

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



Б-202

3445/2-78

21/vii - 78  
P4 - 11565

В.В.Балашов, Е.Ф.Кисляков, В.Л.Коротких,  
Р.Вюш

РОЛЬ КОРРЕЛЯЦИОННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ  
В ИЗУЧЕНИИ СТРУКТУРЫ  
НЕПРЕРЫВНОГО СПЕКТРА ЯДЕР  
С ПОМОЩЬЮ ЭЛЕКТРОНОВ И ПРОТОНОВ  
ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

**1978**

P4 - 11565

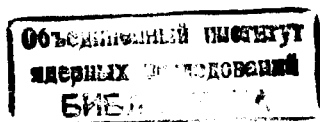
В.В.Балашов,\* Е.Ф.Кисляков,\* В.Л.Коротких,\*  
Р.Вюнш

РОЛЬ КОРРЕЛЯЦИОННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ  
В ИЗУЧЕНИИ СТРУКТУРЫ  
НЕПРЕРЫВНОГО СПЕКТРА ЯДЕР  
С ПОМОЩЬЮ ЭЛЕКТРОНОВ И ПРОТОНОВ  
ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

*Направлено в "Nuclear Physics"*

---

\* Научно-исследовательский институт ядерной физики Московского государственного университета.



Роль корреляционных экспериментов в изучении структуры непрерывного спектра ядер с помощью электронов и протонов высокой энергии

На основе единой теории прямых и резонансных процессов исследуются основные особенности расщепления ядер электронами и протонами высокой энергии в широком интервале энергии возбуждения ядра. Показано, что корреляционные эксперименты  $(e, e'N)$  и  $(p, p'N)$ , проводимые в сочетании друг с другом, могут дать ценную информацию о структуре ядра в области непрерывного спектра, дополнительную по отношению к экспериментам  $(e, e')$  и  $(p, p')$ .

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований, Дубна 1978

The Coincidence experiments  $(e, e'N)$  and  $(p, p'N)$  with High-Energy Projectiles as a Promising Tool for Studying the Nuclear Structure above the Disintegration Threshold

In the frame of the unified theory of direct and resonance processes the characteristics of the disintegration of nuclei by high-energy electrons and protons are investigated in a wide region of nuclear excitation. As is shown, the coincidence experiments  $(e, e'N)$  and  $(p, p'N)$  can give important information about the nuclear continuum, additional to the  $(e, e')$  and  $(p, p')$  experiments.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1978

## §1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение структуры ядер в области непрерывного спектра занимает все большее место в ядерных исследованиях. Континуум неоднороден; ярким проявлением этой неоднородности является наличие разнообразных по мультипольности, спиновым и изоспиновым характеристикам гигантских резонансов. Перспективным методом спектроскопии ядерных состояний в области непрерывного спектра может быть использование частиц высокой энергии<sup>/1/</sup>. Однако к настоящему времени многие важные вопросы применения этого метода еще недостаточно теоретически разработаны. К ним относятся и вопрос о соотношении прямых и резонансных процессов при расщеплении ядер частицами высокой энергии. В спектрах неупруго рассеянных электронов и протонов /как и других частиц высокой энергии/ неоднородности ядерного континуума, связанные с коллективными состояниями, проявляются на фоне сильных прямых переходов, обусловленных квазиупругим рассеянием падающей частицы на отдельных нуклонах ядра, а возможно /особенно в случае сильно взаимодействующих частиц/ и на нуклонных кластерах. Принято считать, что квазиупругое рассеяние и возбуждение гигантских резонансов являются независимыми процессами, а их вклады в вероятность возбуждения ядра аддитивны. Это не всегда так. Существует большая область значений переданного импульса, где правильное описание мультипольных гигантских резонансов невозможно без использования единой теории прямых и резонансных процессов<sup>/2/</sup>, а само разделение переходов в непрерывный спектр на два независимых класса оказывается очень сильной идеализацией.

Большие возможности изучения структуры непрерывного спектра ядер с помощью электронов и протонов высокой энергии заключены в проведении корреляционных экспериментов, когда рассеянная частица регистрируется на совпадение с продуктом расщепления ядра - протоном, нейтроном или более тяжелой частицей<sup>1-4</sup>. Полезно отметить, что предложения об изучении резонансной структуры континуума в корреляционных экспериментах были сделаны не только в ядерной физике, но и применительно к электрон-атомным столкновениям<sup>5</sup>, а первый такой эксперимент был выполнен именно в атомной физике<sup>6</sup>. Совсем недавно метод совпадений был применен и в ядерной физике для изучения распада выстроенных гигантских резонансов<sup>7</sup>.

Корреляционные эксперименты типа  $(e, e'N)$ ,  $(p, p'N)$  и т.п., в принципе, гораздо более информативны, чем обычные эксперименты по рассеянию электронов или адронов на ядрах. Характеристики угловой корреляции между рассеянной и выбитой частицами, которые можно извлечь из них, определяются не только интенсивностью переходов разной мультипольности, но и фазовыми соотношениями между амплитудами переходов. В теориях - как микроскопических, так и коллективных, - если они основаны на идее об аддитивности вкладов прямых и резонансных переходов, вопросы о таких фазовых соотношениях остаются в стороне. Наоборот, в единых теориях выполнение этих соотношений обеспечивается "автоматически". Преимущества единых теорий следует учитывать и при использовании корреляционных экспериментов для изучения соотношений между разными каналами расщепления ядра. В частности, очень важно, что в единых теориях не возникает отдельного вопроса о вычислении ширин резонансов - как полных, так и парциальных. Он решается в единой теории также без каких-либо дополнительных допущений, по ходу вычисления кривых, дающих распределение вероятностей переходов по энергии возбуждения ядра. Это преимущество оказывается особенно существенным при рассмотрении очень широких резонансов, когда трудно ввести последовательным образом понятия внутренней и внешней области ядра, приведенной ширины уровня, проницаемости и т.п.

Отмечая принципиальные преимущества единых теорий, нельзя упускать из виду, что к настоящему времени техника конкретных расчетов в рамках единой теории еще разработана недостаточно. Приходится считаться с сильными ограничениями на число связываемых друг с другом каналов, тип конфигураций, описывающих возбужденные состояния ядер, и т.п. Расчеты спектров возбуждения ядер в рамках единой теории в вычислительном отношении сложнее, чем их расчеты в оболочечной или других микроскопических моделях, когда не учитываются квазистационарные свойства состояний в континууме.

Таким образом, задача использования корреляционных экспериментов для изучения структуры непрерывного спектра ядер с помощью электронов и адронов высокой энергии и задача дальнейшей разработки единой теории ядерных реакций тесно связаны между собой. В предыдущих работах<sup>1-4</sup> возможности корреляционных экспериментов и их интерпретации на основе единой теории разбирались применительно к рассеянию электронов. В данной работе мы рассмотрим, в какой мере могут дополнять друг друга эксперименты с электронами и протонами. Чтобы обобщить развитую ранее теорию расщепления ядра на случай сильно взаимодействующих частиц, надо учесть одновременно и индивидуальные структурные особенности ядра в процессе его перестройки, и многократные столкновения рассеиваемой частицы с нуклонами ядра. В этой части задачи мы опираемся на опыт описания реакций  $(p, p')$ ,  $(\pi, \pi')$  и т.п. с возбуждением дискретных уровней ядра<sup>8,9</sup> и используем развитое для этого<sup>10</sup> приближение одного неупругого столкновения теории Глаубера. Как и раньше, единое описание неупругого и квазиупругого рассеяния достигается тем, что волновая функция конечного состояния ядра в континууме строится с учетом связи между различными каналами его расщепления. Конкретные расчеты выполнены с учетом только конфигурации "частица-дырка" /  $1p-1h$  конфигураций / в рамках варианта оболочечной модели с континуумом, разработанной в<sup>11, 12</sup>.

Параметры, характеризующие ядерные волновые функции в начальном и конечном состояниях, положение и ширину отдельных резонансов и т.п., в данной работе те же, что в <sup>13/</sup>

Ядро <sup>12</sup>C, к которому относятся все выполненные в данной работе расчеты, хуже, чем, скажем, дважды магические ядра <sup>16</sup>O или <sup>40</sup>Ca, годится для применения 1p-1h подхода, однако мы начинаем с такого ядра, чтобы подчеркнуть методические цели своего исследования. Нам важно иметь качественно верный масштаб всей картины расщепления ядра электронами и протонами, но мы не рассчитываем на то, чтобы с помощью проведенных расчетов можно было проводить количественный анализ будущих экспериментов именно на ядре <sup>12</sup>C, включая взаимную привязку рассчитанных и наблюдаемых резонансов и т.п. Нашей главной целью является предугадать новые, не зависящие от выбранного ядра общие вопросы, с которыми столкнется экспериментатор, применяя метод совпадений не как традиционный способ изучения прямых процессов квазиупругого выбивания, а для исследования структуры непрерывного спектра ядер.

## §2. СПЕКТРЫ ВОЗБУЖДЕНИЯ ЯДРА ПРИ НЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ ЭЛЕКТРОНОВ И ПРОТОНОВ

В работе <sup>13/</sup> были рассчитаны и исследованы функции отклика  $R(E, \vec{q})$  для переходов в непрерывный спектр, соответствующих изоскалярному, изовекторному и зарядовому операторам возмущения. При фиксированных значениях энергии возбуждения ядра  $E$  и переданного ядру импульса  $\vec{q}$  величина  $R(E, \vec{q})$  получается суммированием вероятностей переходов по протонным и нейтронным каналам расщепления ядра и интегрированием по угловому распределению продуктов расщепления:

$$R(E, \vec{q}) = \sum_{N=n, p} \int d\Omega_N \frac{dR_N(E, \vec{q}, \hat{k}_N)}{d\Omega_N}; \quad /2.1/$$

здесь  $\hat{k}_N = \vec{k}_N / k_N$  - единичный вектор в направлении вылета протона или нейтрона. При вычислении корреляционных функций  $dR_N(E, \vec{q}, \hat{k}_N) / d\Omega_N$  производится усреднение и суммирование по проекциям спинов в начальном и конечном состояниях.

Функция отклика для зарядового оператора

$$R^{CH}(E, \vec{q}) = \sum_N \int d\Omega_N | \langle f | \sum_{j=1}^A \frac{1 + \tau_3^{(j)}}{2} \exp\{i\vec{q}\vec{r}_j\} | i \rangle |^2, \quad /2.2/$$

соответствующая продольным электронным формфакторам, приведена на рис. 1 при трех значениях переданного импульса:  $q = 0,5; 1.0$  и  $1,5 \text{ ф}^{-1}$ . Переходы, соот-

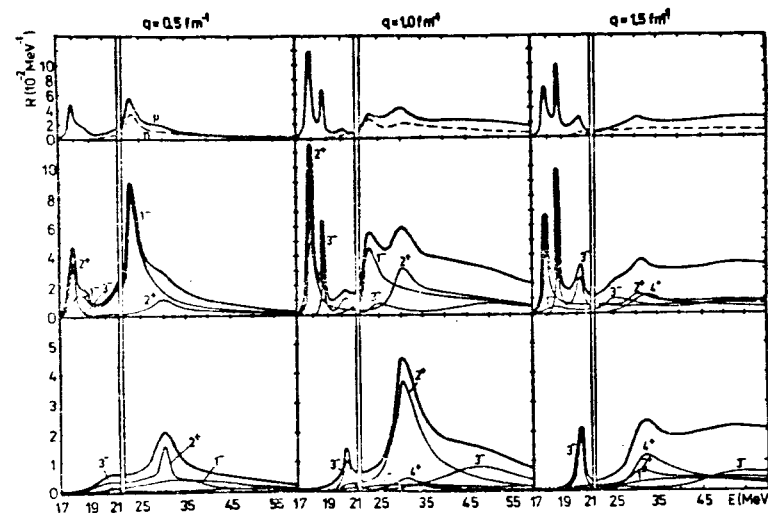


Рис.1. Функции отклика для переходов в непрерывный спектр ядра <sup>12</sup>C для трех значений переданного импульса  $q$ . Верхняя и средняя части рисунка - зарядовая функция отклика /2.1/, нижняя часть - обобщенная изоскалярная функция отклика /2.3/. В верхней части рисунка показан вклад протонного и нейтронного канала, в средней и нижней - вклад переходов различной мультипольности, просуммированный по протонному и нейтронному каналам. Масштаб по оси энергии возбуждения ядра в интервале 17-21 МэВ увеличен по сравнению с масштабом в интервале 21-60 МэВ.

ветствующие поперечным электронным формфакторам, в данной работе не рассматриваются.

Исследуя особенности возбуждения ядра протонами, мы будем ориентироваться на эксперименты с протонами энергии порядка 1 ГэВ. Как известно, в этой области спиновые и изоспиновые слагаемые элементарной NN амплитуды малы. Поэтому основной структурной характеристикой переходов в непрерывный спектр под действием протонов является функция, соответствующая изоскалярному оператору. В соответствии с используемым нами приближением одного неупругого соударения введем обобщенную изоскалярную функцию отклика

$$R^{GIS}(E, \vec{q}) = \sum_N \int d\Omega_N | \langle f | \sum_{j=1}^A S(\vec{b}_j) \exp\{i\vec{q}\vec{r}_j\} | i \rangle |^2 \quad /2.3/$$

$$S(\vec{b}) = [1 - \frac{1}{A} \int \Gamma(\vec{b} - \vec{s}) \rho(\vec{s}, z) d^2\vec{s} dz]^{A-1} \quad /2.4/$$

где  $\Gamma(\vec{b} - \vec{s})$  - профильная функция амплитуды NN рассеяния  $f(q) = \frac{ik}{2\pi} \sigma(1-i\alpha) \exp\{-\beta q^2/2\}$  /при энергии 1 ГэВ

$\sigma = 44$  мбарн;  $\alpha = -0,3$ ;  $\beta = 5,45$  (ГэВ/с) $^{-2}$ ;  $\rho(\vec{r})$  - плотность нуклонов в ядре /в расчетах  $\rho(\vec{r})$  взята в обычной для ядра  $^{12}\text{C}$  осцилляторной форме с параметром  $r_0 = 1,64$  Ф/. В "оптическом пределе" /2.4/ переходит в известный квазиклассический фактор искажения  $S(\vec{b}) =$

$\exp\{-\frac{\sigma}{2}(1-i\alpha)T(\vec{b})\}$ . В импульсном приближении дифференциальное сечение реакции (p,p') выражается через  $R^{GIS}$  по формуле

$$\frac{d^2\sigma}{dE d\Omega} = \frac{k'}{k} |f(q)|^2 \cdot R^{GIS}(E, \vec{q}) \quad /2.5/$$

/при этом входящие в /2.2/ волновые функции ядра в непрерывном спектре нормируются на  $\delta$ -функцию по энергии/.

На рис. 1 показана обобщенная функция отклика  $R^{GIS}(E, \vec{q})$ , рассчитанная при тех же значениях переданного импульса, что и  $R^{CH}(E, \vec{q})$ . Из рисунков видно, что форма спектра возбуждения ядра в реакции (p,p') сильно меняется при изменении переданного импульса. Общий характер этих изменений согласуется с тем, что известно для электронов: с увеличением переданного импульса "центр тяжести" функции отклика смещается в сторону больших значений энергии возбуждения. Для более детального сравнения данных, относящихся к электронам и протонам, на рис. 1 показаны вклады отдельных мультиполей /поскольку мы не учитываем спиновые эффекты в операторах возмущения, то имеем дело только с состояниями  $1^-, 2^+, 3^-$  и т.д., соответствующими переходам "нормальной" четности/. Реакции (e,e') и (p,p') по-разному чувствительны к различным резонансам в спектрах возбуждения ядра; структура спектров в реакции (e,e'), которой соответствуют правила отбора  $\Delta T=0$ ; 1, гораздо сложнее, чем в реакции (p,p'), которая /согласно сделанным предположениям относительно свойств элементарной NN амплитуды/ подчиняется правилу отбора  $\Delta T=0$ .

### §3. СВОЙСТВА КОРРЕЛЯЦИОННЫХ ФУНКЦИЙ В ОКРЕСТНОСТИ УЗКИХ РЕЗОНАНСОВ

В данном разделе мы обсудим возможности исследовать свойства отдельных узких резонансов при параллельном проведении корреляционных экспериментов с электронами и протонами. При рассмотрении кинематики корреляционного эксперимента будем пользоваться сферическими координатами: полярный угол  $\Theta$  вылета нуклона из ядра будем отсчитывать от направления вектора переданного импульса  $\vec{q}$ , азимутальный угол  $\phi$  - от плоскости рассеяния частицы высокой энергии; установим, что полуплоскость  $\phi=0$  соответствует направлению от вектора  $\vec{q}$  в сторону падающего пучка, а полуплоскость  $\phi=\pi$  - в противоположную сторону.

Расчет показывает, что в спектрах рассеянных частиц лучше других обособлены узкие резонансы  $2^+$  при  $E = 17,85$  МэВ,  $3^-$  при  $E = 18,67$  МэВ и  $3^-$  при  $E = 20,24$  МэВ. Их мы и рассмотрим в качестве примера.

Первые два резонанса в реакции  $(p,p')$  не проявляются, что указывает на изовекторную природу соответствующих возбуждений. Корреляционные функции в реакции  $(e,e'p)$  при соответствующих двух энергиях показаны на рис. 2. Угловое распределение протонов, отвечающих резонансу при  $E = 18,67$  МэВ, существенно несимметрично относительно плоскости, перпендикулярной вектору переданного импульса  $\vec{q}$ . Это следствие того, что рассматриваемый резонанс  $3^-$  расположен на довольно сильной "подложке", большой вклад в которую дает близко расположенный резонанс противоположной четности  $2^+$ . Угловое распределение протонов при  $E = 17,85$  МэВ, наоборот, весьма симметрично. Это, казалось бы, могло

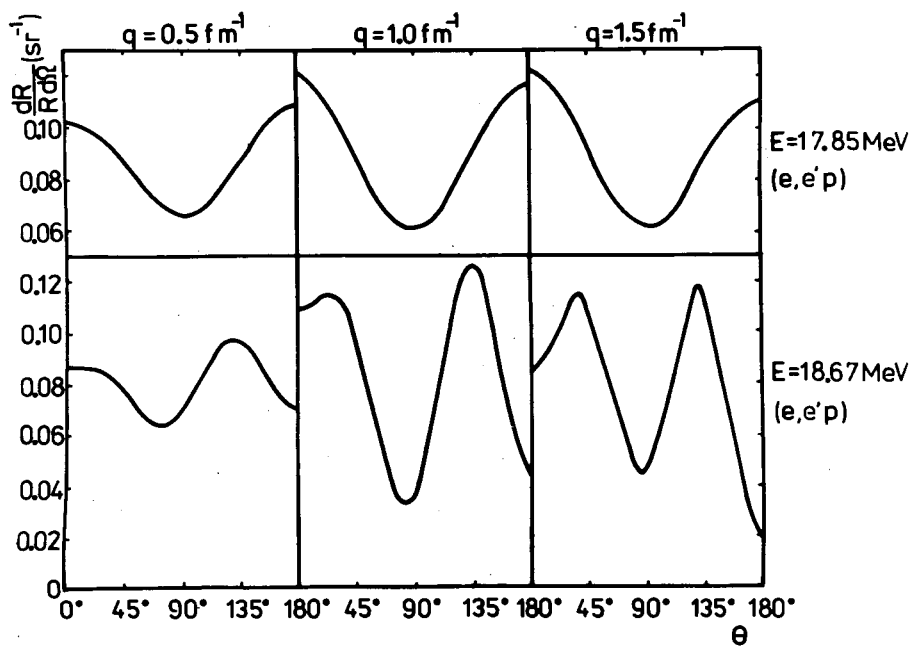


Рис.2. Корреляционная функция в реакции  $(e,e'p)$  при энергиях возбуждения 17,85 МэВ и 18,67 МэВ.

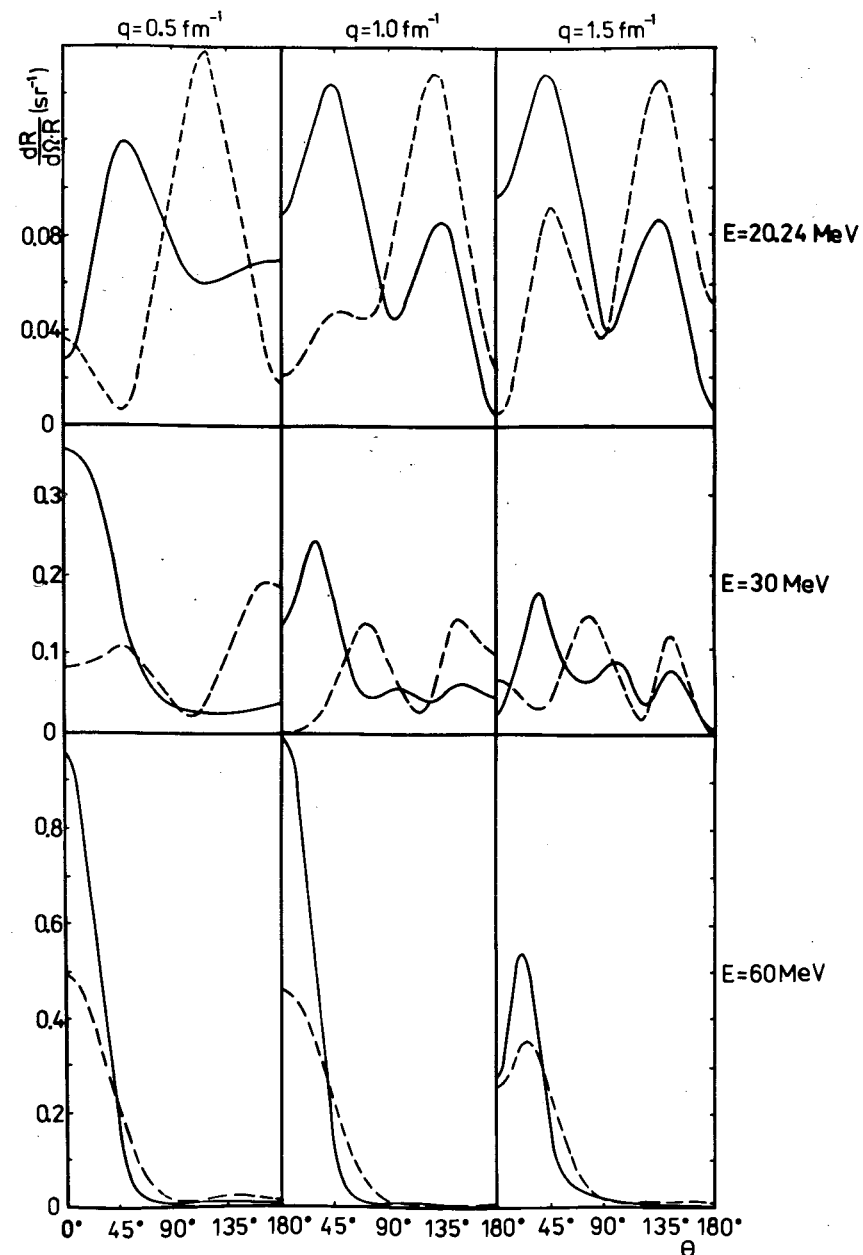


Рис.3. Корреляционная функция для выбитых протонов /сплошная кривая/ и нейтронов /пунктир/ в реакции  $(e,e'N)$  при энергиях возбуждения 20,24 ; 30 и 60 МэВ.

указывать на высокую чистоту резонанса  $2^+$ . Расчет показывает, что это, однако, не так. Если при  $q = 1,0 \text{ fm}^{-1}$  и  $1,5 \text{ fm}^{-1}$  относительный вклад E2-перехода в вероятность возбуждения ядра действительно велик, - более 95%, то при  $q = 0,5 \text{ fm}^{-1}$  это всего лишь около 75%, а остальное приходится почти полностью на E1-переходы. Такое соотношение между E2- и E1-переходами обычно приводит к сильной асимметрии углового распределения нуклонов. То, что в данном случае расчет практически не показывает интерференции между этими переходами, связано с индивидуальными особенностями структуры рассматриваемого резонанса  $2^+$  и прилегающего к нему непрерывного спектра, которые проявляются в особом соотношении между амплитудами расщепления, соответствующими разным значениям спина канала. Возможность такого эффекта полезно иметь в виду при использовании корреляционных экспериментов для изучения свойств отдельных резонансов.

Резонанс  $E = 20,24 \text{ МэВ}$  хорошо проявляется в спектрах возбуждения ядра электронами и протонами лишь при больших значениях переданного импульса. Изоспин соответствующего уровня  $3^-$  равен нулю. На рис. 3 и 4 показаны угловые распределения выбитых нуклонов при энергии возбуждения  $E = 20,24 \text{ МэВ}$  во всех четырех рассматриваемых нами реакциях  $(e, e'p)$ ,  $(e, e'n)$ ,  $(p, 2p)$  и  $(p, p'n)$ . Обращает на себя внимание то, что форма этих распределений при расщеплении ядра электронами и протонами существенно различна. Отметим, что знаки асимметрии углового распределения протонов и нейтронов относительно плоскости, перпендикулярной вектору  $\vec{q}$ , в реакциях  $(e, e'p)$  и  $(e, e'n)$  противоположны друг другу /см. по этому поводу также <sup>12</sup>/.

#### §4. ВОЗБУЖДЕНИЕ И РАСПАД ГИГАНТСКИХ РЕЗОНАНСОВ

Совместный анализ данных, приведенный на рис. 1 для электронов и протонов, позволяет представить общую резонансную структуру непрерывного спектра рас-

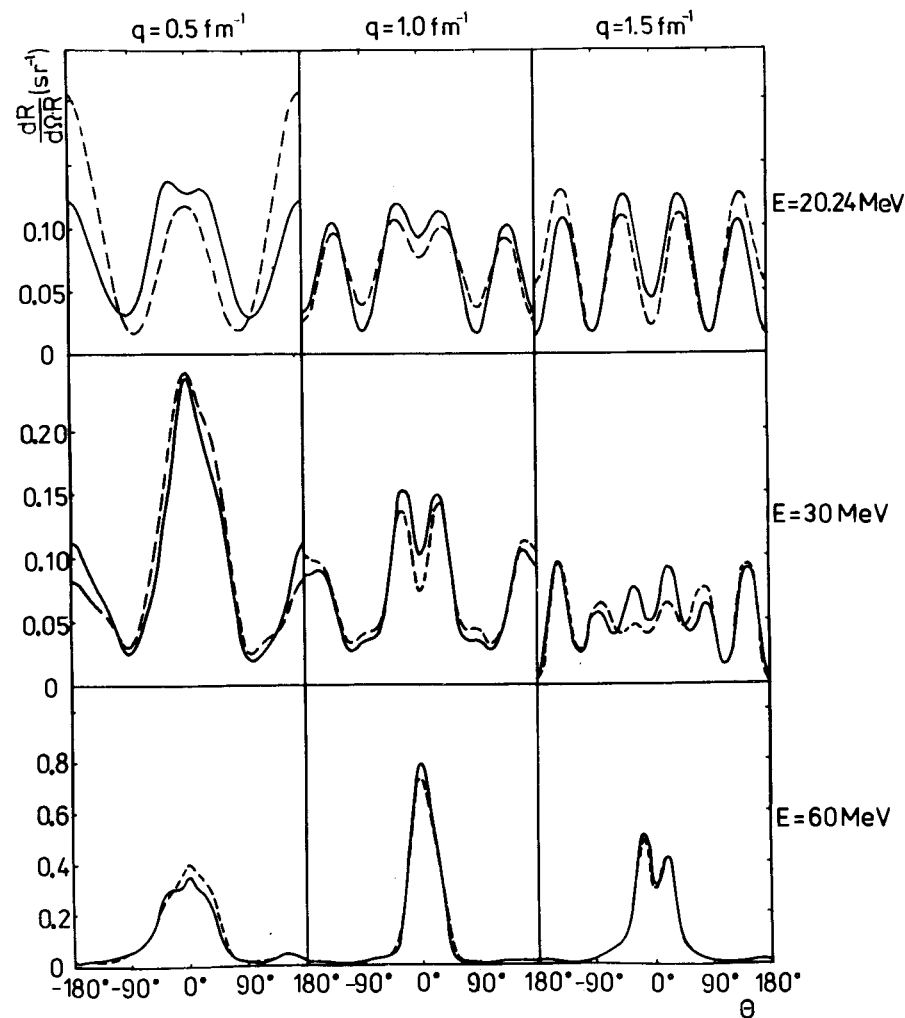


Рис. 4. Корреляционная функция в плоскости рассеяния для выбитых протонов /сплошная кривая/ и нейтронов /пунктир/ в реакции  $(p, p'N)$  при энергиях возбуждения 20,24; 30 и 60 МэВ. Отрицательные значения угла  $\theta$  соответствуют направлениям выбитого нуклона, отсчитываемым от  $\vec{q}$  в сторону падающего пучка, положительные - в противоположном направлении.



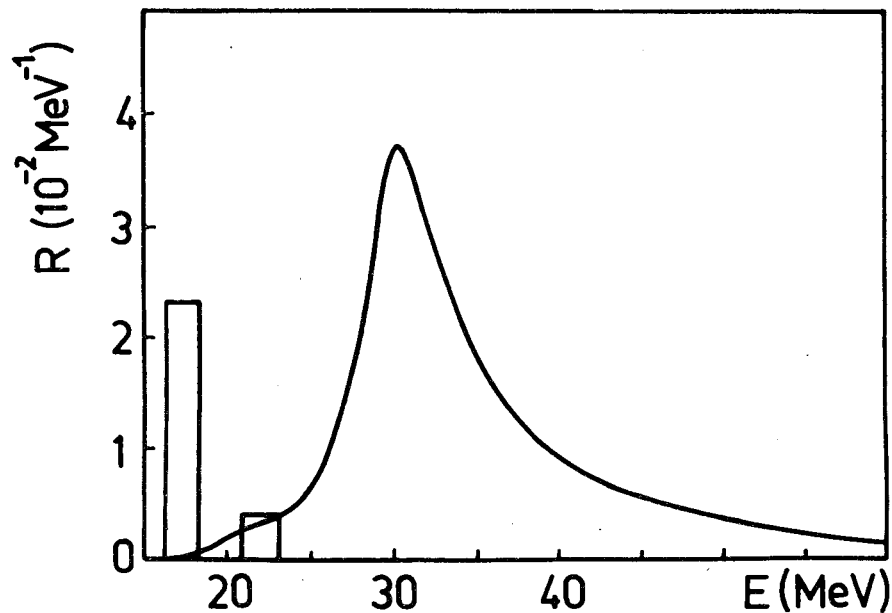


Рис.5. Распределение силы изоскалярных E2-переходов в ядре  $^{12}\text{C}$  при  $q=1,0\Phi^{-1}$ . Сплошная кривая соответствует данным на рис. 1; столбики - вклады переходов  $|(1s)^4(1p)^8; 0^+ \rightarrow |(1s)^4(1p)^8; 2^+ \rangle$ .

смаатриваемого ядра. В области 21-25 МэВ доминирует дипольный гигантский резонанс. Изоскалярный E2-резонанс находится в районе  $E \approx 30$  МэВ. Сила переходов, соответствующая изовекторному E2-резонансу, а также гигантским резонансам более высокой мультипольности, распределена по очень широкой области энергии возбуждения. При малых  $q$  эти резонансы не сформированы в виде отчетливых максимумов. Однако при  $q=1,5\Phi^{-1}$  в спектре изоскалярных переходов хорошо виден широкий резонанс  $4^+$  /напомним, что мы обсуждаем только переходы "нормальной" четности/.

Закключение о том, что изоскалярный E2 гигантский резонанс в ядре  $^{12}\text{C}$  расположен в районе 30 МэВ, согласуется с выводами последних экспериментальных исследований, согласно которым в этом ядре при  $E < 30$  МэВ сосредоточена лишь небольшая доля всей

суммы E2-переходов /см., напр.,  $^{14,15}/$ /. Однако подчеркнем еще раз, что проведенные в данной работе расчеты основаны на упрощенной модели рассматриваемого ядра и их не следует использовать для количественного анализа экспериментальных данных. На рис. 5 показаны распределения вероятностей изоскалярных E2-переходов, рассчитанных двумя разными способами. Сплошная линия соответствует данным рис. 1, полученным в 1p-1h модели. Столбики показывают вероятности переходов  $|(1s)^4(1p)^8; 0^+ \rightarrow |(1s)^4(1p)^8; 2^+ \rangle$  в высоковозбужденные состояния 1p-оболочки; в этом расчете волновая функция основного состояния и волновые функции возбужденных состояний ядра  $^{12}\text{C}$  построены в рамках модели промежуточной связи  $^{16}/$ . На языке 1p-1h модели второй расчет соответствует учету поляризации "вакуума" в основном состоянии ядра и разброса 1p-1h возбуждений по состояниям более сложной природы. Разумеется, показанные на рис. 5 данные, полученные в двух разных моделях, нельзя просто складывать друг с другом, т.к. они частично отражают одни и те же эффекты. Однако их качественное сопоставление дает представление о масштабе эффектов, не учтенных 1p-1h моделью.

Рассмотрим результаты, относящиеся к распаду изоскалярного E2-резонанса. В табл. 1 представлены относительные вклады переходов различной мультипольности в полную вероятность расщепления ядра по протонному и нейтронному каналам при  $E=30$  МэВ. При расщеплении ядра электронами максимальный вклад E2-перехода едва превышает 50%. E2-переход сильно интерферирует с другими переходами - в основном, с "хвостом" дипольного гигантского резонанса. В результате функции угловой корреляции в реакциях  $(e, e'p)$  и  $(e, e'n)$  в области E2-гигантского резонанса имеют весьма сложную асимметричную относительно угла  $\Theta=90^\circ$  форму, которая сильно меняется /особенно в нейтронном канале/ с изменением переданного импульса /рис. 3 и 4/. В реакциях с протонами гигантский E2-резонанс гораздо "чище", здесь нет мощного фона E1-переходов. Асимметрия корреляционной функции в реакциях  $(p, 2p)$  и  $(p, pn)$  слабее, чем в реакциях с электронами. Отметим, что при очень

Таблица

Относительный вклад переходов различной мультипольности /в %/ в полную вероятность расщепления ядра  $^{12}\text{C}$  по протонному и нейтронному каналам при энергии возбуждения  $E = 30 \text{ МэВ}$

$J^\pi$	(e, e' p)	(e, e' n)	(p, p' p)	(p, p' n)
$q = 0,5 \phi^{-1}$				
$0^+$	2,3	2,5	1,8	1,8
$1^-$	27,9	27,2	8,8	8,6
$2^+$	31,9	7,0	47,0	28,7
$3^-$	0,7	0,2	1,1	0,9
$4^+$	0,2	-	0,8	0,4
$\Sigma$	63,0	36,9	59,6	40,4
$q = 1,0 \phi^{-1}$				
$0^+$	1,5	4,6	0,4	0,4
$1^-$	18,8	11,5	2,5	2,4
$2^+$	40,4	11,9	52,7	30,2
$3^-$	3,3	2,1	1,4	1,2
$4^+$	5,2	0,5	5,4	3,1
$5^-$	0,2	-	0,2	0,1
$\Sigma$	69,4	30,6	62,6	37,4
$q = 1,5 \phi^{-1}$				
$0^+$	1,3	3,1	2,9	2,8
$1^-$	9,6	3,8	6,2	6,2
$2^+$	24,9	11,4	20,6	12,3
$3^-$	13,8	7,0	2,1	2,0
$4^+$	21,7	3,0	29,5	14,8
$5^-$	0,4	-	0,4	0,2
$\Sigma$	71,7	28,3	61,7	38,3

больших переданных импульсах максимум спектра возбуждения при  $30 \text{ МэВ}$  в реакции  $(p, p')$  определяется, в основном, переходами в состоянии  $4^+$ .

На рис. 6 и 7 приведены "дифференциальные" спектры возбуждения ядра, рассчитанные для определенных зна-

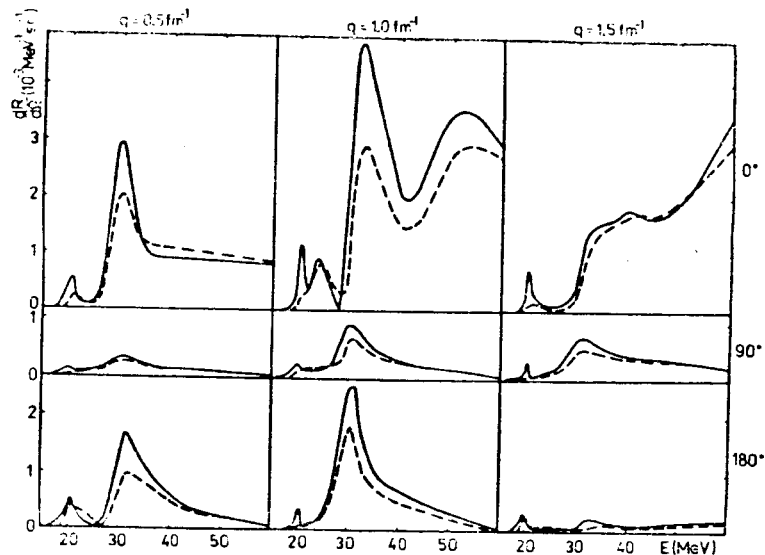


Рис. 6. "Дифференциальный" спектр возбуждения ядра в реакции  $(p, 2p)$  /сплошные линии/ и  $(p, p'n)$  /пунктир/ для плоскости рассеяния при  $\Theta = 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ$ .

чений угла вылета протона или нейтрона. В реакциях  $(p, 2p)$  и  $(p, p'n)$  форма дифференциальных спектров при энергиях, соответствующих изоскалярному резонансу и выше, определяется, в основном, взаимодействием коллективного E2-перехода и когерентного вклада большого числа других переходов, который в направлении, близком к вектору  $q'$ , проявляется как прямое квазиупругое выбивание протона или нейтрона. В направлении, обратном по отношению к вектору  $q'$  /"антиквазиупругая кинематика"/, этот когерентный вклад пропадает. Форма дифференциальных спектров в реакциях  $(e, e' p)$  и  $(e, e' n)$  гораздо сложнее, так как они определяются не только изоскалярными, но и изовекторными переходами, в том числе коллективными E1-переходами, интерференция которых с коллективными E2-переходами отвечает за главные особенности дифференциальных спектров в районе  $25-35 \text{ МэВ}$ .

## §5. ОБ ЭФФЕКТАХ ИСКАЖЕНИЙ В РЕАКЦИЯХ С ПРОТОНАМИ

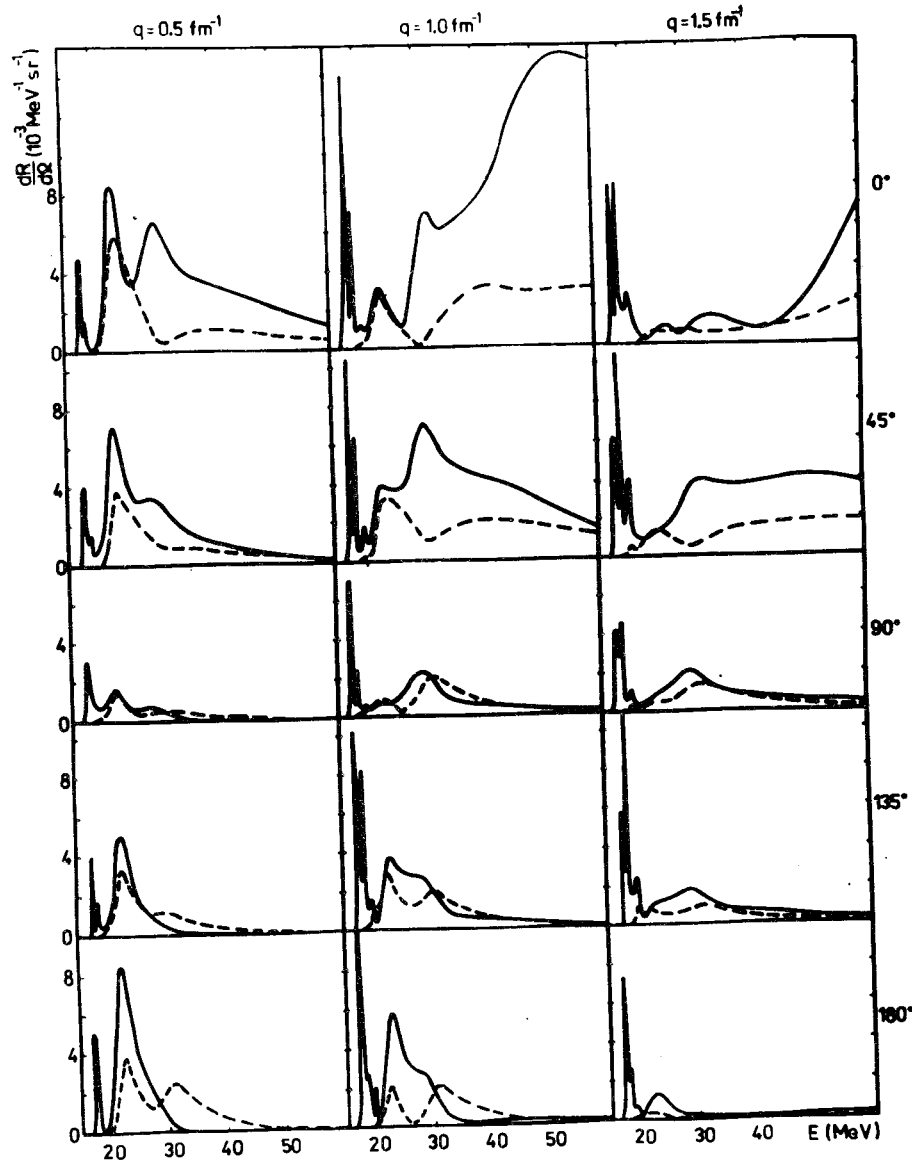


Рис. 7. "Дифференциальный" спектр возбуждения ядра в реакции  $(e,e'p)$  /сплошные линии/ и  $(e,e'n)$  /пунктир/ при  $\theta = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ, 180^\circ$ .

Искажения волновых функций падающего и рассеянного протона в реакциях  $(p,2p)$  и  $(p,p'n)$  сказываются не только на абсолютной величине сечений этих реакций /в нашем случае учет искажений приводит в среднем к уменьшению сечений примерно в 1,5 раза/, но и на форме углового распределения выбитых нуклонов.

В плосковолновом /по пролетающей частице/ приближении угловое распределение выбитых нуклонов характеризуется осевой симметрией относительно вектора переданного импульса  $\vec{q}$ . Сильное поглощение пролетающего адрона в ядерном веществе, подчеркивая поверхностный характер реакций выбивания, вносит в геометрию расщепления конкурирующий элемент осевой симметрии относительно направления падающего пучка. Для того, чтобы сформулировать основные закономерности нарушения симметрии плосковолнового приближения, удобно рассмотреть угловое распределение выбитых частиц в двух частных случаях: а/ в плоскости рассеяния протона высокой энергии и б/ в плоскости, перпендикулярной вектору переданного импульса  $\vec{q}$ .

На рис. 8а и 8б показано угловое распределение выбитых протонов в плоскости рассеяния при энергии возбуждения 30 МэВ, соответствующей гигантскому квадрупольному резонансу. Оно характеризуется большим числом осцилляций, что связано с вкладом переходов высокой мультипольности. Учет искажений деформирует всю картину углового распределения таким образом, что ввести в плоскости рассеяния какую-то новую ось симметрии /как это часто делается при интерпретации экспериментов типа  $(p,p'\gamma)$ ,  $(\alpha,\alpha'\gamma)$  и т.п./ не удастся. Наиболее сильные изменения углового распределения нуклонов при учете искажений происходят в направлениях, перпендикулярных вектору переданного импульса.

Искажения волновых функций падающей и рассеянной частиц приводят к тому, что азимутальное распределение выбитых нуклонов вокруг вектора переданного импульса  $\vec{q}$  становится сильно анизотропным. Для этого распре-

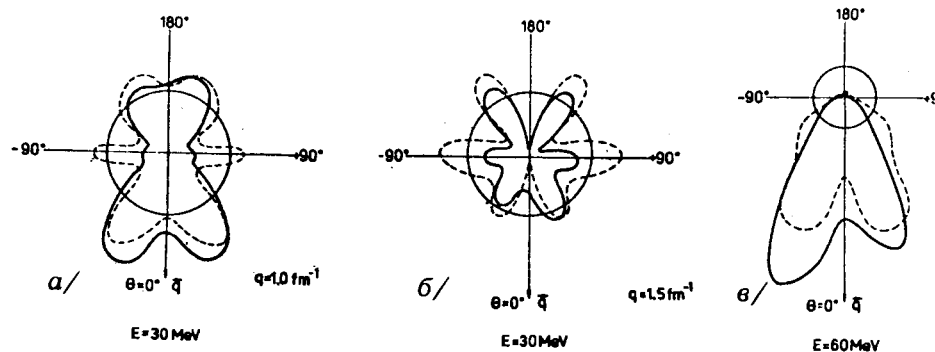


Рис. 8. Угловое распределение выбитых протонов в плоскости рассеяния с учетом /сплошная/ и без учета /пунктир/ искажения волновой функции пролетающего быстрого протона:  
 а/  $q = 1,0 \text{ Ф}^{-1}$ ,  $E = 30 \text{ МэВ}$ , б/  $q = 1,5 \text{ Ф}^{-1}$ ,  $E = 30 \text{ МэВ}$ ,  
 в/  $q = 1,5 \text{ Ф}^{-1}$ ,  $E = 60 \text{ МэВ}$ .

деления характерно, что выбитые нуклоны вылетают из ядра преимущественно в направлениях  $\phi = \pm \pi/2$  /рис. 9/.

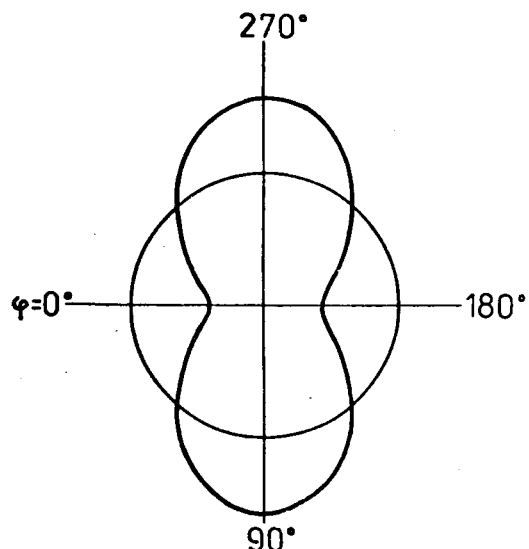


Рис. 9. Азимутальное распределение выбитых протонов в плоскости, перпендикулярной вектору  $\vec{q}$ , в реакции (p,p) при  $q = 1,0 \text{ Ф}^{-1}$ ,  $E = 30 \text{ МэВ}$ .

## §6. О СООТНОШЕНИИ ПРОТОННЫХ И НЕЙТРОННЫХ КАНАЛОВ РАСЩЕПЛЕНИЯ ЯДРА

Все характеристики протонных и нейтронных каналов расщепления ядра протонами, взятые при одной и той же энергии возбуждения ядра, в общем близки друг к другу; в этом проявляется изоскалярный характер возбуждения ядра в реакции (p,p') и почти строгая протон-нейтронная симметрия структуры рассматриваемого ядра  $^{12}\text{C}$  в основном и возбужденных состояниях. Естественно, что значительное различие между протонными и нейтронными каналами имеется при самых малых энергиях возбуждения, где сказывается разница протонного и нейтронного порогов и кулоновское взаимодействие выбитого протона с ядром-остатком. Казалось бы, роль этих факторов должна постепенно падать по мере роста энергии возбуждения ядра. Расчет показывает, что дело происходит иным образом. Так, отношение выходов протонного и нейтронного каналов в реакции (p,p') меняется в зависимости от энергии возбуждения немонотонно. В области квадрупольного гигантского резонанса наблюдается максимум этого отношения, причем выход протонов здесь в полтора раза больше, чем выход нейтронов /табл. 1/. Такого рода нарушения протон-нейтронной симметрии в реакции (p,p') при больших энергиях возбуждения могут представлять значительный интерес для выяснения механизма расщепления ядра. В рассматриваемом ядре  $^{12}\text{C}$  причина эффекта заключается в том, что в области квадрупольного гигантского резонанса особенно велика роль переходов  $0^1, 2^1$  и  $0^1, 4^1$ , соответствующих f-волне выбиваемого протона или нейтрона. Центробежный барьер в f-волне очень высок, и относительно небольшое различие в кинетических энергиях протона и нейтрона, связанное с разницей порогов, переходит в большое различие между проникаемостями этого барьера в протонном и нейтронном каналах. Таким образом, в рассматриваемом случае преобладание протонного канала расщепления ядра в реакции (p,p') в области  $E = 30 \text{ МэВ}$  выступает как своеобразный индикатор особого вклада одночастичного

$1f_{7/2}$  -резонанса /“резонанса формы“/ в коллективные возбуждения мультипольности  $J = 2$  и  $J = 4$ .

В реакции  $(e, e' n)$  характеристики протонных и нейтронных каналов, как правило, очень сильно различаются между собой. Сам выход нейтронов в реакции  $(e, e' n)$  в условиях, в которых выполнены наши расчеты, обусловлен исключительно перезарядкой в конечном состоянии процесса расщепления ядра, так как прямое взаимодействие электрона с нейтронами мы не учитываем. Естественно, эта перезарядка максимальна в резонансных состояниях, характеризующихся определенным значением изоспина. Однако связь между протонными и нейтронными каналами, приводящая к перезарядке, остается весьма заметной вплоть до энергии значительно выше гигантских резонансов /рис. 1/. В этой области энергий угловое распределение нейтронов в реакции  $(e, e' n)$  очень близко к угловому распределению протонов в реакции  $(e, e' p)$  и вполне соответствует обычным представлениям о прямом квазиупругом выбивании /см. рис. 3/. Как уже подчеркивалось в работах<sup>1-3</sup>, экспериментальное изучение реакции  $(e, e' n)$  в условиях, позволяющих исключить вклад поперечных электронных формфакторов ядра, имеет важное значение для получения непосредственной информации о роли связи каналов в конечном состоянии процесса расщепления ядра частицами высокой энергии.

## §7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе с единых позиций рассмотрены основные особенности процесса расщепления ядер электронами и протонами высокой энергии в широком интервале энергии возбуждения ядра - от порога до нескольких десятков МэВ. Проведенные расчеты и их анализ приводят к заключению о том, что корреляционные эксперименты  $(e, e' N)$  и  $(p, p' N)$ , особенно проводимые в сочетании друг с другом, могут дать ценную дополнительную по отношению к экспериментам  $(e, e' n)$  и  $(p, p' n)$  информацию о структуре ядер в области непрерывного спектра.

Авторы благодарят Н.Н.Титаренко за очень полезное участие в обсуждении данной работы, и С.Вюнш - за помощь в оформлении .

## ЛИТЕРАТУРА

1. Балашов В.В. Труды IУ Межд.конф. по физике высоких энергий и структуре ядра, Дубна, ОИЯИ, Д1-6349, 1971; стр. 167.
2. Balashov V.V. e.a. Nucl.Phys., 1969, A129, p.369.
3. Balashov V.V. e.a. Nucl.Phys., 1973, A216, p.574.
4. Титаренко Н.Н. ЯФ, 21, стр. 730, 1975.
5. Balashov V.V. e.a. Phys.Lett., 1972, 40A, p.389.
6. Weigold E. e.a. Phys.Lett., 1973, 44A, p.531.
7. Moalem A. Nucl.Phys., 1977, A281, p.461.
8. Балашов В.В. Материалы УШ Зимней школы ЛИЯФ по физике ядра и элементарных частиц. Изд. ЛИЯФ, М., 1973, ч.П, стр. 255.
9. Балашов В.В. В сб. “Взаимодействие частиц высоких энергий с ядрами“, М., Атомиздат, 1974, выпуск II, стр. 48.
10. Karapetyan V.V. e.a. Nucl.Phys., 1973, A203, p.561.
11. Ромтер И. и др. ЭЧАЯ, 6, стр. 435, 1975.
12. Barz H.W. e.a. Nucl.Phys., 1977, A275, p.111.
13. Вюнш Р., Коротких В.Л., Титаренко Н.Н. ЯФ, 28, стр. 988, 1978.
14. Knöpfle K.T, e.a. Phys.Lett., 1976, B64, p.263.
15. Buenard M. e.a. J. de Phys., 1977, 38, p.53.
16. Бояркина А.Н. Изв. АН СССР, сер. физ. 28, стр. 337, 1964.

Рукопись поступила в издательский отдел  
11 мая 1978 года.