

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



3465/2-78

21/VIII - 78

P2 - 11562

Г-559

М.Гмитро, Л.А.Тосунян, Р.А.Эрамжян

КАНАЛЫ РАСПАДА СОСТОЯНИЙ
ГИГАНТСКОГО РЕЗОНАНСА
ПРИ РАДИАЦИОННОМ ЗАХВАТЕ
 π^- -МЕЗОНОВ ЛЕГКИМИ ЯДРАМИ

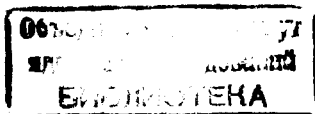
1978

P2 - 11562

М.Гмитро, Л.А.Тосунян, Р.А.Эрамжян

КАНАЛЫ РАСПАДА СОСТОЯНИЙ
ГИГАНТСКОГО РЕЗОНАНСА
ПРИ РАДИАЦИОННОМ ЗАХВАТЕ
 π^- -МЕЗОНОВ ЛЕГКИМИ ЯДРАМИ

Направлено в "Чехословацкий физический журнал"



Гмитро М., Тосунян Л.А., Эрамжян Р.А.

P2 - 11562

Каналы распада состояний гигантского резонанса при радиационном захвате π^- -мезонов

Обсуждаются каналы расщепления легких ядер при радиационном захвате π^- -мезонов. Детально исследован распад квадрупольной ветви резонанса и ее проявление в энергетических спектрах нейтронов. Согласно расчетам в 19% случаев радиационный захват π^- -мезонов в ^{16}O сопровождается испусканием двух нуклонов.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Gmitro M., Tosunjan L.A., Eramzhyan R.A.

P2 - 11562

Decay Channels of Giant Resonance States in the Radiative Pion Capture

Decay channels in the radiative pion capture reactions are discussed and their respective yields calculated. Specific consequences of a recently suggested quadrupole excitation mode in the (π^-, γ) reaction are found and their experimental investigation is urged. A yield of about 19% of the total decay was estimated for the two-nucleon decay channels even for the light nuclei like ^{16}O .

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research.

Dubna 1978

1. ВВЕДЕНИЕ

К настоящему времени концепция о доминирующей роли коллективных состояний ядра типа гигантского резонанса в процессах радиационного захвата π^- -мезонов легкими ядрами получила ряд экспериментальных подтверждений. Одно из основных - проявление резонансной структуры в спектрах γ -квантов^{/1-3/}. Детальные расчеты спектров γ -квантов в большинстве легких ядер базировались на учете только спин-дипольной ветви резонанса /обусловленной действием оператора $[\sigma Y_1]_J$ /. При таком подходе высокоэнергетическую часть спектра возбуждения ядерной системы /ей соответствует низкоэнергетическая часть γ -спектра/ не удастся описать. Эта часть спектра возбуждения легких ядер, как показали расчеты^{/4/} на ядре ^{16}O , связана со спин-квадрупольной ветвью резонанса /обусловленной действием оператора $[\sigma Y_2]_J$ /, которой соответствуют переходы нуклона через оболочку /так называемые $2h\omega$ -возбуждения/. На спин-квадрупольную ветвь возбуждения приходится 44% интенсивности.

Как следует из расчетов, учет конфигураций типа две частицы - две дырки ($2p-2h$) как в волновой функции основного состояния ядра мишени, так и в волновых функциях резонансных состояний ядерной системы оказался важным для количественного описания реакции. Полный выход γ -квантов, согласно расчетам^{/4/}, составил $R_{\text{теор.}} = 2,1\%$; экспериментальная величина^{/5/}: $R_{\text{эксп.}} = (2,27 \pm 0,24)\%$.

Состояния гигантского резонанса расположены в непрерывном спектре. Поэтому последовательное описание радиационного захвата π -мезонов может быть осуществлено на основе единого подхода к описанию прямых и резонансных процессов, протекающих при поглощении мезона ^{/8/}. Однако такой последовательный подход может быть реализован пока лишь в ограниченном числе случаев. Дело в том, что в едином подходе возникает необходимость решения большого числа зацепляющихся интегро-дифференциальных уравнений. Эта трудная задача практически решается в приближении, когда ядерная система в конечном состоянии описывается суперпозицией только частично-дырочных состояний. В таком приближении резонансы оказываются резко сконцентрированными и возникает проблема их разброса.

Разброс резонансов в настоящее время наиболее эффективно удается учесть в рамках модели оболочек, в которой пренебрегают тем фактом, что искомые состояния находятся в непрерывном спектре. И как показывает анализ, во многих случаях, когда на передний план выходят эффекты, связанные с разбросом резонансов, такой подход позволяет лучше отразить основные закономерности процесса возбуждения и распада промежуточной ядерной системы. Конечно, при описании ряда характеристик, таких как угловое распределение вылетевших нейтронов относительно направления вылета γ -квантов, когда важны фазовые соотношения между различными частями амплитуды, задача непосредственного учета непрерывного спектра в рамках единого подхода выходит на передний план. Однако в данной работе мы не касаемся угловой корреляции нейтронов и рассматриваем только энергетические характеристики процесса (π, γ) .

В ряде работ/см., напр., ^{/7/} / полагалось, что результаты, полученные без учета непрерывного спектра, могут быть аддитивно дополнены результатами расчета прямого механизма выбивания нуклонов. И хотя, действительно, прямые нейтроны не учитываются в резонансном подходе, их вклад не является аддитивным. Как показано в работе ^{/8/} на основе единого описания

процесса расщепления ядра в реакции (π, γ) , нет четкого критерия для разграничения этих двух механизмов. Имеется существенная часть, которая может быть учтена /по крайней мере, технически/ как в рамках чисто резонансного, так и в рамках прямого механизма. Поэтому механическое сложение скоростей переходов, полученных в двух крайних случаях, приведет к двукратному учету одних и тех же эффектов. Как показано в работе ^{/8/}, на долю чисто прямого механизма, не учитываемого резонансной моделью, в процессе $^{16}\text{O}(\pi^-, \gamma)$ приходится (10 \pm 15)% полной интенсивности. Более того, в области локализации спин-дипольных резонансов /вплоть до энергий возбуждения системы ^{16}N , равной 15 МэВ/ вклад прямого механизма оказался очень мал. Одна из причин такого эффекта - относительно малая величина переданного импульса в процессе (π, γ) . В процессах, где переданный импульс существенно больше, роль механизма прямого выбивания нуклонов становится основной ^{/9/}.

На наш взгляд, важный результат, который следует из работы ^{/8/}, состоит в том, что он закрепляет выводы, сделанные на основе модели, не учитывающей непосредственно непрерывный спектр ^{/3,4/}, и позволяет применять ее для исследования целого ряда других энергетических характеристик процесса (π, γ) . В данной работе будет продолжен начатый в работе ^{/4/} анализ энергетических характеристик процесса $^{16}\text{O}(\pi, \gamma)$. Основное внимание будет уделено парциальным спектрам жестких γ -квантов и спектрам испущенных нейтронов. Хотя конкретный анализ проведен нами для ядра ^{16}O , тем не менее результаты анализа могут быть распространены качественно на все ядра 1p-оболочки. Распространение результатов на широкий круг ядер оправдано тем, что найденные закономерности связаны с общим свойством ядерной системы - возбужденном гигантском резонансе и, в частности, его спин-квадрупольной ветви. Экспериментальная проверка предсказаний теории позволит довольно обстоятельно проверить ряд представлений о ядерной структуре и механизме процесса, положенных в основу описания процесса (π, γ) .

В последующем разделе статьи мы обсудим ряд парциальных характеристик процесса (π, γ) , связанных с распадом состояний гигантского резонанса по нейтронному каналу. Основные результаты расчета этих характеристик приведены в разделе 3.

2. ВЫХОД И СПЕКТР ЖЕСТКИХ γ -КВАНТОВ И НЕЙТРОНОВ

Экспериментально исследуемой величиной в процессе (π, γ) является выход R или энергетический спектр $W(E_\gamma)$ ($dR = W(E_\gamma) dE_\gamma$) жестких γ -квантов. Так как в легких ядрах π -мезоны захватываются как из s -, так и из p -орбит мезоатома, то $R = R_s + R_p$ и $W = W_s + W_p$. Величина R_s есть произведение отношения r_{1s} / скорости радиационного захвата π -мезонов λ_{1s} к полной скорости Λ_{1s} захвата π -мезонов с $1s$ -орбиты/ и относительной заселенности s -уровней ω_s : $R_s = r_{1s} \omega_s$. Аналогичным образом определена и величина R_p . Мезоатомные параметры ω_ℓ и Λ_ℓ обычно берутся из экспериментальных данных, а скорости радиационного захвата рассчитываются.

Скорость радиационного захвата π -мезонов ядром ^{16}O рассчитывалась на основе волновых функций, построенных в работе /4/: основное состояние ядра ^{16}O и резонансы положительной четности описывались суперпозицией конфигураций в полосе $0h$ - и $2h$ -возбуждений; резонансы отрицательной четности - суперпозицией конфигураций в полосе $1h$ - и $3h$ -возбуждений. Взаимодействие между нуклонами в ядре описывалось потенциалом Табакина. С этим же взаимодействием рассчитывались состояния положительной четности в ядре ^{15}N , которым соответствуют конфигурации типа частица - две дырки /причем частица находится в $2s$ - или $1d$ -оболочке/ и конфигурация $1s^{-1}$. Основное состояние ядра $^{15}\text{N}(1/2^-)$ и уровень $3/2^-$ / $E^* = 6,3 \text{ МэВ}$ / считались чисто дырочными ($p_{1/2}^{-1}$ и $p_{3/2}^{-1}$ соответственно).

Резонансы в ядерной системе ^{16}N распадаются,

главным образом, путем испускания нейтронов. Расчет нейтронного канала распада проводился в рамках R -матричной теории в формализме приведенных ширин /10/. Этот подход довольно успешно используется для описания распада легких ядер и позволяет корректно отразить основные закономерности. Такое утверждение основано на результатах многочисленных конкретных расчетов /см., напр., /11/ и /12// реакций расщепления ядер под действием γ -квантов.

Вероятность возбуждения резонанса i в ядерной системе в процессе (π, γ) с последующим испусканием нейтрона по каналу c с орбитальным моментом ℓ_c имеет следующий вид:

$$W_i = \frac{R_i}{R_{\text{tot}}} \cdot \frac{\Gamma_{\ell_c}^i}{\Gamma_{\text{tot}}^i} \quad /1/$$

В /1/ R_i и R_{tot} - парциальный /с возбуждением резонанса i / и полный выход γ -квантов, причем $R_{\text{tot}} = \sum_i R_i$,

где сумма берется по всем резонансам. Γ_{tot}^i - полная ширина резонанса, $\Gamma_{\ell_c}^i$ - парциальная ширина, соответствующая каналу c . Последняя определяется через квадрат приведенной ширины $\gamma_{\ell_c}^2$, характеризующей вероятность нахождения нуклона на поверхности канала c , волновое число k и проницаемость барьера P_{ℓ_c} : $\Gamma_{\ell_c}^i = 2k P_{\ell_c} \gamma_{\ell_c}^2$. Радиус канала полагался равным $R^c = 3,42 \text{ Фм}$.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1 показан рассчитанный спектр γ -квантов в реакции $^{16}\text{O}(\pi^-, \gamma)$, обусловленный возбуждением спин-дипольной и спин-квадрупольной ветвей резонанса. Теоретическая кривая построена в предположении, что каждый резонанс имеет брейт-вигнеровскую форму с шириной 2 МэВ в области энергий $E_\gamma \leq 125 \text{ МэВ}$. В виде гистограммы приведен экспериментальный спектр γ -квантов /5/, который включает около 50 000 событий,

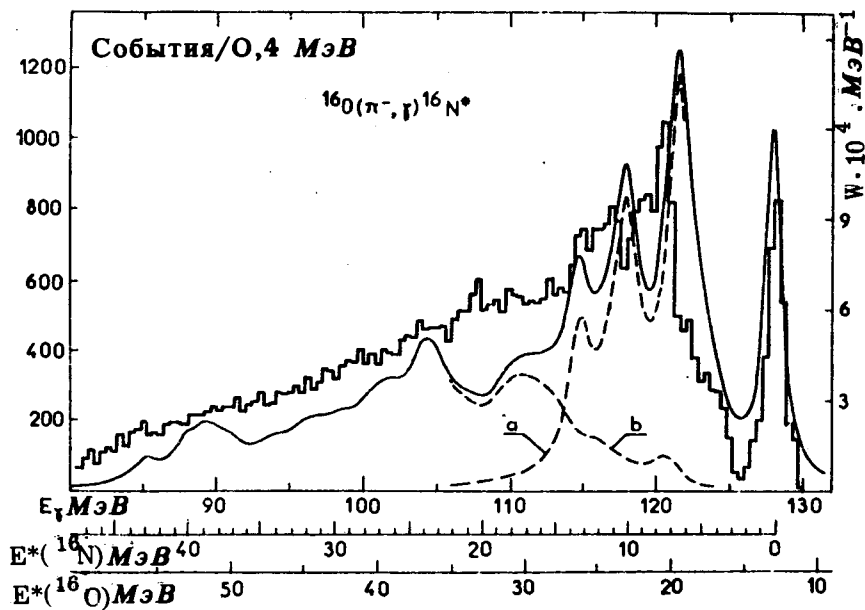


Рис. 1. Спектр γ -квантов в реакции $^{16}\text{O}(\pi^-, \gamma)^{16}\text{N}^*$. Гистограмма - экспериментальный спектр; сплошная кривая - рассчитанный. Кривая а - спектр γ -квантов, обусловленный спин-дипольной ветвью резонанса; кривая б - соответственно спин-квадрупольной.

зарегистрированных по бинам шириной 200 кэВ. Спин-дипольная ветвь возбуждения локализована в энергетической области $E_\gamma = (110 \div 130) \text{ МэВ}$. Низкоэнергетическая часть спектра γ -квантов обусловлена спин-квадрупольной ветвью резонанса и связана с $2h\omega$ -возбуждениями ядра.

Рассмотрим теперь характеристики процесса, связанные с распадом резонансных состояний. На рис. 2 приведен полный нейтронный спектр, который представляет собой сумму парциальных нейтронных спектров. Снова, как и на рис. 1, считалось, что каждая резонансная линия в спектре нейтронов имеет брейт-вигнеровскую форму с шириной 2 МэВ. Выделен вклад в полный спектр дипольной и квадрупольной ветвей резонанса. В виде

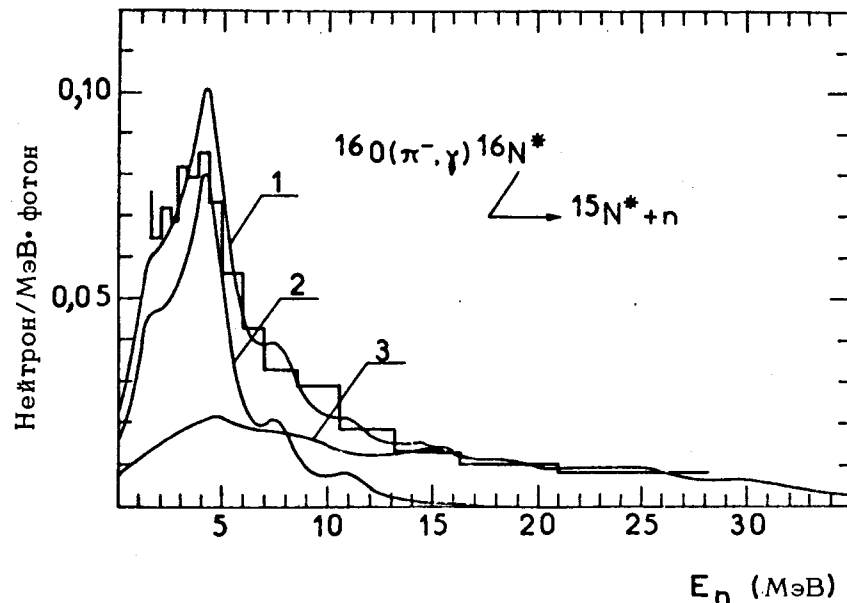


Рис. 2. Спектр вылетевших нейтронов при радиационном захвате π^- -мезонов ядром ^{16}O . Гистограмма - результат измерения ^{13}C . Кривая 1 - полный нейтронный спектр, кривая 2 отвечает вкладу спин-дипольной ветви резонанса, кривая 3 - спин-квадрупольной ветви.

гистограммы приведен экспериментальный спектр ^{13}C .

В целом удается воспроизвести основные черты измеренного спектра. Характерной чертой спектра является наличие максимума при энергии нейтронов $E_n = 4 \div 5 \text{ МэВ}$. Он обусловлен распадом резонансов $2_4^- / E^* = 6,6 \text{ МэВ}$ в основное состояние дочернего ядра ^{15}N и $1_5^- / E^* = 13,4 \text{ МэВ}$ на уровень $3/2^-$ в ^{15}N .

Резко заниженным /как и во всех других расчетах/ по сравнению с экспериментом оказывается выход нейтронов в мягкой /испарительной/ части спектра. Причина - недостаточный разброс дипольных состояний.

Квадрупольная ветвь резонанса не коллективизируется подобно дипольной /см. рис. 1/. Она оказывается разбросанной по широкому интервалу энергий. Более

того, ее генеалогическая связь с состояниями ядра $A=15$ является очень разветвленной. В результате - в нейтронном спектре, обусловленном распадом этой ветви, резонансная структура практически не проявляется. Самая жесткая часть нейтронного спектра связана с распадом квадрупольной ветви резонанса в основное состояние дочернего ядра ^{15}N . На высокоэнергетическую часть нейтронного спектра приходится 0,27 нейтронов на один жесткий γ -квант, если фиксировать нейтроны с энергией $E_n > 10 \text{ МэВ}$, и 0,19 нейтронов на один жесткий γ -квант при энергии $E_n > 15 \text{ МэВ}$.

Абсолютные значения выходов γ -квантов из реакции $^{16}\text{O}(\pi, \gamma)$, связанные с заселением определенного конечного состояния дочернего ядра ^{15}N , приведены в таблице. С наибольшей интенсивностью заселяются основное состояние $1/2^-$ и состояние $3/2^-$, главным образом за счет распада спин-дипольной ветви резонанса. Это связано с тем обстоятельством, что в соответствующих волновых функциях доминирующими являются частично-дырочные компоненты: $2s-1p^{-1}$ или $1d-1p^{-1}$.

Квадрупольная ветвь резонанса распадается преимущественно на уровень $3/2^-$ ($E^* = 6,3 \text{ МэВ}$) и уровни положительной четности ядра ^{15}N , расположенные выше порога последующего испускания нейтрона или протона. Волновые функции этих резонансов содержат компоненты $(2s \text{ или } 1d) 1s^{-1}$, $(2p \text{ или } 1f) 1p^{-1}$ и $(\ell_1 \ell_2) 1p^{-2}$, где через ℓ_1 и ℓ_2 обозначены $2s$ - или $1d$ -состояния. Высоколежащие состояния ядра ^{15}N описываются суперпозицией компонент типа $(2s \text{ или } 1d) 1p^{-2}$. Поэтому генеалогическая связь квадрупольной ветви резонанса с высоколежащими состояниями ядра ^{15}N велика.

Надпороговые состояния ядра ^{15}N затем будут распадаться путем испускания протона /соответствующий порог равен $10,21 \text{ МэВ}$ / или нейтрона /порог $10,83 \text{ МэВ}$ /. Такая специфика распада будет характерна и для остальных ядер $1p$ -оболочки, так как она связана с общими свойствами легких ядер - сильным разбросом квадрупольных резонансов. Во всех этих ядрах следует ожидать заметного вклада каналов $(\pi^-, \gamma 2n)$ или даже канала $(\pi^-, \gamma n)$ в полную вероятность расщепления

Таблица 1

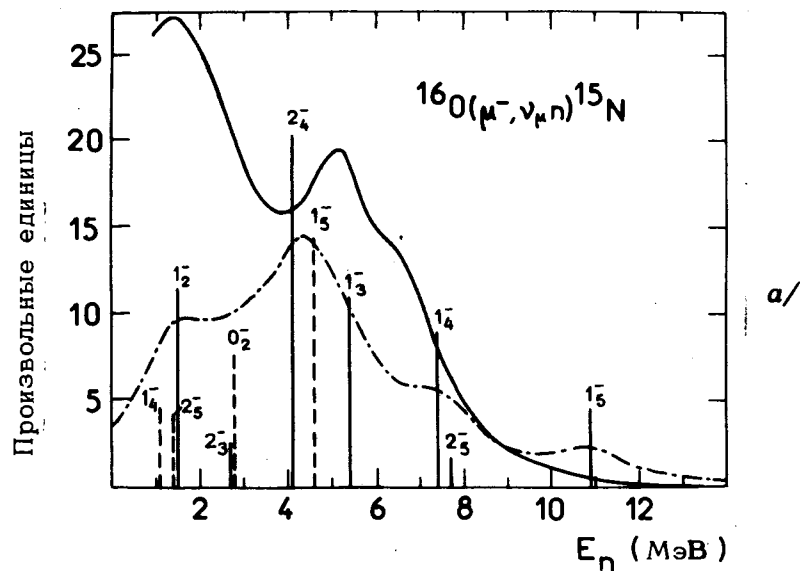
Выход жестких γ -квантов, приводящий к заселению определенных состояний ядра ^{15}N в реакции $^{16}\text{O}(\pi^-, \gamma n) ^{15}\text{N}$. Индексы "+" и "-" относятся к вкладу резонансов положительной и отрицательной четности соответственно.

Уровни ядра ^{15}N J^π	E^* , МэВ	Выход γ -квантов в единицах 10^{-4}		
		R^+	R^-	$R = R^+ + R^-$
$1/2^-$	0,0	12	63	75
$1/2^+, 5/2^+$	5,3	7	1	8
$3/2^-$	6,3	23	31	54
$5/2^+$	7,2	5	0,2	5
$3/2^+$	7,3	1	< 0,1	1
Остальные связанные состояния		5	< 0,1	5
Уровни положительной четности, лежащие выше порога нуклонного развала		42	2	44
Суммарный выход		95	97	192

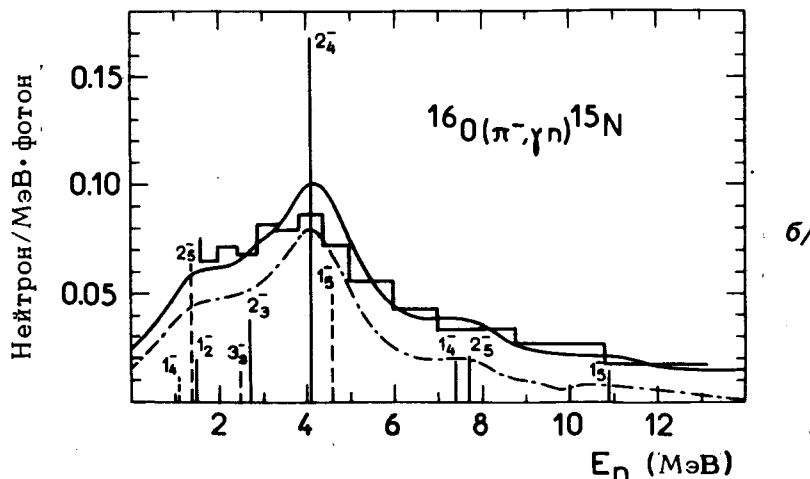
ядра. В ядре ^{16}O на долю этих двух каналов приходится около 19% всех событий.

Дополнительную информацию о роли квадрупольной ветви резонанса можно получить при сравнении нейтронных спектров в двух процессах: (π^-, γ) и (μ^-, ν_μ) . В последнем случае эта ветвь проявляется очень слабо /ее интенсивность не превышает 10%, тогда как в процессе (π^-, γ) - около 44%/. Сопоставление обоих спектров проведено на рис. 3. Экспериментальные данные по нейтронному спектру при захвате мюонов взяты из работы /14/.

Спектр нейтронов от μ -захвата не имеет длинного "хвоста", в противоположность случаю радиационного



a/



b/

Рис. 3. Спектр вылетевших нейтронов в процессах а/ (μ^-, ν_μ): сплошная кривая - результат измерения /14/, штрих-пунктирная - результат расчета; б/ (π^-, γ): гистограмма - результат измерения /13/, сплошная кривая - результат расчета с учетом спин-квадрупольной ветви гигантского резонанса, штрих-пунктирная - без учета.

захвата π -мезонов, из-за слабого проявления квадрупольной ветви резонанса. Результаты расчета качественно согласуются с измеренными нейтронными спектрами /см. рис. 2 и 3/.

Теоретические кривые получены в предположении, что резонансы в нейтронном спектре, показанные на рис. 3а, б в виде вертикальных линий, имеют брейт-вигнеровскую форму и ширину, равную 2 МэВ. Резонансы, показанные в виде сплошных вертикальных линий, соответствуют распаду в основное состояние дочернего ядра $^{15}\text{N}(1/2^-)$, а в виде пунктирной линии - в возбужденное состояние $3/2^- (E^* = 6,3 \text{ МэВ})$.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты, которые мы обсудили в данной работе, получены на основе концепции о доминирующей роли коллективных состояний ядра типа гигантских резонансов в процессе (π, γ). Ранее было показано, что такой подход позволяет описать gross-структуру спектра возбуждения ядерной системы в процессе (π, γ). Рассмотренные в данной работе характеристики затрагивают гораздо глубже детали ядерной структуры.

Нам представляется, что изучение таких характеристик в процессе (π, γ), а также и в других процессах, идущих через возбуждение коллективных состояний ядра типа гигантского резонанса /рассеяние электронов с энергией $E_e = 50 \div 80 \text{ МэВ}$ назад, фоторождение π -мезонов, радиационный захват π -мезонов на лету и т.д./, является одной из главных задач в настоящее время. И цель настоящей работы - показать, какую информацию при этом можно получить.

Что же касается процесса (π, γ), то представляет интерес получение экспериментальной информации о двух-нуклонном канале реакции. Согласно полученным результатам, на этот канал должно приходиться 19% всех событий, связанных с радиационным захватом. Представляет большой интерес изучение таких характеристик, как спектр γ -квантов в совпадении как с нейтронами, так

и с мягким γ -квантом от высвечивания возбужденного состояния дочернего ядра А-1 /см. также работу /15//.

Экспериментальное изучение перечисленных энергетических характеристик, а также угловых корреляций, позволит сделать важный шаг в понимании как механизма радиационного захвата π -мезонов, так и вопросов ядерной структуры.

В заключение авторы приносят благодарность экспериментаторам, входящим в коллаборацию Лозанна - Мюнхен - Цюрих, и особенно проф. К.Джозефу и проф. П.Трюлюю и д-ру Г.Штрасснеру за ознакомление с новыми экспериментальными данными. Авторы благодарны также д-ру Р.Вюншу за плодотворные обсуждения и Р.А.Сакаеву за его вклад на раннем этапе работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Baer H.W., Crowe K.M., Trüol P. *Adv. Nucl. Phys.*, 1977, 9, p.177.
2. Baer H.W. In: *Proc. 7th Int. Conf. on High Energy Physics and Nucl. Struct.*, ed. M. Locher (Birkhäuser Verlag, Basel, 1977), p.245.
3. Dogotar G.E. e.a. *JINR*, E2-11275, Dubna, 1978.
4. Eramzhyan R.A. e.a. *Nucl. Phys.*, 1977, A290, p.294.
5. Alder J.C. e.a. *Proc. 7th Int. Conf. on High Energy Physics and Nucl. Struct.*, Zurich, August 1977, Abstract C16 and Private communication.
6. Balashov V.V. e.a. *Nucl. Phys.*, 1967, B1, p.158. Balashov V.V., Wunsch R. *JINR*, P4-11563, Dubna, 1978.
7. Vergados J.D. *Phys. Rev.*, 1975, C12, p.1278.
8. Wunsch R., *JINR*, E4-11592, Dubna, 1978.
9. Korotkin V.L., Titarenko N.N., Wunsch R. *Sov. Journ. Nucl. Phys.*, in press.
10. Lane A.M., Thomas R.G. *Rev. Mod. Phys.*, 1958, 30, p.257.
11. Barz H.W. e.a. *Sov. Journ. Nucl. Phys.*, 1976, 24, p.508.
12. Jäger H.V., Kissener H.R., Eramzhyan R.A. In: *Proc. Int. Seminar on Electromagnetic Interactions in Nuclei at Low and Intermediate Energies*, Moscow, 1972, p.63.
13. Lam W.C. e.a. *Phys. Rev.*, 1974, C10, p.72.
14. Plett M.E., Sobottka S.E. *Phys. Rev.*, 1971, C3, p.1003.
15. Gmitro M., Tosunjan L.A., Eramzhyan R.A. *JINR*, P2-11549, Dubna, 1978.

Рукопись поступила в издательский отдел
11 мая 1978 года.