

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



3464/2-78

21/VIII - 78

P4 - 11563

Б-202

В.В.Балашов, Р.Вюнш

ЕДИНОЕ ОПИСАНИЕ ПРЯМЫХ  
И РЕЗОНАНСНЫХ ПРОЦЕССОВ  
В РАДИАЦИОННОМ ЗАХВАТЕ ПИОНОВ ЯДРАМИ

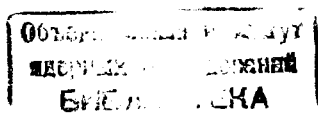
**1978**

P4 - 11563

В.В.Балашов\*, Р.Вюнш

ЕДИНОЕ ОПИСАНИЕ ПРЯМЫХ  
И РЕЗОНАНСНЫХ ПРОЦЕССОВ  
В РАДИАЦИОННОМ ЗАХВАТЕ ПИОНОВ ЯДРАМИ

*Направлено в "Journal of Physics G"*



---

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

Балашов В.В., Вюнш Р.,

P4 - 11563

Единое описание прямых и резонансных процессов  
в радиационном захвате пионов ядрами

Обсуждается радиационный захват пионов легкими ядрами на основе единой теории прямых и резонансных процессов. В рамках частично-дырочного варианта оболочечной модели с континуумом рассчитаны спектр жестких  $\gamma$ -квантов и угловая  $\gamma$ -корреляция в реакции  $^{16}\text{O}(\pi^-, \gamma n) ^{15}\text{N}$ .

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Balashov V.V., Wunsch R.

P4 - 11563

The Unified Description of Direct and Resonance  
Processes in the Radiative Pion Capture

The radiative pion capture by light nuclei is discussed in the framework of the unified theory of direct and resonance reactions. For the target nucleus  $^{16}\text{O}$  the spectrum of hard  $\gamma$ -rays and the  $\gamma$ -correlation function of the  $(\pi^-, \gamma n)$ -reaction are calculated in a particle-hole continuum shell-model version.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research.

Dubna 1978

Изучение радиационного захвата пионов ядрами представляет самостоятельный интерес и имеет важное значение для развития всей ядерной физики промежуточных энергий. В настоящее время в связи с вводом в действие мезонных фабрик начинается новый этап экспериментального изучения этого процесса. Уже выполнены первые измерения в SIN и LAMPF<sup>1,2/</sup>. Все более реальной представляется перспектива использования радиационного захвата как метода ядерной спектроскопии, особенно для изучения структуры ядерных состояний в области непрерывного спектра<sup>3/</sup>. Быстрое развитие эксперимента заставляет обратиться к важной нерешенной проблеме теории радиационного захвата - о соотношении прямых и резонансных переходов при возбуждении и расщеплении ядер в этом процессе.

В настоящее время широко распространена точка зрения, согласно которой прямой вылет нейтрона в радиационном захвате и возбуждение квазистационарных состояний различной мультипольности /в том числе гигантских резонансов/ представляют собой два независимых процесса и дают аддитивный вклад в спектр жестких  $\gamma$ -квантов. Это, конечно, сильное упрощение. Использование, в соответствии с этой точкой зрения, схематической "полосной модели"<sup>4/</sup> приводит к завышенной оценке вклада одночастичных переходов. С другой стороны, известны расчеты радиационного захвата, выполненные в рамках оболочечной модели<sup>5,6/</sup>, в которых полностью игнорируется роль прямых переходов в непрерывный спектр. Такой подход правильно подчеркивает доминирующий вклад резонансного механизма

в полную вероятность радиационного захвата, но он оказывается неподходящим, если обратиться к данным о радиационном захвате, полученным в результате корреляционных экспериментов по изучению процесса  $(\pi^-, \gamma n)$  /7/.

Ключ к правильному пониманию механизма радиационного захвата может дать единое описание прямых и резонансных переходов в этом процессе, подобно тому, как это делается при рассмотрении других процессов, относящихся к физике промежуточных энергий /8/ / $\mu^-$ -захват /9/, неупругое рассеяние электронов и протонов /10/, образование гиперядер в реакции  $(K^-, \pi^-)$ , /11/ и др./ . При таком описании волновая функция конечного состояния ядра строится с учетом связи между различными каналами его расщепления. В радиационном захвате главную роль играют каналы простейшей конфигурации "протонная дырка-нейтрон", которые являются входными в этом процессе.

В данной заметке мы публикуем некоторые результаты расчетов, выполненных в рамках единого подхода для процесса радиационного захвата пионов ядрами  $^{16}O$  /детали расчетов и их подробное обсуждение будут изложены отдельно/. Используется  $1p-1h$  вариант оболочечной модели с континуумом, предложенный и разработанный в работах /12/. Параметры одночастичного потенциала /в форме Вудса-Саксона/ и двухчастичного взаимодействия /в  $\delta$ -образной форме, с учетом спиново-обменных сил/ взяты из работы /13/. Эффективный гамильтониан  $(\pi^-, \gamma)$ -процесса, волновые функции пиона на орбитах мезоатома и мезоатомные параметры - те же, что в работе /14/.

Расчеты показывают, что доминирующий /около 85%/ вклад в радиационный захват пионов ядром  $^{16}O$  дают переходы с  $p$ -орбит мезоатома. Распределение вероятностей этих переходов  $d\Lambda_{2p}/dE$  для захвата с  $2p$ -орбиты показано на рис. 1 в зависимости от энергии возбуждения ядра  $^{16}N$ . Что касается захвата с  $s$ -орбит, то роль переходов второго порядка /"квадрупольных"/ в этом случае меньше, а роль переходов первого порядка /"дипольных"/ - больше, чем при захвате с  $p$ -

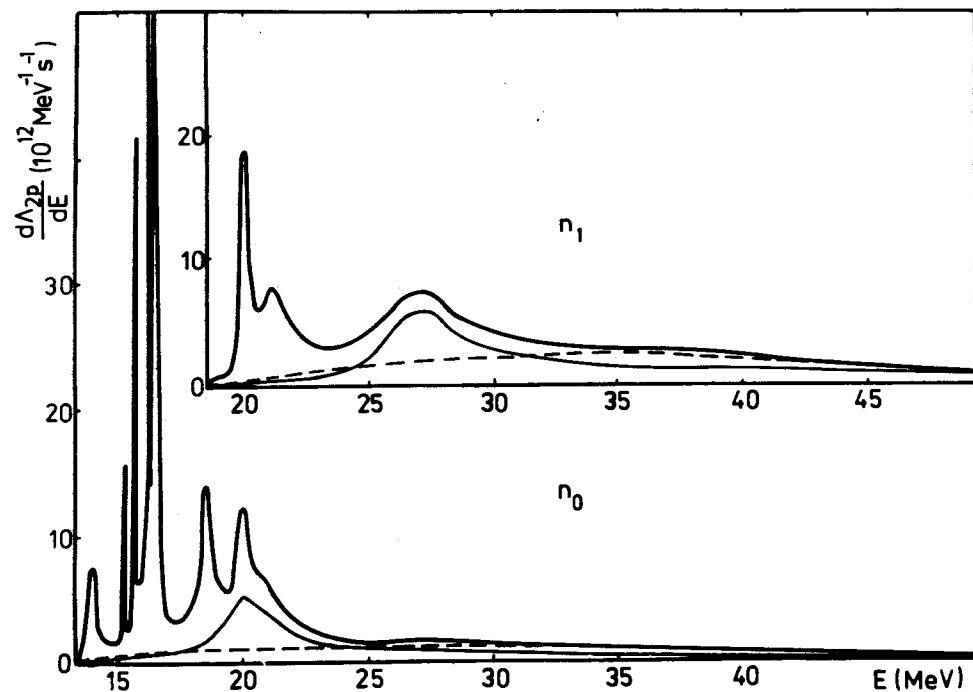


Рис. 1. Дифференциальные вероятности  $d\Lambda_{2p}/dE$  реакции  $^{16}O(\pi^-, \gamma n)^{15}N$  при захвате пиона с  $2p$ -орбиты в зависимости от энергии возбуждения  $E$  промежуточного ядра  $^{16}N$ . Верхняя часть рисунка - переходы в возбужденное состояние  $(1p_{3/2})^{-1}$  ядра  $^{15}N$ ; нижняя часть - переходы в основное состояние  $(1p_{1/2})^{-1}$ . Тонкие сплошные линии - вклад переходов положительной четности; пунктир - вклад одночастичных переходов за вычетом  $1d_{3/2}$  и  $1f_{7/2}$  одночастичных резонансов.

орбит. Информация о соотношении вероятностей переходов различной мультипольности содержится в табл. 1.

В целом приведенные результаты можно рассматривать следующим образом. В области энергии возбуждения, где расположены хорошо сформированные узкие резонансы /здесь - до 20 МэВ/, наши результаты оправдывают, в принципе, расчеты, выполненные в рамках оболочечной модели без континуума. При очень

Таблица 1

Вклады переходов различной мультипольности в радиационный захват пионов ядром  $^{16}\text{O}$

	скорость захвата с $1s$ -орбиты ( $10^{16} \text{ s}^{-1}$ )	скорость захвата с $2p$ -орбиты ( $10^{12} \text{ s}^{-1}$ )
$0^-$	-	1.9
$1^-$	12.0	28.8
$2^-$	15.5	90.1
$3^-$	0.5	12.3
$4^-$	0.4	10.3
$\sum (\gamma^-)$	28.4	143.4
$0^+$	-	0.2
$1^+$	0.4	12.2
$2^+$	1.8	18.0
$3^+$	2.1	29.9
$4^+$	0.0	1.2
$\sum (\gamma^+)$	4.4	61.5
$\sum$	32.8	204.9

больших энергиях  $/E > 35 \text{ МэВ}/$  наши расчеты должны быть близки к тому, что можно получить по методу искаженных волн. В промежуточной области, где ширины резонансов достигают нескольких  $\text{МэВ}$ , применение того или иного варианта единой теории является, по-видимому, единственной возможностью правильно учесть связь между различными переходами.

Для развития теории радиационного захвата особенно важными в настоящее время являются эксперименты

корреляционного типа, когда фотон, образующийся при захвате пиона, регистрируется на совпадение с нейтроном, вылетающим из ядра. Такие эксперименты позволяют получить данные, чувствительные не только к соотношению вероятностей переходов различной мультипольности, но и к фазовым соотношениям между соответствующими амплитудами переходов. При описании процесса  $(\pi^-, \gamma n)$  преимущества единой теории проявляются особенно полно. Она дает возможность, не выходя за рамки применяемой модели, проследить за соотношением разных каналов расщепления ядра и формой угловой корреляции между нейтроном и  $\gamma$ -квантом при переходе от одной энергии возбуждения к другой, от области хорошо изолированных резонансов к области доминирующих прямых переходов. На *рис. 2-4* показана

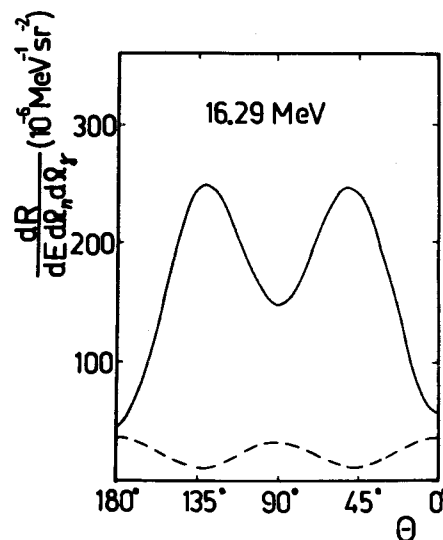


Рис. 2. Угловая  $\gamma n$ -корреляция в реакции  $^{16}\text{O}(\pi^-, \gamma n)^{15}\text{N g.s.}$  при энергии возбуждения 16,29 МэВ /соответствующей положению узкого резонанса  $2^-$ /. Сплошная линия - расчет с учетом  $s$ - и  $p$ -орбит; пунктир -  $\gamma n$ -корреляция при захвате с  $s$ -орбит.

рассчитанная вероятность испускания фотона в направлении  $\Omega_\gamma$  и нейтрона в направлении  $\Omega_n$  в зависимости от угла  $\theta$  между этими двумя направлениями в реакции  $^{16}\text{O}(\pi^-, \gamma n)$ . Вклады переходов с  $p$ - и  $s$ -орбит

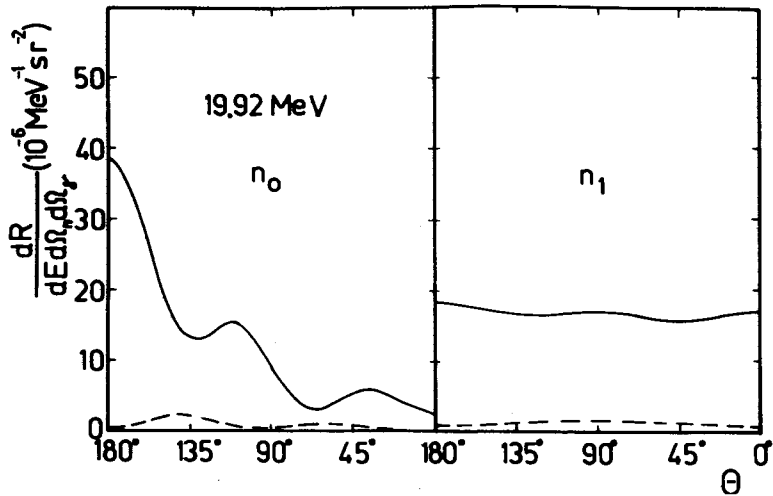


Рис. 3. Угловая  $\pi n$ -корреляция в реакции  $^{16}\text{O}(\pi^-, n_0)^{15}\text{N}_{gs}$  и  $^{16}\text{O}(\pi^-, n_1)^{15}\text{N}^*$  при энергии возбуждения 19,9 МэВ.

рассчитаны с учетом соотношения полных вероятностей поглощения пиона с различных мезоатомных орбит:

$$\frac{dR}{dE d\Omega_\gamma d\Omega_n} = \hbar \sum_{nl} \frac{\omega_{nl}}{\Gamma_{nl}^{tot}} \frac{d\Lambda_{nl}}{dE d\Omega_\gamma d\Omega_n}.$$

При небольших энергиях возбуждения, в окрестности хорошо изолированных резонансов функция угловой корреляции почти строго симметрична относительно плоскости, перпендикулярной импульсу фотона. С увеличением энергии возбуждения появляется заметная асимметрия этого распределения, причем, как это соответствует представлениям о прямом процессе, нейтроны вылетают преимущественно в полусферу, обратную по отношению к направлению вылета фотона /естественно, черты прямого процесса в канале  $n_0$  начинают проявляться при меньших значениях энергии возбуждения, чем в канале  $n_1$  /.

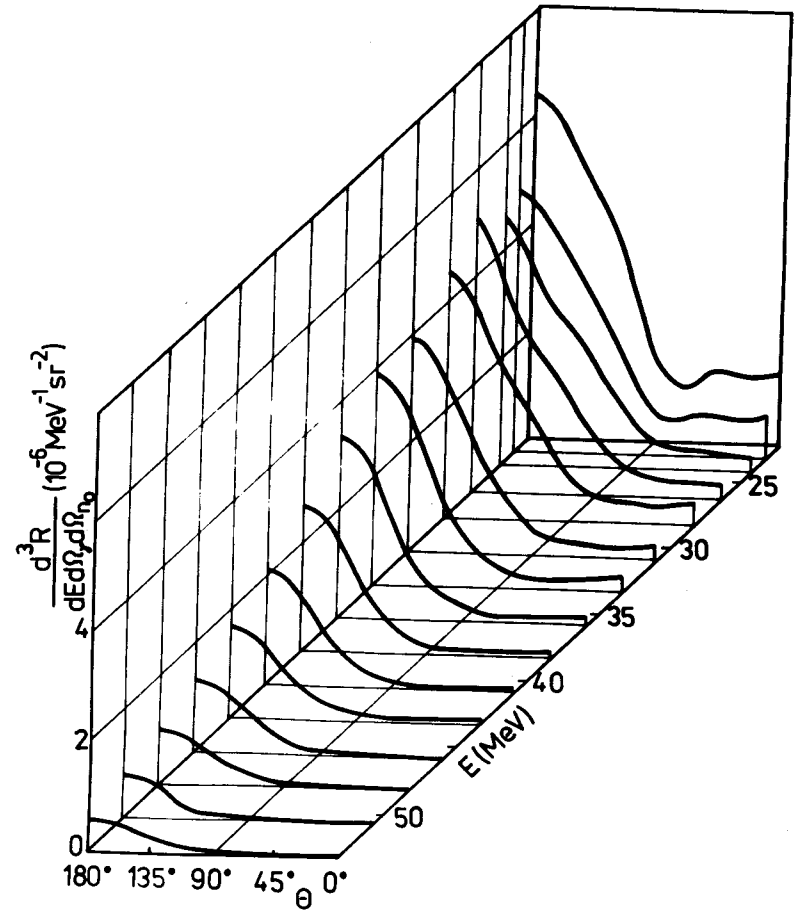


Рис. 4. Угловая  $\pi n$ -корреляция в реакции  $^{16}\text{O}(\pi^-, n_0)$  в зависимости от энергии возбуждения промежуточного ядра  $^{16}\text{N}$ .

Базис  $1p-1h$  состояний является слишком бедным для количественного описания переходов даже в таком ядре, как  $^{16}\text{O}$ ; применительно к радиационному захвату пионов это было особенно сильно подчеркнуто в работе [14]. Действительно, рассчитанный нами спектр фотонов

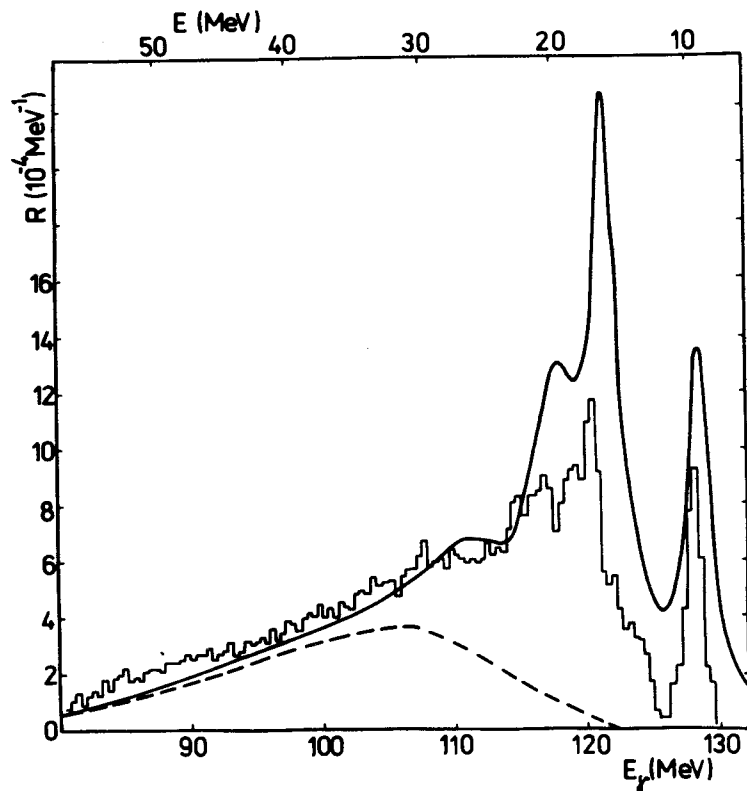


Рис. 5. Спектр фотонов при радиационном захвате пионов ядрами  $^{16}\text{O}$ . Сплошная линия - результаты теоретического расчета, усредненные по формуле Лоренца с шириной усреднения 2 МэВ; пунктир - вклад одночастичных переходов за вычетом  $1d_{3/2}$  и  $1f_{7/2}$  одночастичных резонансов; гистограмма - эксперимент /15/.

/рис. 5/ лишь качественно согласуется с тем, что измерено экспериментально. Тем не менее, мы надеемся, что уже приведенные результаты будут стимулировать дальнейшие экспериментальные работы по изучению процесса  $(\pi^-, \gamma n)$ .

Авторы благодарны М.Гмитро, Г.Я.Коренману, Р.А.Сакаеву, Р.А.Эрамжяну за плодотворные обсуждения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Bistirlich J.A. e.a. *Phys.Rev.Lett.*, 1976, 36, p.942.
2. Alder J.C. e.a. In: *Meson-Nuclear Physics*, 1976. American Institute of Phys., N.Y., 1976, pp.624,626, 628.
3. Baer H.W., Crowe K.M., Truöl P. *Adv. in Nucl. Phys.*, 1977, 9, p.177.
4. Дахно Л.Г., Прокошкин Ю.Д. *ЯФ*, 1968, 7, с.565.
5. Eramzhyan R.A. e.a. *7th Int. Conf. on High-Energy Physics and Nuclear Structure, Zürich 1977, Abstract Volume of Conf. Proc.*, pp. 31, 32, 33, 42.
6. Ebert K. e.a. , *ibid.*, p.C1.
7. Lam W.C. e.a. *Phys.Rev.Lett.*, 1972, 28, p.108.
8. Балашов В.В. В кн.: *Труды IV Международной конф. по физике высоких энергий и структуре ядра. ОИЯИ, Д1-6349, Дубна, 1971, с.167.*
9. Balashov V.V. e.a. *Nucl.Phys.*, 1967, B1, p.158.
10. Balashov V.V. e.a. *Nucl.Phys.*, 1969, A129, p.369; 1973, A216, p.574.  
Титаренко Н.Н. *ЯФ*, 1975, 21, с.730. Вюнш Р., Коротких В.Л., Титаренко Н.Н. *ЯФ*, 1978, 28, с.988.
11. Faessler M.A. e.a. *Phys.Lett.*, 1973, 46B, p.468.
12. Роттер И. и др. *ЭЧАЯ*, 1975, 6, с.435;  
Barz H.W. e.a. *Nucl.Phys.*, 1977, A275, p.111.
13. Barz H.W. e.a. *Phys.Lett.*, 1971, 37B, p.4.
14. Eramzhyan R.A. e.a. *Nucl.Phys.*, 1977, A290, p.294.
15. Alder J.C. e.a. *7th Int. Conf. on High-Energy Phys. and Nucl. Struct., Zürich 1977, Abstract Volume of Conf. Proc.*, C16.

Рукопись поступила в издательский отдел  
11 мая 1978 года.