

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



19/III-79

P2 - 11991

G-559

М.Гмитро, Г.Я.Коренман, В.П.Попов,  
Р.А.Сакаев, Л.А.Тосунян

927/2-79

ВЛИЯНИЕ КАЛИБРОВОЧНОЙ ИНВАРИАНТНОСТИ  
И ФЕРМИЕВСКОГО ДВИЖЕНИЯ НУКЛОНОВ  
НА РАДИАЦИОННЫЙ ЗАХВАТ ПИОНОВ  
ЯДРОМ  $^{16}\text{O}$

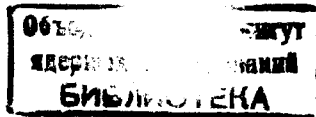
**1978**

P2 - 11991

М.Г.Митро, Г.Я.Коренман,\* В.П.Попов,\*  
Р.А.Сакаев,\* Л.А.Тосунян\*

ВЛИЯНИЕ КАЛИБРОВОЧНОЙ ИНВАРИАНТНОСТИ  
И ФЕРМИЕВСКОГО ДВИЖЕНИЯ НУКЛОНОВ  
НА РАДИАЦИОННЫЙ ЗАХВАТ ПИОНОВ  
ЯДРОМ  $^{16}\text{O}$

Направлено в "Nuclear Physics"



---

\* Институт ядерной физики Московского государственного университета

Гмитро М. и др.

P2 - 11991

Влияние калибровочной инвариантности и фермиевского движения нуклонов на радиационный захват пионов ядром  $^{16}\text{O}$

Для реакции  $^{16}\text{O}(\pi^-, \gamma)^{16}\text{N}$  рассчитаны скорости парциальных переходов и спектр жестких  $\gamma$ -квантов с использованием нового эффективного гамильтониана, полученного в работе<sup>/12/</sup>. Гамильтониан удовлетворяет требованиям калибровочной инвариантности и учитывает фермиевское движение нуклонов в ядре. Согласно расчетам, проведенным в настоящей работе, суммарный выход  $\gamma$ -квантов, соответствующих спин-дипольным возбуждениям ядра, уменьшается на 10-15%, а выход  $\gamma$ -квантов, соответствующих спин-квадрупольной ветви возбуждения, - на 30%. Основные отличия от результатов расчетов с традиционной формой гамильтониана обусловлены новым кинематическим фактором, однако в слабых переходах заметную роль также играют нуклонные скоростные члены и кинематическая перенормировка констант эффективного гамильтониана.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Gmitro M. et al.

P2 - 11991

The Influence of Gauge Invariance and Nucleonic Fermi-Motion on Radiative Pion Capture on  $^{16}\text{O}$

Partial transition rates and the  $\gamma$ -ray spectrum for the radiative pion capture reaction on  $^{16}\text{O}$  have been evaluated by using an effective Hamiltonian which is gauge invariant by construction and also contains the nucleonic Fermi-motion effects. As compared with the results obtained for the traditional effective Hamiltonian, a 15-20% reduction of  $\gamma$ -ray yields is observed. It can be almost fully related to a new kinematical factor. The nucleon velocity terms which appear in the new Hamiltonian may cause changes in the most weak partial transitions only.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1978

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Процесс радиационного захвата пионов атомными ядрами является важным источником информации о структуре высоковозбужденных ядерных состояний, в особенности коллективных спин-изоспиновых резонансов. Наиболее полно, как экспериментально<sup>/1/</sup>, так и теоретически, изучены ядра  $\text{Ip}$ -оболочки, где в результате проведенных ранее исследований выявлены основные закономерности возбуждения<sup>/2-7/</sup> и распада<sup>/8/</sup> коллективных ядерных состояний.

При теоретическом анализе этого процесса можно условно выделить три основных элемента, входящих в расчет.

а/ Мезоатомные характеристики: волновые функции мезона на орбите  $(n, \ell)$ , полные скорости поглощения мезона ядром  $\Lambda_{n\ell}$  и силы поглощения  $\omega_{n\ell}$ , то есть доля мезонов, захватываемых ядром с уровня  $(n, \ell)$ ;

б/ ядерные волновые функции или ядерные матричные элементы;

в/ эффективный гамильтониан процесса.

Первые два пункта для реакции  $^{16}\text{O}(\pi^-, \gamma)^{16}\text{N}$  подробно обсуждались в работе<sup>/4/</sup>. Отметим только, что эффект, связанный с учетом сложных конфигураций как в основном, так и в возбужденных состояниях, оказался весьма значительным и привел к уменьшению выхода  $\gamma$ -квантов с переходом в связанные состояния ядра  $^{16}\text{N}$  в 2,2 раза, а полного выхода - в 1,5 раза по сравнению с расчетами в простой частично-дырочной модели. В рамках используемого подхода удалось воспроизвести

гросс-структуру спектра возбуждения ядра  $^{16}\text{N}$ , или спектра  $\gamma$ -квантов.

Что касается третьего пункта, то заметим, что в большей части конкретных расчетов радиационного захвата пионов использовался эффективный гамильтониан процесса<sup>9-11/</sup>, полученный в статическом /по импульсу нуклона/ пределе импульсного приближения. Однако этот гамильтониан не только не учитывает нуклонные скоростные члены, но фактически приводит к нарушению калибровочной инвариантности. Явный вид  $H_{\text{eff}}$  с учетом этих эффектов, а также всех d-волновых членов элементарной амплитуды фоторождения, был получен в работе<sup>12/</sup>. Возникающие при этом кинематические поправки учитывались в работе<sup>7/</sup> при расчете радиационного захвата пионов в углероде, однако полный расчет с новым эффективным гамильтонианом до настоящего времени отсутствовал.

Для выяснения количественных отличий результатов, к которым приводит использование нового эффективного гамильтониана, в настоящей работе проведен расчет характеристик радиационного захвата пионов ядром  $^{16}\text{O}$ .

## 2. ЭФФЕКТИВНЫЙ ГАМИЛЬТониАН РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА ПИОНА

В импульсном приближении эффективный гамильтониан радиационного захвата пиона, действующий на переменные нуклонов, имеет вид суммы одночастичных операторов:

$$H_{\text{eff}} = \sum_{j=1}^A e^{-i\vec{k}\cdot\vec{x}_j} \int d\vec{r} \delta(\vec{r} - \vec{x}_j) H_j \phi_{n\ell m}(\vec{r}) \tau_{-}(j). \quad /1/$$

Здесь  $\vec{k}$  - импульс фотона,  $\vec{x}_j = \vec{r}_j - \frac{1}{A} \sum_i \vec{r}_i$  - координаты  $j$ -го нуклона, отсчитанные от центра масс ядра,  $\phi_{n\ell m}(\vec{r})$  - волновая функция пиона на мезоатомной орбите с главным квантовым числом  $n$ , орбитальным моментом  $\ell$  и его проекцией  $m$ ,  $\tau_{-}$  - изоспиновый оператор, переводящий протон в нейтрон. Оператор  $H_j$

выражается через  $t$ -матрицу элементарного процесса на  $j$ -ом нуклоне ядра  $H_j = (2\pi)^3 \cdot t_j$ .

С использованием приближения статических /"замороженных"/ нуклонов в прежних работах<sup>9-11/</sup> было получено следующее выражение:

$$H_j = -iG_0 \vec{\epsilon}_{\lambda}^{*} \{ A \vec{\sigma}_j + B \vec{\sigma}_j (\vec{k} \cdot \vec{q}) / \mu^2 + C \cdot (\vec{\sigma}_j \cdot \vec{k}) \vec{q} / \mu^2 + iD [\vec{q} \cdot \vec{k}] / \mu^2 + E (\vec{\sigma}_j \cdot \vec{q}) \vec{q} / \mu^2 \}, \quad /2/$$

где  $G_0 = \frac{2\pi}{\mu^2} \sqrt{\frac{\mu}{k}} (1 + \frac{\mu}{m})$ ,  $\mu$  и  $m$  - массы мезона и нуклона,  $\vec{\epsilon}_{\lambda}^{*}$  - вектор поляризации фотона ( $\lambda = \pm 1$ ),  $\vec{\sigma}_j$  - матрицы Паули  $j$ -го нуклона,  $\vec{q}$  - оператор импульса мезона, действующий на его волновую функцию.

Как было замечено в работе<sup>12/</sup>, выражение /2/ не учитывает последовательно требований калибровочной инвариантности. Особенно наглядно это проявляется при рассмотрении переходов с передачей ядру большей части собственной энергии пиона, когда для фотона применимо длинноволновое приближение. При этом выражения /1/, /2/ приводят к зависимости скорости перехода от энергии фотона  $\lambda(i \rightarrow f) \sim k$ , тогда как из общих соображений скорость любого процесса с излучением длинноволнового фотона должна быть пропорциональна  $k^3$ . Причина противоречия в том, что при формальном использовании статического предела вид амплитуды элементарного процесса, справедливый при условии кулоновской калибровки ( $\vec{k} \cdot \vec{\epsilon} = 0$ ) вектор-потенциала фотона в с.ц.и.  $\pi A$ , используется фактически в с.ц.и.  $\pi A$ . Заметим в связи с этим, что предложенный в работе<sup>11/</sup> способ учета фермиевского движения нуклонов, сводящийся к замене  $\vec{k}$  и  $\vec{q}$  в выражении /2/ импульсами относительного движения, в той же мере не учитывает требования калибровочной инвариантности.

С учетом фермиевского движения нуклонов и калибровочной инвариантности оператор  $H_j$  имеет следующий вид<sup>/12/</sup>:

$$H_j = -iG_0 \frac{k}{\chi_0} \sum_s g_s (\vec{\tau}_\lambda^* \vec{\theta}_s), \quad /3/$$

где величина  $\chi_0 = \mu(2m + \mu)/(2m + 2\mu)$  совпадает с импульсом фотона при радиационном захвате пиона свободным протоном; явный вид операторов  $\vec{\theta}_s$  приведен в табл. 1. Там же даны выражения для констант  $g_s$

Таблица 1

Операторы  $\vec{\theta}_s$  и константы  $g_s$  эффективного гамильтониана /3/.

s	$\vec{\theta}_s$	$g_s^I$	$g_s^{II}$	$10^3 g_s^{Ia)}$	$10^3 g_s^{IIa)}$
1	$\vec{e}$	A	A+y(B+C+E-2H)	-33.2	-32.9
2	$\vec{e}(\vec{Q}, \vec{K})$	b)	c)	8.5	7.1
3	$\vec{Q}(\vec{e}, \vec{K})$	C+x(2A-3C)+yE	C+x(2A-3C)+yE	-28.5	-28.5
4	$i[\vec{Q}, \vec{K}]$	D(1-3x)	D(1-3x)+yH	9.1	9.0
5	$\vec{e}(\vec{K}, \vec{P})$	-A-B	C+E-A	28.4	30.7
6	$\vec{e}(\vec{Q}, \vec{P})$	-B-C-E	0	-2.3	0.0
7	$(\vec{e}, \vec{K}) \vec{P}$	A-C	A-C	-0.3	-0.3
8	$\vec{Q}(\vec{e}, \vec{P})$	-C-E	-C-E	2.5	2.5
9	$\vec{e}(\vec{K}, \vec{Q})(\vec{K}, \vec{P})$	-B-C-E-2F	G-B-C	-0.6	1.7
10	$(\vec{e}, \vec{K})(\vec{K}, \vec{Q}) \vec{P}$	B+C-G	B+C-G	-1.7	-1.7
11	$(\vec{e}, \vec{Q}) \vec{P}$	-E	-E	-30.4	-30.4
12	$\vec{Q}(\vec{e}, \vec{K})(\vec{K}, \vec{P})$	E-G	E	56.8	30.4
13	$i[\vec{Q}, \vec{K}](\vec{K}, \vec{P})$	-H	0	0.9	0.0
14	$i[\vec{P}, \vec{K}]$	-D	-D	-11.7	-11.7
15	$i[\vec{Q}, \vec{P}]$	-D	-D	-11.7	-11.7
16	$i(\vec{Q}, \vec{K})[\vec{P}, \vec{K}]$	-H	-H	0.9	0.9

Обозначения:  $\vec{K} = \vec{k}/|\vec{k}|$ ,  $\vec{P} = \vec{p}/m$ ,  $\vec{Q} = \vec{q}/\mu$ ;  $x = \frac{1}{2}\mu/m$ ,  $y = 1 - (k/\mu) - \frac{1}{2}(\mu/m)$ .

a) Значения  $g_s$  при  $k = 120$  МэВ/с

b)  $g_2(I) = (k/\mu)B - 2x(A+B) - y(C+E)$

c)  $g_2(II) = (k/\mu)B + 2x(C+E-A) - y(C+E-G)$

через пороговые значения параметров элементарной амплитуды фоторождения / s - волновой параметр A, p - волновые параметры B, C, D, d - волновые параметры E, F, G, H /. Два варианта констант  $g_s$  соответствуют разным способам экстраполяции за массовую поверхность инвариантных амплитуд  $F_i(s, t)$  фоторождения пиона на нуклоне. В обоих случаях значение квадрата полной энергии s взято на пороге фоторождения, а возможная зависимость инвариантных амплитуд вне массовой поверхности от дополнительных переменных не учитывается; значение t в первом варианте<sup>/12/</sup> выражается через импульсы относительного движения "пион-нуклон" и "фотон-нуклон", которые затем выражаются через импульсы мезона, фотона и нуклона в лабораторной системе отсчета; во втором варианте t выражается непосредственно через импульсы фотона и мезона в лабораторной системе:

$$t = \mu^2 - 2k\mu + 2(\vec{k} \vec{q}).$$

Помимо приведенных в табл. 1 операторов, имеется также 11 членов, квадратичных по импульсу мезона и связанных с d-волновыми константами E, F, G, H. Однако в настоящей работе эти члены не учитывались, поскольку они могут быть существенны лишь при захвате мезона с орбитальным моментом  $l \geq 2$ , тогда как при  $l < 2$  их вклад пропорционален  $(Z/137)^{2-l}$ .

Использованные в настоящих расчетах значения параметров

$$A = -33,2 \cdot 10^{-3}, B = +4,8 \cdot 10^{-3},$$

$$C = -32,9 \cdot 10^{-3}, D = +11,7 \cdot 10^{-3}, E = 30,4 \cdot 10^{-3} \quad /4/$$

взяты из работы<sup>/11/</sup>; они близки к "рекомендованным" средним значениям<sup>/1/</sup>, а также к полученным в работе<sup>/12/</sup>. Значения остальных параметров

$$F = -0,85 \cdot 10^{-3}, G = -26,4 \cdot 10^{-3}, H = -0,9 \cdot 10^{-3} \quad /5/$$

взяты из работы<sup>/12/</sup>.

Как видно из сравнения выражений /2/ и /3/, принятый в настоящей работе эффективный гамильтониан, в отличие от использовавшегося ранее, содержит: 1/ дополнительный общий кинематический множитель  $k/\chi_0$ , обеспечивающий правильное поведение скорости перехода в длинноволновой области; 2/ новые операторы, линейные по импульсу нуклона; 3/ "кинематическую" перенормировку известных ранее членов /s=2,3,4/, вследствие которой константы  $g_2, g_3, g_4$  отличаются соответственно от B, C, D.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Для выяснения роли перечисленных выше отличий эффективного гамильтониана от использовавшегося ранее, мы провели расчеты  $(\pi^-, \gamma)$ -процесса на ядре  $^{16}\text{O}$  с волновыми функциями оболочечной модели, в которых учтены конфигурации "две частицы - две дырки"  $/2\hbar\omega$  и  $3\hbar\omega$  / как в основном состоянии ядра  $^{16}\text{O}$ , так и в конечных состояниях  $^{16}\text{N}$ . Эти функции использовались ранее в работе /4/ для расчета того же процесса с прежним эффективным гамильтонианом.

Рассчитанные значения скоростей переходов  $\lambda_{1s}(\pi^- + ^{16}\text{O} \rightarrow \gamma + ^{16}\text{N})$  и  $\lambda_{2p}(\pi^- + ^{16}\text{O} \rightarrow \gamma + ^{16}\text{N})$  в связанные состояния  $0^-, 1^-, 2^-, 3^-$  ядра  $^{16}\text{N}$  приведены в табл. 2. Здесь же даны выходы /на один мезон/ этих состояний  $R_s = \omega_s \lambda_{1s} / \Lambda_{1s}$ ;  $R_p = \omega_p \lambda_{2p} / \Lambda_{2p}$ ;  $R = R_s + R_p$ , полученные с учетом суммарных сил поглощения  $\omega_s = 0,085$  и  $\omega_p = 0,915$  /т.е. доли мезонов, которые поглощаются ядром соответственно из всех s- и p-состояний/ и экспериментальных значений ширин уровней мезоатома /13, 14/  $\Gamma_{1s} = \hbar \cdot \Lambda_{1s} = 7,64$  КэВ и  $\Gamma_{2p} = \hbar \cdot \Lambda_{2p} = 4,7$  эВ. Эти мезоатомные характеристики, а также волновые функции мезона на орбите взяты такими же, как и в работе /4/. В строках а/ приведены результаты /8/, полученные с прежним эффективным гамильтонианом, т.е. с оператором  $H_j$  в виде /2/; в строках б/ - те же результаты, умноженные на кинематический фактор  $(k/\chi_0)^2$ ; в строках в/ и г/ приведены результаты

Таблица 2

Скорости переходов  $\lambda_{np}$  и выходы  $\gamma$ -квантов R при возбуждении связанных состояний ядра  $^{16}\text{N}$  в радиационном захвате пионов ядром  $^{16}\text{O}$ :

- а/ расчеты с операторами /2/;
- б/ то же, но с учетом дополнительного фактора  $(k/\chi_0)^2$ ;
- в/ расчеты с оператором /3/; константы  $g_s$  соответствуют варианту I выхода за массовую поверхность;
- г/ то же; вариант II выхода за массовую поверхность.

$J_f^{\pi}$		$\lambda_{1s}$ [ $10^{14} \text{c}^{-1}$ ]	$\lambda_{2p}$ [ $10^{10} \text{c}^{-1}$ ]	$R_s$ [ $10^{-6}$ ]	$R_p$ [ $10^{-6}$ ]	R [ $10^{-6}$ ]
$0^-$	а	0	5.63	0	7.2	7.2
	б	0	5.48	0	7.0	7.0
	в	0	0.68	0	0.9	0.9
	г	0	0.07	0	0.1	0.1
$1^-$	а	39.5	97.0	28.9	124.3	153.2
	б	38.4	94.4	28.1	120.9	149.0
	в	42.2	68.3	30.9	87.5	118.4
	г	42.0	69.9	30.7	89.5	120.2
$2^-$	а	234.6	1261.0	171.8	1615.9	1787.7
	б	228.3	1227.0	167.2	1572.6	1739.8
	в	249.5	1285.0	182.7	1646.6	1829.3
	г	252.3	1238.0	184.6	1584.7	1769.3
$3^-$	а	12.0	275.3	8.8	352.8	361.6
	б	11.6	266.7	8.5	341.7	350.2
	в	13.6	348.0	9.9	445.9	455.9
	г	13.5	337.1	9.8	431.7	441.5
$\sum J_f^{\pi}$	а	286.1	1638.9	209.5	2100.2	2309.7
	б	280.3	1593.6	203.8	2042.2	2246.0
	в	305.3	1702.0	223.5	2180.9	2404.5
	г	307.8	1645.1	225.1	2106.0	2331.1
эксп.						1500±300

расчета с новым эффективным гамильтонианом /оператор  $H_j$  в виде /3// и константами  $g_s$ , соответствующими вариантам I и II /см. табл. 1/ выхода за массовую поверхность.

Аналогичные величины, просуммированные по всем состояниям с определенным спином  $J=0, 1, 2$  и  $3$ , для отрицательной четности приведены в табл. 3, для положительной четности - в табл. 4. Спектр фотонов из реакции  $^{16}\text{O}(\pi^-, \gamma)^{16}\text{N}$  показан на рисунке /гистограмма - экспериментальные данные/15/ /; сплошная кривая - расчет с прежним гамильтонианом, пунктирная - с новым эффективным гамильтонианом. Теоретические кривые получены путем размытия выходов отдельных состояний /"дискретных" в этой модели/ по распределению Брейта-Вигнера с шириной на полувысоте  $\Gamma=1,25$  МэВ для связанных состояний и  $\Gamma=2$  МэВ для всех остальных, что близко к экспериментальному разрешению.

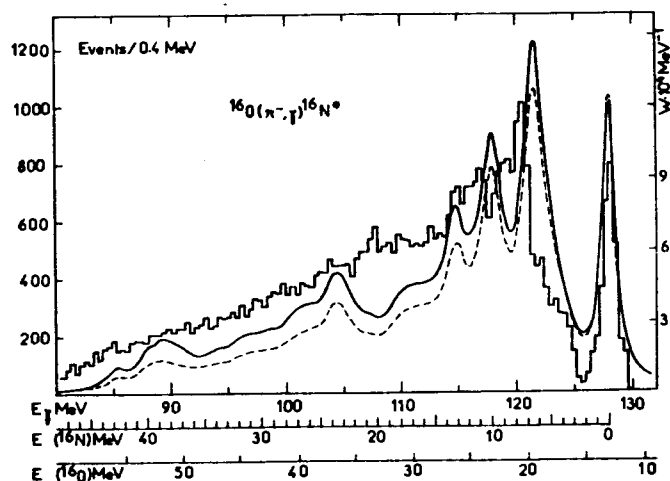


Рис. Спектр  $\gamma$ -квантов процесса  $^{16}\text{O}(\pi^-, \gamma)^{16}\text{N}^*$ . Гистограмма - эксперимент, сплошная кривая - расчет со старым эффективным гамильтонианом, пунктирная - расчет с новым эффективным гамильтонианом.

Полный выход фотонов, рассчитанный с новым гамильтонианом, составляет  $R=1,74\%$  для первого способа экстраполяции за массовую поверхность, для второго  $R=1,65\%$ , тогда как расчет с прежним гамильтонианом дает  $R=2,14\%$ ; экспериментальное/15/ значение  $R=2,27\pm$

Таблица 3

Суммарные скорости переходов в состояния отрицательной четности  $0^-, 1^-, 2^-, 3^-$  ядра  $^{16}\text{N}$  и выходы  $\gamma$ -квантов. Строки а, б, в, г соответствуют тем же вариантам расчета, что и в табл. 2.

$J_f^\pi$		$\lambda_{1s}$ [ $10^{-16}\text{c}^{-1}$ ]	$\lambda_{2p}$ [ $10^{12}\text{c}^{-1}$ ]	$R_s$ [ $10^{-4}$ ]	$R_p$ [ $10^{-4}$ ]	$R$ [ $10^{-4}$ ]
$0^-$	а		1,17		1,50	1,50
	б		0,94		1,21	1,21
	в		0,31		0,40	0,40
	г		0,14		0,18	0,18
$1^-$	а	8,63	16,2	6,36	20,71	27,06
	б	7,17	13,3	5,25	16,99	22,24
	в	7,75	14,2	5,68	18,23	23,91
	г	7,71	14,0	5,64	17,95	23,59
$2^-$	а	10,7	58,1	7,81	74,41	82,22
	б	9,46	51,3	6,92	65,76	72,69
	в	10,4	51,6	7,60	66,07	73,67
	г	10,4	48,6	7,58	62,25	69,83
$3^-$	а	0,24	6,33	0,18	8,11	8,29
	б	0,22	5,65	0,16	7,23	7,39
	в	0,24	6,41	0,18	8,22	8,40
	г	0,24	6,26	0,18	8,01	8,19
$\Sigma J^-$	а	19,6	81,8	14,35	104,7	119,1
	б	17,0	71,2	12,33	91,19	103,5
	в	18,4	72,5	13,46	92,92	106,4
	г	18,4	69,0	13,40	88,39	101,8

0,24/%. Новый гамильтониан приводит к худшему согласию с экспериментом. Связано ли это с конкретным выбором мезоатомных параметров или проявлением каких-то новых эффектов - пока неясно.

Анализ одночастичных матричных элементов и результатов расчета, приведенных в табл. 2-4, позволяет сделать определенные заключения о роли уточнений

Таблица 4

Суммарные скорости переходов в состояния положительной четности  $0^+, 1^+, 2^+, 3^+$  ядра  $^{16}\text{N}$  и выходы  $\gamma$ -квантов. Строки а, б, в, г соответствуют тем же вариантам расчета, что и в табл. 2.

$J_f^{\pi}$		$\lambda_{1s}$ [ $10^{16} \text{c}^{-1}$ ]	$\lambda_{2p}$ [ $10^{12} \text{c}^{-1}$ ]	$R_s$ [ $10^{-4}$ ]	$R_p$ [ $10^{-4}$ ]	$R$ [ $10^{-4}$ ]
$0^+$	а		0,26		0,34	0,34
	б		0,17		0,22	0,22
	в		0,18		0,23	0,23
	г		0,19		0,24	0,24
$1^+$	а	1,46	12,90	1,07	16,54	17,60
	б	0,82	7,23	0,60	9,26	9,86
	в	1,08	8,83	0,79	11,31	12,10
	г	1,04	7,75	0,76	9,92	10,68
$2^+$	а	1,78	26,66	1,30	34,16	35,46
	б	1,14	16,50	0,83	21,15	21,98
	в	1,54	20,03	1,13	25,66	26,79
	г	1,53	18,96	1,12	24,28	25,40
$3^+$	а	2,03	31,03	1,49	39,76	41,25
	б	1,44	21,57	1,05	27,64	28,69
	в	1,89	21,14	1,39	27,09	28,47
	г	1,87	20,70	1,37	26,51	27,88
$\Sigma J^+$	а	5,27	70,85	3,86	90,80	94,67
	б	3,40	45,47	2,48	58,27	60,75
	в	4,51	50,18	3,31	64,29	67,59
	г	4,44	47,60	3,25	60,95	64,20

эффективного гамильтониана радиационного захвата. В наиболее сильных переходах в полном выходе фотонов члены эффективного гамильтониана, пропорциональные импульсу нуклона, проявляются весьма слабо; основные отличия результатов расчетов с двумя видами оператора  $H_j$  связаны с кинематическим фактором  $k/\chi_0$ . Этот же фактор определяет в основном отличия между двумя рассчитанными спектрами фотонов /см. рисунок/. В то же время для слабых переходов /например, в связанные

состояния  $1^-, 3^-$  / влияние нуклонных скоростных членов оказывается заметным /до 20-30%/ / , причем в одних случаях они усиливают вероятность перехода, в других - уменьшают. В очень слабых переходах  $0^+ \rightarrow 0^-$  нуклонные скоростные члены и кинематическая перенормировка констант  $g_2, g_3/g_4$  здесь не дает вклада по правилам отбора/ радикально меняют результат. Заметно влияют нуклонные скоростные члены также на спин-квадрупольную ветвь возбуждения при поглощении мезона из  $s$ -состояния. Это связано с тем, что вклад "главного" первого члена эффективного гамильтониана в переходы нуклона через оболочку подавлен<sup>4/</sup>, а три следующих члена, пропорциональные оператору импульса мезона, дают очень малый вклад в захват из  $s$ -состояния.

Общее изменение суммарного выхода фотонов, соответствующих спин-дипольной ветви возбуждения, при замене старого эффективного гамильтониана новым составляет около 15%. После выделения общего кинематического фактора  $(k/\chi_0)^2$  эффект учета скоростных нуклонных членов  $/s=5+16$  в табл. 1/ и перенормировки констант во втором, третьем и четвертом членах не превышает 8% при захвате из  $s$ -состояний и 3% - при захвате из  $p$ -состояний мезоатома. Наконец, различия результатов, полученных с оператором  $H_j$  в форме /3/, но с двумя вариантами экстраполяции за массовую поверхность, оказываются незначительными, за исключением переходов  $0^+ \rightarrow 0^-$ . Из приведенных результатов видно, что для проверки теоретических представлений о  $(\pi^-, \gamma)$ -процессе большой интерес представляло бы экспериментальное разделение переходов на отдельные возбужденные /подпороговые/ состояния ядра  $^{16}\text{N}$ .

Проведенный в настоящей работе анализ относится к магическому ядру. Однако можно ожидать, что основные выводы справедливы и для других легких ядер, где, однако, экспериментальное выделение переходов, наиболее интересных для проверки теории, может оказаться более доступным.

Следует отметить, что малый суммарный эффект нуклонных скоростных членов в значительной мере обусловлен компенсацией вкладов отдельных слагаемых.



Авторы выражают глубокую благодарность Р.А.Эрам-  
жяну за интерес к работе и плодотворные обсуждения,  
В.В.Балашову - за полезные дискуссии и ценные заме-  
чания.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Baer H.W., Crowe K.M., Trüöl P. *Advances in Nucl. Phys.*, 1977, 9, p. 177.
2. Ohtsubo H. et al. *Nucl.Phys.*, 1974, A224, p. 164.
3. Vergados J.D. *Phys.Rev.*, 1975, C12, p. 1278.
4. Eramzhyan R.A. et al. *Nucl.Phys.*, 1977, A290, p.294.
5. Dogotar G.E. et al. *Nucl.Phys.*, 1977, A282, p. 474.
6. Dogotar G.E. et al. *JINR, E2-11275, Dubna*, 1978.
7. Коренман Г.Я., Попов В.П. *Известия АН СССР, серия физическая*, 1978, 42, №4.
8. Гмиро М. и др. *ОИЯИ, P2-11511, Дубна*, 1978.
9. Delorme J., Ericson T.E. *Phys.Letters*. 1966, 21, p. 98.
10. Kawaguchi M., Ohtsubo H., Sumi Y. *Progr.Theor. Phys.Suppl. Extra No. 28*, 1968.
11. Maguire W., Wernitz C. *Nucl.Phys.* 1973, A205, p.211.
12. Коренман Г.Я., Попов В.П. *ЯФ*, 1977, 26, с. 84.
13. Tauscher L., Schneider W. *Z.Phys.* 1974, 271, p. 409.
14. Koch H. et al. *Phys.Lett.* 1969, 29B, p. 140.
15. Alder J.C. et al. *Proc. 7-th Int.Conf. High Energy Phys. and Nucl. Struct., Zürich, August, 1977, Abstract C16 and Private Communication.*

Рукопись поступила в издательский отдел  
24 октября 1978 года.