

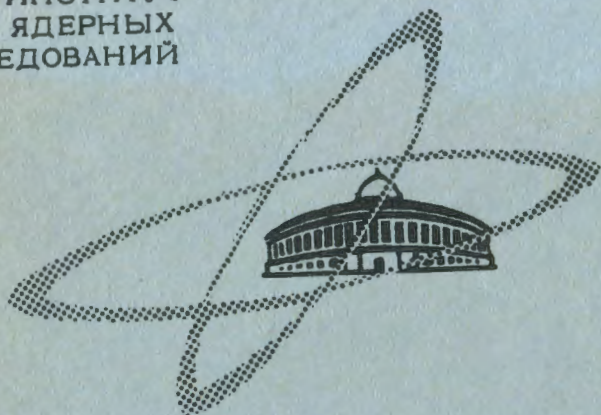
С 3438
ИС-931

23/III-67

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P4 - 3177



М.А. Жусупов, В.В. Карапетян, Р.А. Эрамжян

Фоторасщепление ядра N¹⁵

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1967.

P4 - 3177

М.А. Жусупов, В.В. Карапетян, Р.А. Эрамжян

Фоторасщепление ядра N¹⁵

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

4850/1 up.

В последнее время при анализе фоторасщепления ядер широкое применение получила микроскопическая теория гигантского резонанса. Основным элементом этой теории является учет парных корреляций нуклонов в ядре. Первоначально эта теория была использована для расчета гигантского резонанса в магических ядрах, из которого были получены основные закономерности дипольного поглощения γ -квантов. Последовательное применение этой теории к ядрам с незаполненными оболочками позволило открыть ряд новых закономерностей, не свойственных магическим ядрам. Было показано, что в сечении поглощения имеется два максимума, один из которых обусловлен поглощением γ -квантов нуклонами незаполненной оболочки, а другой, находящийся при большей энергии, - внутренней заполненной оболочкой^{/1/}.

В этом ряду несколько особое положение занимают ядра, основное состояние которых является дыркой в дважды магическом ядре. С одной стороны, это ядра с незамкнутой оболочкой. Поэтому здесь должны проявляться эффекты, связанные с такой особенностью. С другой стороны, до замкнутости не хватает всего лишь одного нуклона, и поэтому основные свойства гигантского резонанса фоторасщепления соседнего магического ядра должны сохраняться. С целью выяснения особенностей фоторасщепления таких ядер и был проделан расчет на примере ядра N^{18} . В принципе, аналогичный расчет можно провести и для более тяжелых ядер, например, K^{39} и т.д. Однако во всех остальных случаях резко возрастают технические трудности, связанные с увеличением числа одночастичных переходов, формирующих гигантский резонанс. Поэтому мы и ограничимся случаем ядра N^{18} .

1. Дипольный резонанс в N^{15}

Гигантский резонанс в N^{15} формируется из 61 одночастичного перехода в состояния типа две дырки-частица $(1p^{-2}, 2s)$, $(1p^{-2}, 1d)$ и одного в состоянии $(1s^{-1})$. Эти переходы разбиваются на четыре группы в зависимости от спина I и изоспина T сформировавшегося состояния: $I=3/2, T=3/2$; $I=1/2, T=3/2$; $I=3/2, T=1/2$ и $I=1/2, T=1/2$. Положение и волновые функции этих состояний рассчитаны в рамках обычного подхода^{/2/}, используемого при расчете состояний дипольного возбуждения. Уровни "нулевого" приближения определены по экспериментальным данным об уровнях соседних ядер^{/3/} и из данных по квазиупругому выбиванию протонов $(p, 2p)$ из ядра O^{16} ^{/4/}. Потенциал взаимодействия, смешивающий одночастичные возбуждения, был выбран в следующем виде: - обменный вариант Розенфельда, радиальная зависимость - функция Гаусса $\exp(-r^2/b^2)$, глубина ямы - 50 Мэв, $r_0/b=1$, $r_0=1,7$ ф. Эти параметры очень близки к тем, которые используются в других расчетах такого типа. Кроме того, как показывает детальный анализ^{/5,6/}, с этими параметрами удается удовлетворительно описать и спектр низколежащих уровней ядра N^{15} .

Ложные состояния^{/7/}, соответствующие возбуждению центра тяжести ядра, были исключены путем диагонализации оператора \hat{H}^2 , после чего число переходов сократилось до 58.

Рассчитанное интегральное сечение поглощения приведено на рис. 1. Как видно из рисунка, основной максимум гигантского резонанса находится в районе 22-25 Мэв, что очень напоминает картину фотопоглощения в O^{16} .

Вклад наиболее сильных переходов, формирующих гигантский резонанс, показан на рис. 2. Кроме того, на этом рисунке показаны еще две группы переходов. Переход на высокоэнергетический уровень $E_\gamma=34,85$ Мэв связан с возбуждением внутреннего $1s$ -нуклона. В отличие от ядер более далеких от магического максимум для этих ядер небольшой. Максимум в низкоэнергетической области обусловлен возбуждением уровней $E=17,87$ Мэв и $E=15,38$ Мэв, которые и формируют "пигми"-резонанс.

Полное интегральное сечение поглощения оказалось равным 368 мбарн·Мэв и следующим образом распределилось между четырьмя группами:

$I=3/2, T=3/2$	$\sigma = 160,5$ мбарн Мэв
$I=3/2, T=1/2$	$\sigma = 78,6$ мбарн Мэв
$I=1/2, T=3/2$	$\sigma = 67,6$ мбарн Мэв
$I=1/2, T=1/2$	$\sigma = 61,3$ мбарн Мэв

2. Характеристики распада дипольных состояний

Распад квазистационарных состояний ядра N^{15} на дырочные уровни типа (p^{-2}) ядер N^{14} и C^{14} рассчитывался в рамках обычного формализма приведенных ширин^{/8/}. Волновые функции ядер N^{14} и C^{14} также были получены путем диагонализации приведенного выше гамильтониана парного взаимодействия. Спектр вылетевших протонов и нейтронов приведен на рис. 3 и 4. Отметим, что при расчете спектров не был учтен своеобразный механизм распада, связанный с тем, что состояния дипольного возбуждения могут распадаться, испуская нуклон, который не участвовал непосредственно в поглощении γ -кванта - испускание p -нуклона^{/9/}. Последовательный учет этого механизма технически очень труден. Учет вылета p -нуклона в случае распада дипольных состояний ядра O^{16} почти не изменил спектр вылетевших продуктов^{/8/}. Можно думать, что и в случае распада N^{15} общая картина изменится не сильно.

В настоящее время экспериментально измерен спектр протонов^{/10/}, который также приведен на рис. 3. Сравнение расчета с экспериментом показывает, что теория правильно предсказывает основные энергетические группы протонов.

Расчет парциальных ширин распада основных уровней дипольного резонанса показывает, что большая часть переходов приводит к довольно сильно возбужденным состояниям ядер N^{14} и C^{14} (в частности, переход на основное состояние этих ядер составляет 10-15%), которые распадаются далее с испусканием нейтрона и протона соответственно. Это приводит к тому, что очень резко возрастает сечение реакции (γ, np) и (γ, pn) . Относительный вклад разных каналов распада для основных переходов приведен в таблице 1. Такая же особенность фоторасщепления была экспериментально обнаружена^{/11/} в N^{14} , а объяснение этого факта дано в работе^{/8/}. Как видно из таблицы, половина главных переходов распадается с испусканием двух частиц. Это приводит к тому, что на спектр первичных протонов будет накладываться спектр вторичных протонов (аналогично

и для нейтронов). На рис. 3 и 4 приведен суммарный спектр первичных и вторичных нуклонов. Из схемы распада (рис. 2) видно, что некоторая часть распада будет идти по каналу $(\gamma, 2n)$ и его вклад определяется относительной шириной уровней N^{14} выше 10,551 Мэв. Однако такой расчет пока не проведен.

В работе /12/ было показано, что в области энергий, соответствующих гигантскому резонансу, находится большое число уровней более сложной природы - типа $(p^8, 2s^8)$ и т.д. Интересно было бы учесть роль таких состояний в формировании гигантского резонанса. По-видимому, их учет приведет к некоторому размытию кривой поглощения. Влияние таких состояний на спектр испускания скажется в том, что среди испущенных частиц будут присутствовать с заметной вероятностью ядра трития.

В заключение авторы выражают благодарность В.В. Балашову за полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. В.Г. Неудачин, В.Г. Шевченко. Phys. Let., 12, 18 (1964).
2. J.P. Elliott, B.M. Flowers. Proc. Roy. Soc. A242, 57 (1957).
3. F. Ajzenberg-Selove, T. Lauritsen. Nucl. Phys., II, 1 (1959).
4. H. Tyren, S. Kullander, O. Sundber, R. Ramachandran, P. Isacsson, T. Bergen. Nucl. Phys. 79, 321 (1966).
5. E.C. Halbert, J.V. French. Phys. Rev., 105, 1563 (1957).
6. М.А. Жусупов, В.В. Карапетян, Р.А. Эрамжян. Программа и тезисы ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре ядра, 1967, Изд-во "Наука".
7. J.P. Elliott, T.H.R. Skyrme. Proc. Soc. A232, 561 (1955).
8. В.В. Балашов, В.Г. Шевченко, Н.П. Юдин. Nucl. Phys., 27, 323 (1961).
9. В.В. Балашов, Л. Майлинг, Л.А. Рамазанова, К.В. Шитикова, Е.Л. Ядровский. Известия АН СССР (серия физическая), 29, 1177 (1965).
10. R. Kosiek. Zeit. Phys., 179, 544 (1964).
11. А.П. Комар, Я. Кржеменек, И.П. Явор. Доклады АН СССР 131, 283, 1960.
12. I. Unna, I. Talmi. Phys. Rev., 112, 452 (1958).

Рукопись поступила в издательский отдел
22 февраля 1967 г.

ТАБЛИЦА I.

Парциальные сечения фоторасщепления ядра N^{15} .

Е Мэв	J^{π}, T	σ	$\sigma_{ур}$	$\sigma_{ул}$	$\sigma_{урл} + \sigma_{урр}$
24,40	$3/2^+, 3/2$	94,0	21,7	14,5	57,8
23,59	$1/2^+, 3/2$	41,5	16,8	1,7	23,0
22,75	$3/2^+, 1/2$	25,2	4,9	14,8	5,5
21,33	$3/2^+, 3/2$	20,6	10,4	3,7	6,5
Суммарное сечение		181,3	53,8	34,7	92,8

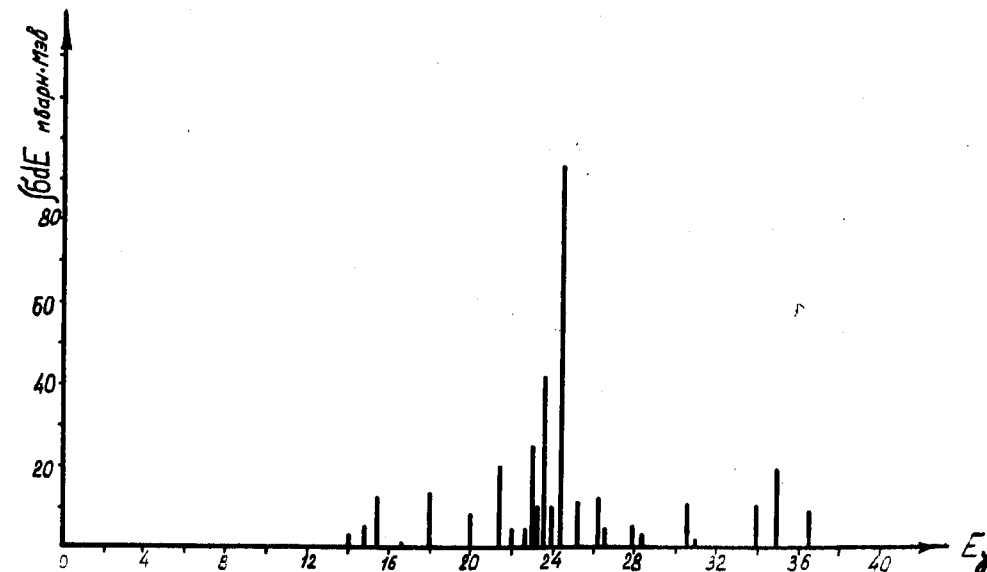


Рис. 1. Сечение поглощения γ -квантов ядром N^{15} .

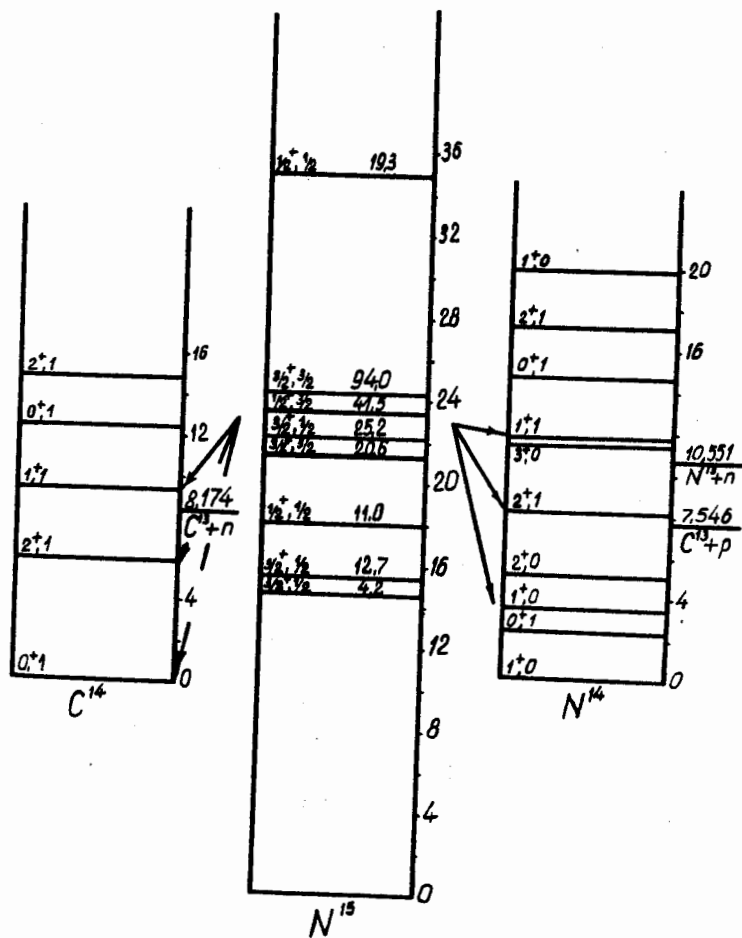


Рис. 2. Положение основных уровней дипольного возбуждения ядра γ^{15} .

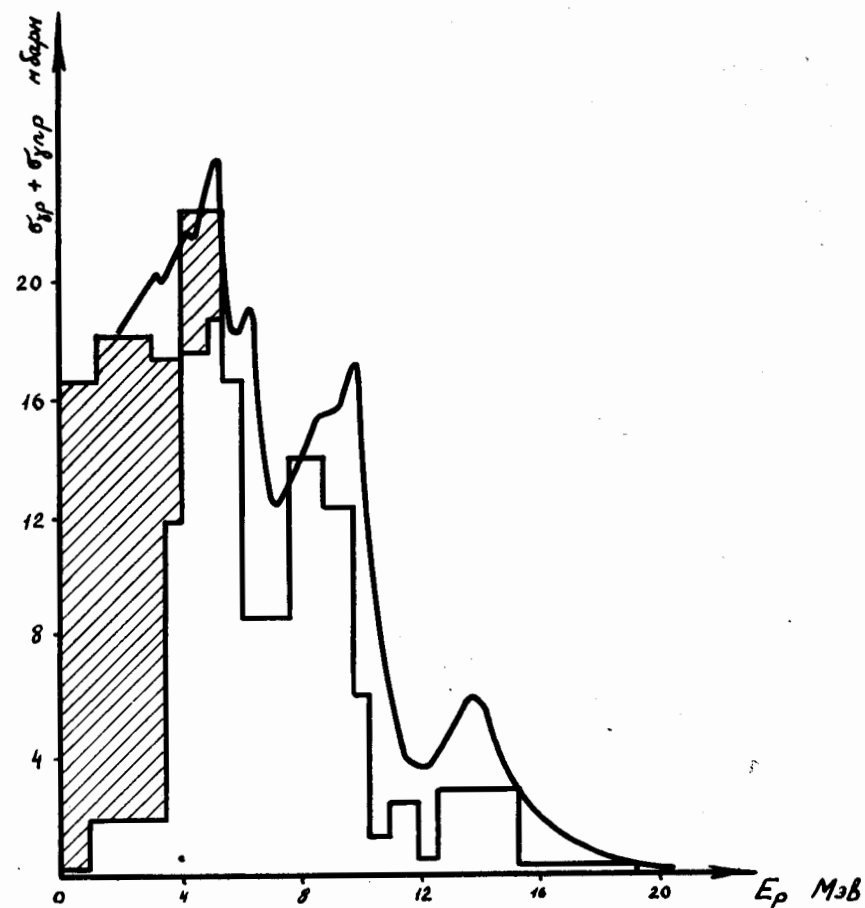


Рис. 3. Сравнение рассчитанного энергетического распределения протонов (гистограмма) с экспериментальным, взятым из работы [10]. За- штрихована часть гистограммы, отвечающая переходу (γ, pr). Экспериментальная кривая совмещена с рассчитанным значением сечения в точке максимального значения.

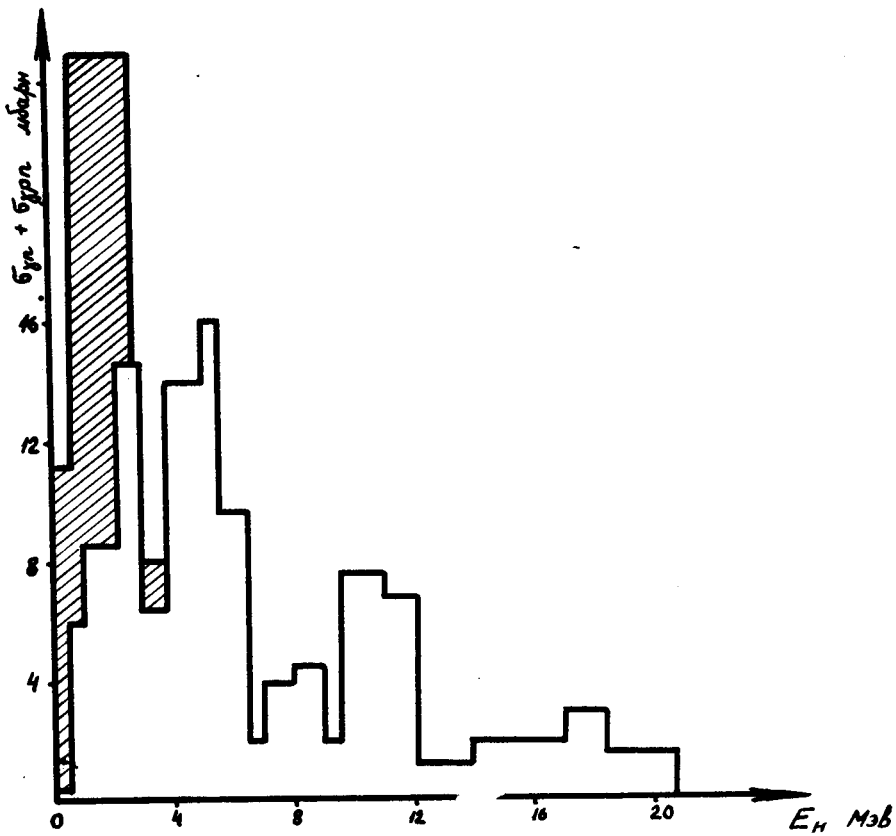


Рис. 4. Энергетическое распределение нейтронов (теория). Заштрихована часть гистограммы, отвечающая переходу (γ, μ).