

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

3631/83

18/2-83

P4-83-239

А.И.Вдовин, Нгуен Динь Тхао, В.Г.Соловьев,  
Ч.Стойнов\*

НЕЙТРОННЫЕ ДЫРОЧНЫЕ  $1f$ -СОСТОЯНИЯ  
ЯДЕР  $^{89}\text{Zr}$  И  $^{91}\text{Mo}$

Направлено в "Journal of Physics G:  
Nuclear Physics"

---

\* Институт ядерных исследований  
и ядерной энергетики Болгарской академии наук,  
София.

1983

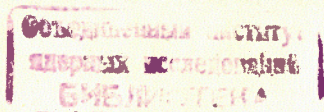
В настоящее время широким фронтом ведутся экспериментальные исследования глубоких дырочных состояний нечетных ядер /см. /1/ и ссылки в этой работе/. Заметное число работ было посвящено изучению ядер с числом нейтронов, близким к  $N = 50$  /2-8/. Интересно, что первые данные о глубоких дырочных состояниях изотопов Zr были получены еще в 1960 году /2/, однако детальная количественная интерпретация экспериментальных данных стала возможна лишь сравнительно недавно, в результате как развития экспериментальной техники, повышения ее разрешающей способности, так и углубления наших теоретических знаний о ядерной структуре. В последних работах, посвященных нейтронным дырочным состояниям в ядрах вблизи  $N = 50$ , большое внимание уделялось фрагментации подоболочек  $1f_{5/2}$  и  $1f_{7/2}$ . Были обнаружены заметные различия между данными, полученными разными группами /5,8/, и, кроме того, известные противоречия между теорией и экспериментом /5/. В настоящей заметке мы исследуем фрагментацию подоболочек  $1f_{5/2}$  и  $1f_{7/2}$  в изотопах  $^{89}\text{Zr}$  и  $^{91}\text{Mo}$  в рамках квазичастично-фононной модели ядра /КФМ/ и сравним результаты расчетов с экспериментальными данными.

Формализм КФМ систематически изложен в работах /7/. Здесь мы только перечислим основные идеи КФМ применительно к сферическим нечетным ядрам /8,9/.

1. Гамильтониан КФМ включает феноменологическое среднее поле для протонов и нейтронов, форма которого задается в виде потенциала Вудса-Саксона. Эффективные межнуклонные силы включают монополярные силы спаривания с постоянными матричными элементами  $G_N$  и  $G_Z$  в канале частица-частица, сепарабельные мультиполярные и спин-мультиполярные силы, содержащие изоскалярные и изовекторные компоненты, в канале частица-дырка. В настоящей работе радиальная зависимость сил выбрана в виде  $-\partial U/\partial r_1 \times \partial U/\partial r_2$ , где  $U$  - центральная часть потенциала Вудса-Саксона.

2. На первом этапе в приближении случайной фазы рассчитываются фононные возбуждения четно-четного ядра-остова. Одновременно на основании данных о низколежащих ядерных возбуждениях и гигантских резонансах фиксируются параметры гамильтониана.

3. Взаимодействие нечетной квазичастицы с фононными возбуждениями остова в представлении вторичного квантования имеет вид



$$H_{\text{qph}} = \sum_{\lambda_1} \sum_{j_1 j_2} \Gamma(j_1 j_2 \lambda_1) \{ (Q_{\lambda_1 \mu_1}^+ + (-)^{\lambda_1 - \mu_1} Q_{\lambda_1 - \mu_1}) B(j_1 j_2 \lambda_1 - \mu) + \text{h.c.} \}, \quad /1/$$

$$B(j_1 j_2 \lambda - \mu) = \sum_{m_1 m_2} (-)^{j_2 + m_2} \langle j_1 m_1 j_2 m_2 | \lambda - \mu \rangle a_{j_1 m_1}^+ a_{j_2 - m_2}^+$$

где  $Q_{\lambda \mu}^+, Q_{\lambda \mu}$  - операторы рождения и уничтожения фонона с моментом  $\lambda$ , его проекцией  $\mu$  и номером  $i$ ;  $a_{j m}^+, a_{j m}$  - операторы рождения и уничтожения квазичастицы с оболочечными квантовыми числами  $plj$  /обозначены одним индексом -  $j$ / и проекцией полного момента  $m$ . Величина  $\Gamma(j_1 j_2 \lambda_1)$ , выражение для которой можно найти в<sup>8,9/</sup>, определяет силу взаимодействия квазичастицы с фононом  $\lambda_1$ . Величина  $\Gamma(j_1 j_2 \lambda_1)$  зависит от структуры фонона и матричных элементов эффективных межнуклонных сил и не содержит никаких специальных параметров. В настоящей работе учитывалось взаимодействие дырочного состояния с одно- и двухфононными возбуждениями остова. Волновая функция  $\nu$ -го возбужденного состояния нечетного ядра со спином и четностью  $J^\pi$  имеет вид

$$\Psi_\nu(JM) = \{ C_{J\nu} a_{JM}^+ + \sum_{\lambda_1 i_1} D_{j_1}^{\lambda_1} (J\nu) [a_{j_1 m_1}^+ Q_{\lambda_1 \mu_1}^+]_{JM} + \sum_{\lambda_1 i_1} \sum_{j_1} F_{j_1}^{\lambda_1 i_1} (J\nu) [a_{j_1 m_1}^+ [Q_{\lambda_1 \mu_1 i_1}^+ Q_{\lambda_2 \mu_2 i_2}^+]_{IM_1}]_{JM} \} \Psi_0 \quad /2/$$

$\Psi_0$  - волновая функция основного состояния четно-четного ядра-остова/. В приближении, когда коммутаторы  $[a_{j m}^+, Q_{\lambda \mu}^+] = 0$ ,  $[B(j_1 j_2 \lambda \mu), Q_{\lambda \mu}^+] = 0$ , от нуля отличны только следующие матричные элементы оператора взаимодействия  $H_{\text{qph}}$ :

$$\langle \Psi_0 a_{JM} | H_{\text{qph}} | [a_{j m}^+ Q_{\lambda \mu}^+]_{JM} \Psi_0 \rangle$$

и

$$\langle \Psi_0 [a_{j m} Q_{\lambda \mu}]_{JM} | H_{\text{qph}} | [a_{j' m'}^+ [Q_{\lambda_1 \mu_1 i_1}^+ Q_{\lambda_2 \mu_2 i_2}^+]_{IM_1}]_{JM} \Psi_0 \rangle.$$

Только такие матричные элементы учитывались в настоящих расчетах. Анализ некоторых поправок к этому приближению был сделан в работах<sup>10/</sup>. Они незначительно влияют на распределение одноквазичастичной компоненты  $C_{J\nu}$  при промежуточных и высоких энергиях возбуждения  $E_x$ .

Число состояний /2/ при интересующих нас энергиях возбуждения  $E_x \sim 5 \div 15$  МэВ очень велико, оно достигает десятков тысяч. Вычисление энергии и структуры каждого такого состояния представляет собой трудную задачу. Более простым с вычислительной точки зрения и имеющим более глубокий физический смысл является расчет

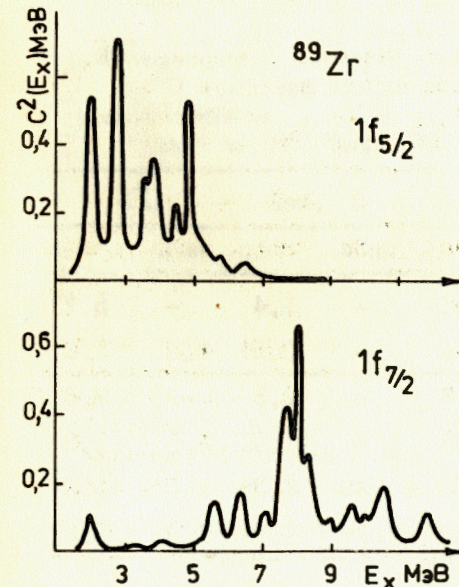


Рис.1. Силовые функции нейтронных дырочных состояний  $1f_{5/2}$  и  $1f_{7/2}$  ядра  $^{89}\text{Zr}$ .

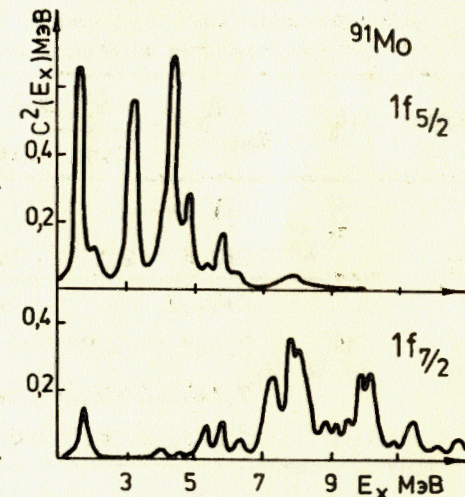


Рис.2. Силовые функции нейтронных дырочных состояний  $1f_{5/2}$  и  $1f_{7/2}$  ядра  $^{91}\text{Mo}$ .

силовой функции  $C_J^2(E_x)$ , которая описывает изменение усредненного по интервалу  $\Delta$  значения одноквазичастичной компоненты волновой функции /2/ в зависимости от энергии возбуждения  $E_x$ <sup>11,12/</sup>. Мы определим силовую функцию следующим образом:

$$C_J^2(E_x) = \frac{\Delta}{2\pi} \sum_{\nu} \frac{C_{J\nu}^2}{(E - \eta_{J\nu})^2 + \Delta^2/4} \quad /3/$$

$\eta_{J\nu}$  - энергия состояния  $\Psi_\nu(JM)$ . Как показано в работе<sup>11/</sup>, расчет функции  $C_J^2(E_x)$  не требует предварительного вычисления  $\eta_{J\nu}$  и  $C_{J\nu}^2$ . Более подробное изложение преимуществ метода силовых функций, численных методов расчета  $C_J^2(E_x)$ , обсуждение критериев выбора значений параметра  $\Delta$  можно найти в работах<sup>9,13/</sup>. В настоящих расчетах использовано значение  $\Delta = 0,2$  МэВ.

Силовые функции /3/ состояний  $1f_{5/2}$  и  $1f_{7/2}$  ядер  $^{89}\text{Zr}$  и  $^{91}\text{Mo}$  изображены на рис.1,2 соответственно. Общие характеристики распределений /центроиды  $E_x$ , вторые моменты  $\sigma$ / для интервалов  $\Delta E_x$ , на которых исчерпывается практически вся сила изучаемых состояний, приведены в таблице. Если судить по значениям  $\sigma$ , то в  $^{91}\text{Mo}$  изученные состояния фрагментированы чуть более сильно, чем в  $^{89}\text{Zr}$ . Это можно отнести за счет большей коллективности  $2_1^+$  -

Таблица

Экспериментальные и теоретические значения центроидов  $\bar{E}_x$ , вторых моментов  $\sigma$  и спектроскопических факторов  $C^2S$  распределений силы состояний  $1f_{5/2}$  и  $1f_{7/2}$  на некоторых интервалах энергии возбуждения  $\Delta E_x$  ядер  $^{89}\text{Zr}$  и  $^{91}\text{Mo}$

Ядро	$n l_j$	$\Delta E_x$ , МэВ	$\bar{E}_x$ , МэВ		$\sigma$ , МэВ		$C^2S$	
			эксп.	теор.	эксп.	теор.	эксп.	теор.
$^{89}\text{Zr}$	$1f_{5/2}$	0+9,0	-	3,8	-	1,4	-	5,7
		0+3,5	2,1	2,6	-	0,57	4,8	2,6
	$1f_{7/2}$	0+14,0	-	8,3	-	2,5	-	7,8
		3,5+7,7	4,9	6,6	-	1,01	3,6	1,8
		7,0+12,3 ~ 9,2	9,0	~ 1,49	1,36	1,3	5,8	
	3,5-12,0	6,1	8,0	-	1,72	4,9	6,8	
$^{91}\text{Mo}$	$1f_{5/2}$	0+9,0	-	3,7	-	1,7	-	5,7
		0+3,5	1,87	2,13	-	0,86	3,55	2,50
	$1f_{7/2}$	0+14,0	-	8,3	-	2,6	-	7,7
		3,6+7,8	5,1	6,6	-	1,08	3,2	2,2
		3,2+6,5 <sup>6)</sup>	-	5,6	-	0,80	1,01 <sup>6)</sup>	0,96
	7,0+12,3 ~ 9,2	8,9	~ 1,28	1,34	1,0	5,7		
	3,5+12,0	-	7,9	-	1,86	~ 4,2	6,7	

и  $3_1^-$ -состояний в  $^{92}\text{Mo}$ , нежели в  $^{90}\text{Zr}$ . Большая коллективность фононов приводит в нашей модели к более сильному взаимодействию дырочного состояния с фоновыми возбуждениями остова. Анализ показывает, что максимальные значения  $\Gamma(j_1 j_2 \lambda_1)$  для  $^{91}\text{Mo}$  на 10-20% больше, чем для  $^{89}\text{Zr}$ . В обоих ядрах подболочка  $1f_{7/2}$  фрагментирована гораздо сильнее, чем подболочка  $1f_{5/2}$ . Одна из причин этого - в большей энергии возбуждения дырочного состояния  $1f_{7/2}$ , что приводит к большей плотности сложных состояний в его окрестности. Кроме того, матричные элементы  $\Gamma(j_1 j_2 \lambda_1)$  для подболочки  $1f_{7/2}$  оказываются несколько больше, чем для подболочки  $1f_{5/2}$ . Согласно нашим расчетам /рис.1,2/ распределения силы состояний  $1f_{5/2}$  и  $1f_{7/2}$  перекрываются слабо. Подавляющая часть силы подболочки  $1f_{5/2}$  исчерпывается до энергии  $E_x \approx 6$  МэВ, в то время как большая часть силы подболочки  $1f_{7/2}$  распределена при энергии  $E_x > 5$  МэВ.

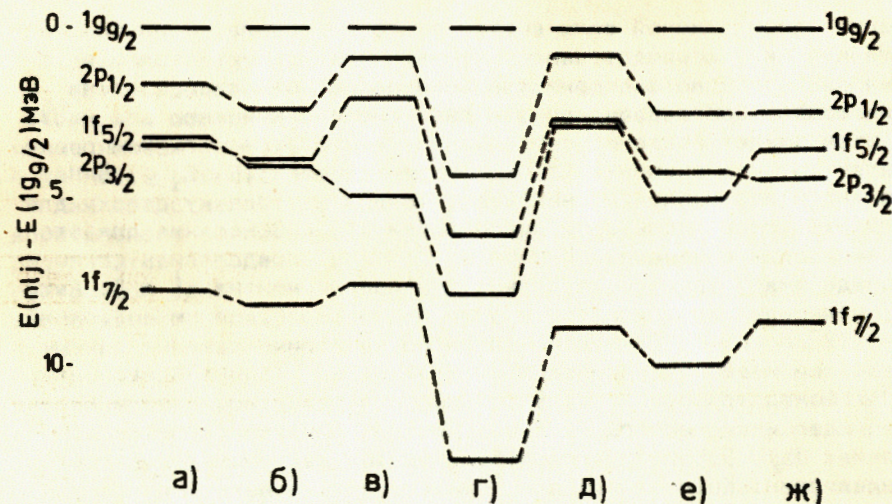


Рис.3. Одночастичные нейтронные состояния  $2p$ - и  $1f$ -оболочек в ядрах с  $A \approx 90$ . Схемы а/, б/ рассчитаны в потенциале Вудса-Саксона с параметрами из работ /15,16/; схемы в/ и г/ взяты из работ /17,18/; схемы д/-ж/ рассчитаны методом Хартри-Фока в работах /19-21/ (схемы д/; е/ взяты из работы /5/).

Экспериментальные данные о распределении силы подболочек  $1f_{5/2}$  и  $1f_{7/2}$  по более узким интервалам  $\Delta E_x$  и соответствующие теоретические результаты также приведены в таблице. Между ними имеются заметные расхождения. Обсудим подробнее возможные причины расхождений и вытекающие отсюда выводы.

В работах /4,5/ было обнаружено, что значительная часть силы подболочки  $1f_{7/2}$  /~50%/ в  $^{89}\text{Zr}$  и  $^{91}\text{Mo}$  находится при относительно небольших энергиях возбуждения  $3,5 < E_x \leq 7,8$  МэВ, причем в области  $E_x \approx 4-5$  МэВ концентрация силы  $1f_{7/2}$ -состояния повышена. Этот результат несколько удивляет, т.к. в различных вариантах одночастичных схем разность одночастичных энергий  $E(1g_{9/2}) - E(1f_{7/2}) \geq 7,7$  МэВ /см. рис.3/. Т.е. в приближении не-взаимодействующих квазичастиц энергия состояния  $1f_{7/2}$  находится на самой границе того энергетического интервала /или даже вне его/, где согласно экспериментальным данным сосредоточена половина его силы. Наши расчеты выполнены с одночастичной схемой, изображенной на рис.3а, в этой схеме разность  $E(1g_{9/2}) - E(1f_{7/2})$  - наименьшая из всех схем, изображенных на рис.3. Тем не менее теоретическое значение  $C^2S$  для интервала  $3,5 < E_x \leq 7,8$  МэВ в два раза меньше экспериментального. Кроме того, различаются распре-

деления одночастичной силы внутри этого интервала. Согласно расчетам вся сила сосредоточена у верхней границы интервала, в то время как согласно экспериментальным данным она распределена по интервалу более равномерно и даже смещена в нижнюю его часть /об этом свидетельствует соотношение  $E_{x\text{теор}} > E_{x\text{эксп.}}$ /. Нам представляется, что значение  $C^2S_{\text{эксп.}}$  на интервале  $3,5 < E_x \leq 7,8$  МэВ завышено и его можно рассматривать только как оценку сверху для сосредоточенной здесь силы подоболочки  $1f_{7/2}$ . Основания для этого заключения следующие. В работах <sup>4,5/</sup> не определялись спины возбуждающихся уровней, а только переданный момент  $l = 3$ . Авторы <sup>5/</sup> всю силу переходов с  $l = 3$  приписали возбуждению состояний  $J^\pi = 7/2^-$ . В то же время даже согласно экспериментальным данным по крайней мере 15% силы состояний  $1f_{5/2}$  в  $^{89}\text{Zr}$  и 30% его силы в  $^{91}\text{Mo}$  находятся при  $E_x > 3,5$  МэВ и, следовательно, давали вклад в наблюдавшиеся переходы с  $l = 3$ . Согласно нашим расчетам при энергиях  $E_x < 5$  МэВ вклад подоболочки  $1f_{5/2}$  в сечение является определяющим. Кроме того, для  $^{91}\text{Mo}$  существуют данные другой группы <sup>6/</sup>, полученные также с помощью реакции ( $^3\text{He}, \alpha$ ), но с лучшим разрешением, чем в эксперименте <sup>5/</sup>, и, что очень важно, с гораздо меньшим фоном. В работе <sup>6/</sup> обнаружено только 14% силы состояния  $1f_{7/2}$  на интервале  $3,2 \div 6,5$  МэВ, что очень близко к нашему значению 11% /см. таблицу/. Поскольку при энергиях  $E_x < 7$  МэВ  $C^2S_{\text{теор.}} < C^2S_{\text{эксп.}}$ , то ясно, что при более высоких энергиях возбуждения ситуация будет обратной, т.е.  $C^2S_{\text{теор.}} > C^2S_{\text{эксп.}}$ . Данные для интервала  $7 < E_x \leq 12,3$  МэВ показывают, что это действительно так. Интересно, однако, что хотя на этом интервале  $C^2S_{\text{теор.}}$  в 5-6 раз больше  $C^2S_{\text{эксп.}}$ , но экспериментальные и теоретические значения  $E_x$  и  $\sigma$  близки. Это свидетельствует о том, что при  $E_x > 7$  МэВ формы теоретического и экспериментального распределений силы состояния  $1f_{7/2}$  похожи.

Сила подоболочки  $1f_{5/2}$  также получилась в наших расчетах "вытолкнутой" в сторону больших значений  $E_x$ , чем это показывает эксперимент. На интервале  $0 < E_x < 3,5$  МэВ значение  $C^2S_{\text{теор.}}$  получается приблизительно в два раза меньше  $C^2S_{\text{эксп.}}$ . При этом плохо согласуются с экспериментальными рассчитанные характеристики состояний  $5/2^-$  в  $^{89}\text{Zr}$  и  $^{91}\text{Mo}$ . Их энергии получились несколько выше экспериментальных, а, что более важно в данном случае, значения спектроскопических факторов в  $1,5 \div 2$  раза занижены.

В работе <sup>5/</sup> обсуждается также величина спин-орбитального расщепления  $\Delta\epsilon_{50}$  нейтронной  $1f$ -оболочки. Ее экспериментальное значение, по данным работы, составляет  $4,34$  МэВ. Как можно видеть из рис.3, большинство теоретических одночастичных схем имеет большие значения этой величины. Лишь варианты б/ и в/ имеют  $\Delta\epsilon_{50}(1f) < 4,3$  МэВ. В этих схемах, однако, энергия возбуждения  $1f_{5/2}$ -состояния более  $4$  МэВ, так что трудно ожидать согласующегося с экспериментом описания его фрагментации. В нашей схеме /рис.3а/  $\Delta\epsilon_{50}(1f) = 4,5$  МэВ. Эта величина довольно близка к экспериментальной, но придавать этому согласию слишком большое

значение не следует. Дело в том, что экспериментальная величина  $\Delta\epsilon_{50}(1f)$  определена в условиях, когда неизвестно распределение ~40% силы состояния  $1f_{7/2}$  и ~20% силы состояния  $1f_{5/2}$ . Это значение нельзя считать окончательным. Скорее всего, значение  $4,34$  МэВ - нижняя граница для  $\Delta\epsilon_{50}(1f)$ .

Нам представляется, что основной причиной не вполне удовлетворительного согласия экспериментальных данных и теоретических результатов, особенно для состояния  $1f_{5/2}$ , являются недостатки нейтронной одночастичной схемы уровней. Косвенным подтверждением этого являются результаты работ <sup>14/</sup>, в которых изучались низколежащие состояния изотонов с  $N = 49$ . В этих работах энергии одночастичных состояний подбирались исходя из наилучшего описания экспериментальных данных и было получено, что  $E(1g_{9/2}) - E(1f_{5/2}) = 1,5 \div 1,85$  МэВ. Однако при этом значения  $C^2S_{\text{теор.}}$  для уровня  $5/2^-$  получились заметно выше экспериментальных. Складывается впечатление, что подоболочки  $1f_{5/2}$  и  $1f_{7/2}$  должны быть расположены существенно ближе к подоболочке  $1g_{9/2}$ , чем это получается при используемых нами параметрах потенциала Вудса-Саксона. Мы привели на рис.3 несколько вариантов нейтронных одночастичных схем. Схемы а/, б/, г/ рассчитаны с потенциалом Вудса-Саксона с различными параметрами, схема в/ скомбинирована из "экспериментальных" одночастичных энергий и рассчитанных с потенциалом Вудса-Саксона, схемы д/-ж/ рассчитаны методом Хартри-Фока с различными вариантами эффективных межнуклонных сил. Как видно, ни одна из этих схем не удовлетворяет сформулированному требованию. Во всех случаях  $E(1g_{9/2}) - E(1f_{7/2}) \geq 8$  МэВ, минимальное значение разности  $E(1g_{9/2}) - E(1f_{5/2}) = 2,82$  МэВ /схема ж/; в нашей схеме а/ эта разность чуть больше:  $3,23$  МэВ. По-видимому, изменением параметров одночастичного потенциала в разумных пределах можно улучшить описание фрагментации только подоболочки  $1f_{5/2}$ . Результаты для состояния  $1f_{7/2}$  оказываются гораздо менее чувствительными к их изменениям. Кроме того, мы специально проверили, не может ли взаимодействие с какой-либо коллективной модой "перекачать" заметную часть силы состояния  $1f_{7/2}$  в область  $E_x \approx 4 \div 5$  МэВ, и получили отрицательный результат.

В свете настоящих расчетов, а также результатов работы <sup>6/</sup> нам кажется, что данные <sup>5/</sup> о распределении силы состояния  $1f_{7/2}$  необходимо проверить в экспериментах с поляризованными частицами, чтобы разделить вклад состояний с  $J^\pi = 5/2^-$  и  $J^\pi = 7/2^-$ . Выполненные недавно первые результаты (б, д) - экспериментов, выполненных на циклотроне Индианского университета /США/<sup>22/</sup>, подтверждают это заключение. Согласно данным <sup>22/</sup> в  $^{89}\text{Zr}$  при  $E_x < 7$  МэВ находится  $\leq 10\%$  силы состояния  $1f_{7/2}$ . Это согласуется с данными работы <sup>6/</sup> для  $^{91}\text{Mo}$  и нашими расчетами.

Авторы признательны В.Ю.Пономареву за помощь и консультации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Gales S. Nucl.Phys., 1981, A354, p.193c.
2. Власов Н.А. и др. ЖЭТФ, 1960, 39, с.1615.
3. Karstein E.J. et al. Nucl.Phys., 1976, A260, p.141; Gerlic E. et al. Phys.Lett., 1975, 57B, p.338.
4. Gales S. Nucl.Phys., 1977, A288, p.221; Van de Wiele J. et al. Nucl.Phys., 1978, A297, p.61.
5. Duhamel G. et al. J.Phys.G: Nucl.Phys., 1981, 7, p.1415.
6. Massolo C.P. et al. J.Phys.G: Nucl.Phys., 1982, 8, p.361.
7. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. "Наука", М., 1971; ЭЧАЯ, 1978, 9, с.810; Nukleonika, 1978, 23, p.1149.
8. Вдовин А.И., Соловьев В.Г. ТМФ, 1974, 19, с.257.
9. Soloviev V.G. et al. Nucl.Phys., 1980, A342, p.261.
10. Chan Zuy Khuong et al. J.Phys.G: Nucl.Phys., 1981, 7, p.151; Soloviev V.G., Stoyanov Ch. Nucl.Phys., 1982, A382, p.206.
11. Malov L.A., Soloviev V.G. Nucl.Phys., 1976, A270, p.87.
12. Бор О., Моттельсон Б. Структура ядра. "Мир", М., 1971, т.1; Bortignon P.F., Broglia R.A. Nucl.Phys., 1981, A371, p.405.
13. Стоянов Ч. ТМФ, 1979, 40, с.422; Малов Л.А. ОИЯИ, Р4-81-228, Дубна, 1981.
14. Kitching J.E. Z.Phys., 1973, 258, p.22; Basu S.K., Sen S. Nucl.Phys., 1974, A220, p.580; Serduke F.J.D. et al. Nucl. Phys., 1976, A256, p.45.
15. Takeuchi K., Moldauer P.A. Phys.Lett., 1969, 28B, p.384.
16. Чепурнов В.А. ЯФ, 1967, 6, с.955.
17. Meuer D. et al. Nucl.Phys., 1980, A349, p.309.
18. Dehesa J.S. Ph.D.Thesis. Universitet zu Bonn, 1977.
19. Vautherin D., Brink D.M. Phys.Rev.C, 1972, 5, p.626.
20. Beiner M. et al. Nucl.Phys., 1975, A238, p.29.
21. Beiner M., Lombard R.J. Ann.of Phys., 1974, 86, p.262.
22. Kasagi J. et al. Ann.Report 1981-1982 Cyclotron Laboratory Michigan State University, p.48.

Рукопись поступила в издательский отдел  
13 апреля 1983 года.

Вдовин А.И. и др. P4-83-239  
Нейтронные дырочные  $1f$ -состояния ядер  $^{89}\text{Zr}$  и  $^{91}\text{Mo}$

Рассчитана фрагментация нейтронных дырочных состояний  $1f_{5/2}$  и  $1f_{7/2}$  в ядрах  $^{89}\text{Zr}$  и  $^{91}\text{Mo}$ . В основу расчета положена квазичастично-фононная модель ядра. Учитывалось взаимодействие дырочных подоболочек с состояниями "квазичастица + фонон" и "квазичастица + два фонона". Результаты расчета сравниваются с экспериментальными данными, полученными в реакциях однонуклонной передачи.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Vdovin A.I. et al. P4-83-239  
Fragmentation of the  $1f$  Neutron-Hole Strength  
in  $^{89}\text{Zr}$  and  $^{91}\text{Mo}$

The fragmentation of the neutron hole  $1f_{7/2}$  and  $1f_{5/2}$  states in the nuclei  $^{89}\text{Zr}$  and  $^{91}\text{Mo}$  is calculated within the quasiparticle-phonon nuclear model. The interaction of the hole subshells with the "quasiparticle plus phonon" and "quasiparticle plus two phonons" states is taken into account. The results of calculation are compared with the experimental data for the one-nucleon transfer reactions.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод авторов.