ch. et al. Nucl.Phys., 1983, A395, p.435.

25. Адамович М.И. и др. ЯФ, 1968, 7, с.579.
26. Fischer G. et al. Nucl.Phys., 1970, B16, p.119.
27. Yamazaki M. et al. Proc. 9th Int.Conf. on High Energy Phys. and Nucl.Structure. Versailles, France, 1980, p.115.
28. Bosted P.E. et al. Phys.Rev.Lett., 1980, 45, p.1544.
29. Shoda K., Ohashi H., Nakahara K. Phys.Rev.Lett., 1977, 39, p.1131.
30. Eramzhyan R.A. et al. JINR, E4-83-574, Dubna, 1983.

Рукопись поступила в издательский отдел
26 июля 1983 года.

Камалов С.С., Каипов Т.Д. P4-83-539
Исследование элементарных амплитуд в реакциях $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^+)$
и $^{16}\text{O}(\gamma, \pi^+)$

С разными вариантами элементарных амплитуд рассчитаны дифференциальные сечения процесса фоторождения пионов на ядрах углерода и кислорода с изовекторными переходами в низшие связанные состояния. Показано, что разные амплитуды различаются соотношением спиновых и бесспиновых частей. Такое различие проявляется существенно в парциальных ядерных переходах. С увеличением энергии фотона различия в области углов 90° достигают 40-60%, при малых углах - фактора 2. Имеющиеся экспериментальные данные не позволяют выделить разные варианты элементарных амплитуд. Нужны новые экспериментальные исследования, особенно в области возбуждения 3-3-резонанса.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Kamalov S.S., Kaipov T.D. P4-83-539
Investigation of Elementary Amplitudes in $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^+)$
and $^{16}\text{O}(\gamma, \pi^+)$ Reactions

With different variants of the elementary amplitudes the differential cross sections of the pions photoproduction on the carbon and oxygen nuclei were calculated with the isovector transitions to the lowest coupling states. It has been shown that various amplitudes differ by the balance of the spin-flip and nonspin-flip parts. Such a difference is realized considerably in the partial nuclear transitions. With the increasing photon energy the differences near the 90° angle reach 40-60%, near the little angles - factor 2. Existing experimental data do not allow one to separate different variants of elementary amplitudes. New experimental investigations are needed, particularly in the 3-3 resonance region.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой