



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

2682/2-81

1/6-81

P4-81-118

Ч.Стоянов

ИЗУЧЕНИЕ  
ГЛУБОКОЛЕЖАЩИХ ДЫРОЧНЫХ СОСТОЯНИЙ  
НЕЧЕТНЫХ СФЕРИЧЕСКИХ ЯДЕР

Направлено на XXXI Совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Самарканд

1981

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы появились многочисленные экспериментальные данные, указывающие на проявления структуры ядра при промежуточных и высоких энергиях возбуждения. Большой интерес вызывают реакции одно- и двухнуклонных передач, в которых возбуждаются дырочные состояния. В сечениях этих реакций при энергиях возбуждения ядра 5–8 МэВ наблюдаются резонансоподобные структуры, соответствующие концентрации силы относительно простых /малочастичных/ компонент волновой функции ядра.

В средних и тяжелых атомных ядрах при высоких энергиях возбуждения малоквазичастичные компоненты сильно взаимодействуют с более сложными / $2p1h$ ,  $1p2h$  и т.д./ компонентами. Это взаимодействие приводит к разбросу силы простых конфигураций по многим ядерным уровням в интервале нескольких МэВ, т.е. к их фрагментации.

Настоящая работа посвящена описанию в рамках квазичастично-фононной модели ядра фрагментации малоквазичастичных компонент волновых функций нечетных сферических ядер.

## 2. КВАЗИЧАСТИЧНО-ФОНОННАЯ МОДЕЛЬ ЯДРА

Квазичастично-фононная модель ядра является дальнейшим развитием сверхтекучей модели<sup>1/</sup>, которая успешно используется для описания свойств низколежащих состояний в деформированных и сферических ядрах. Квазичастично-фононная модель дает возможность<sup>2/</sup> единого описания малоквазичастичных компонент волновых функций ядра при низких, промежуточных и высоких энергиях возбуждения. В этой модели ядро рассматривается как система нуклонов, движущихся в усредненном потенциале и взаимодействующих посредством остаточных сил. Остаточное взаимодействие включает короткодействующие силы спаривания, а также дальнедействующие мультипольные  $V_{\lambda}(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$  и спин-мультипольные  $V_{\sigma\lambda}^L(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$  изоскалярные и изовекторные силы

$$V_{\lambda}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = 1/2 (\kappa_0^{(\lambda)} + \kappa_1^{(\lambda)} \vec{r}_1 \vec{r}_2) \sum_{\mu} r_1^{\lambda} Y_{\lambda\mu}(\theta_1, \phi_1) \times \\ \times r_2^{\lambda} Y_{\lambda-\mu}(\theta_2, \phi_2),$$



$$V_{\sigma\lambda}^L(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = 1/2(\kappa_0^{(\lambda L)} + \kappa_1^{(\lambda L)}) \vec{r}_1 \vec{r}_2 \sum_M r_1^\lambda [\vec{\sigma}_1 Y_{\lambda\mu}(\theta_1, \phi_1)]_{LM} \times /1/ \\ \times r_2^\lambda [\vec{\sigma}_2 Y_{\lambda\mu}(\theta_2, \phi_2)]_{L-M}.$$

Основные предположения, которые используются в квазичастично-фононной модели следующие /2-4/:

1. Из ядерного гамильтониана выделяется часть  $H_{ph}$ , описывающая как вибрационные, так и двухквазичастичные возбуждения. Волновая функция этих возбуждений строится с использованием оператора фонона

$$\Psi_1(JM) = Q_{JM}^+ \Psi_0,$$

где  $\Psi_0$  - волновая функция основного состояния четно-четного ядра, а  $Q_{JM}^+$  - оператор рождения фонона с моментом J, проекцией M и номером i. Таким образом, можно построить однофононные коллективные и неколлективные возбуждения четно-четного ядра с разными моментами и четностями.

2. Из оставшейся части гамильтониана выделяется член  $H_{qph}$ , связывающий квазичастичные и фононные возбуждения. Следует отметить, что квазичастично-фононное взаимодействие /член  $H_{qph}$  / свободных параметров не содержит.

3. Основные приближения выбираются так, чтобы получилось более точное описание малоквазичастичных компонент волновой функции возбужденных состояний.

При расчетах используется метод силовых функций /2,5/. Этот метод дает возможность вычислить средние значения малоквазичастичных компонент в некотором энергетическом интервале. В качестве усредняющей функции использовалась функция лоренцевского типа:

$$\rho(x) = \frac{1}{2\pi} \frac{\Delta}{x^2 + \Delta^2/4}; \quad \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(x) dx = 1. \quad /2/$$

### 3. ОПИСАНИЕ ДЫРОЧНЫХ СОСТОЯНИЙ

Первые данные о возбуждении глубоколежащих дырочных состояний в нечетных ядрах появились в 1972 году. Они были получены при изучении (p, d)-реакции при  $E_p = 52,55$  МэВ на изотопах  $Mo^{6/}$ . Позднее при помощи реакций (p, d), ( $^3He, \alpha$ ), (d, t) удалось расширить область исследуемых ядер и наблюдать новые состояния. Детально изучено нейтронное дырочное состояние  $1g_{9/2}$  в изотопах олова /7/. Исследовано также протонное дырочное состояние  $1g_{9/2}$  в  $^{143}Pm^{8/}$ . Вся многочисленная экспериментальная

информация была систематизирована в /9,10/. Основные выводы следующие:

1. В изотопах олова переходы с  $\ell=4$  сконцентрированы в районе 5,5 МэВ, и ширина этой области  $\approx 1$  МэВ.

2. На 1,0-2,0 МэВ выше первой области наблюдается вторая область концентрации переходов с  $\ell=4$ . В более легких ядрах (Ni), однако /11/, вторая область не выделяется так четко.

Волновую функцию возбужденных состояний нечетных сферических ядер выберем в виде

$$\Psi_\nu(JM) = C_\nu(J) \{ \alpha_{JM}^+ + \sum_{\lambda j} D_{\lambda j}^{\lambda 1} [\alpha_{jm}^+ Q_{\lambda\mu}^+]_{JM} + \\ + \sum_{\lambda_1 i_1} F_{\lambda_1 i_1}^{\lambda_1 i_1 \lambda_2 i_2} [\alpha_{jm}^+ [Q_{\lambda_1 \mu_1 i_1}^+ Q_{\lambda_2 \mu_2 i_2}^+]_{IK}]_{JM} \} \Psi_0. \quad /3/$$

Здесь  $\alpha_{jm}^+$  - оператор рождения квазичастицы,  $Q_{\lambda\mu}^+$  - оператор рождения фонона,  $\Psi_0$  - основное состояние четно-четного ядра. Член  $H_{qph}$  в гамильтониане имеет отличные от нуля матричные элементы

$$\langle \alpha_{JM} | H_{qph} | [\alpha_{jm}^+ Q_{\lambda\mu}^+]_{JM} \rangle, \quad /4/$$

$$\langle [\alpha_{jm}^+ Q_{\lambda\mu}^+]_{JM} | H_{qph} | [\alpha_{j_1 m_1}^+ [Q_{\lambda_1 \mu_1 i_1}^+ Q_{\lambda_2 \mu_2 i_2}^+]_{IK}]_{JM} \rangle. \quad /5/$$

Первый из этих матричных элементов определяет фрагментацию квазичастичного состояния  $|JM\rangle$  по конфигурациям "квазичастица + фонон" /1p2h или 1h2p /. Второй матричный элемент определяет силы компонент "квазичастица + фонон" ( $\alpha^+ Q^+$ ) в /3/ по более сложным конфигурациям.

Пользуясь весовой функцией /2/, определим величину

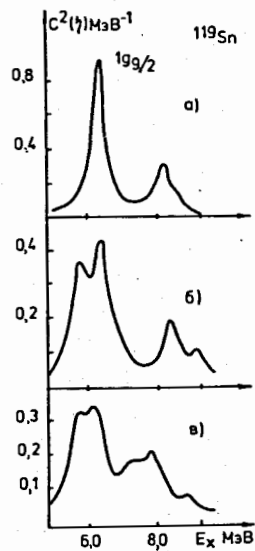
$$c^2(\eta) = \sum_\nu C_\nu^2 \frac{1}{2\pi} \frac{\Delta}{(\eta - \eta_\nu)^2 + \Delta^2/4}.$$

Здесь  $\nu$  - номер возбужденного состояния;  $\eta_\nu$  - его энергия. Описание метода вычисления  $c^2(\eta)$  можно найти в /12,13/. Функция  $c^2(\eta)$  связана со спектроскопическим фактором состояния j /с квантовыми числами  $n\ell j$  /:

$$S_j = (2j+1) v_j^2 \int_{E_1}^{E_2} c^2(\eta) d\eta, \quad /6/$$

где  $v_j$  - коэффициент Боголюбова.

Рассмотрим нейтронные дырочные состояния  $1g_{9/2}$  в  $^{119}Sn$ . На рис.1 показана зависимость функции  $c^2(\eta)$  этого состояния



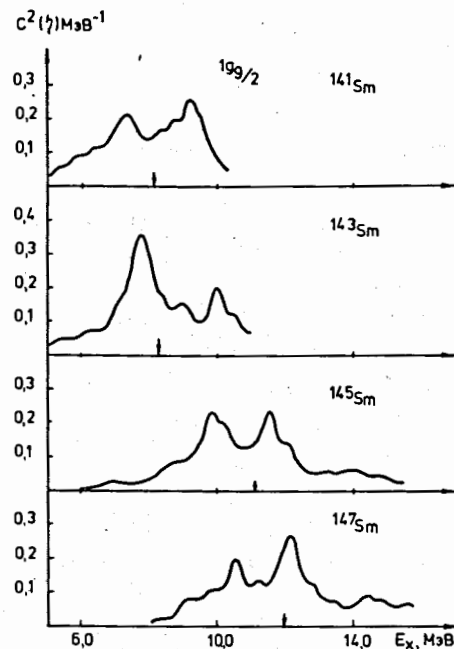
**Рис.1.** Распределение силы нейтронного состояния  $1g_{9/2}$  в  $^{119}\text{Sn}$ . а/ Компоненты  $\alpha^+Q^+Q^+$  из волновой функции /3/ выключены, а в компоненты  $\alpha^+Q^+$  входят только первые квадрупольные и октупольные фононы. б/ Компоненты  $\alpha^+Q^+$  включают все возможные фононы, а  $\alpha^+Q^+Q^+$  выключены. в/ Волновая функция /3/ включает все возможные одно- и двухфононные состояния.

от размеров фоновго пространства и от количества компонент типа "квазичастица + два фонона" ( $\alpha^+Q^+Q^+$ ) в волновой функции /3/. На рис.1а показаны значения  $c^2(\eta)$  в случае, когда в волновой функции /3/ коэффициенты  $F=0$  /т.е. члены  $\alpha^+Q^+Q^+$  отброшены/. Кроме того, из всех возможных компонент  $\alpha^+Q^+$  оставлены только те, в которых участвуют только первые квадрупольные и октупольные фононы.

Это приближение во многом похоже на модель, используемую в работе<sup>14/</sup>. На рис.1б опять-таки  $F=0$ , но фоновное пространство расширено и компоненты  $\alpha^+Q^+$  включают мультипольные и спин-мультипольные фононы с моментами от 1 до 7. Расчеты с такой волновой функцией представлены в<sup>15/</sup>. На рис.1в показано распределение  $c^2(\eta)$  для случая, когда в волновую функцию /3/ включены все компоненты  $\alpha^+Q^+Q^+$  /т.е. все  $F \neq 0$ / и фоновное пространство включает все уже упомянутые фононы. В работах<sup>14,15/</sup> показано, что одна из особенностей, отличающих вариант 1а от 1в, - это резкое увеличение плотности состояний. В результате состояние  $1g_{9/2}$  сильнее фрагментировано.

Существенно также влияние состояний, образующих низкоэнергетический октупольный резонанс /НЗОР/. Квазичастичная компонента  $1g_{9/2}$  имеет большие матричные элементы с конфигурациями  $[[1h_{11/2} \otimes 3^-]_{9/2^+}]$ , где индекс  $i$  обозначает  $3^-$ -состояния, образующие НЗОР. В изотопах олова энергия состояний  $[[1h_{11/2} \otimes \text{НЗОР}]_{9/2^+}]$  близка к квазичастичной энергии состояния  $1g_{9/2}$ . Последовательный учет НЗОР в расчетах приводит к существенному перераспределению силы состояния  $1g_{9/2}$  в районе максимумов  $c^2(\eta)$ . Указанные выше эффекты приводят к сильному изменению зависимости  $c^2(\eta)$  от энергии  $\eta$  при переходе от 1а к 1в. В области главного пика, т.е. в интервале 4,3-6,5 МэВ, сконцентрировано 43% силы состояния, что почти в 2 раза меньше, чем было получено в<sup>14/</sup>.

В тяжелых ядрах, поскольку  $2^+_1$ -состояния в них сильно коллективизированы, матричный элемент  $\langle \alpha_{1g_{9/2}} | H_{qph} | [\alpha^+_{1g_{9/2}} \otimes Q^+_{2^+_1}]_{9/2^+} \rangle$



**Рис.2.** Распределение силы нейтронного состояния  $1g_{9/2}$  в изотопах самария. Стрелками указано положение квазичастичной энергии состояния  $1g_{9/2}$ .

по своей величине больше остальных матричных элементов. Это обстоятельство и приводит к появлению второго максимума в распределении силы  $1g_{9/2}$ -состояния. На рис.2 показано распределение силы  $1g_{9/2}$ -состояния для изотопов  $^{141-147}\text{Sm}$ . Среди рассматриваемых изотопов встречаются как околomagические ( $^{143,145}\text{Sm}$ ) ядра, так и ядра, близкие по своим свойствам к переходным. Эти особенности низколежащих состояний влияют на фрагментацию  $1g_{9/2}$ -компоненты. В  $^{143}\text{Sm}$  ее сила

сосредоточена в более узком энергетическом интервале, чем в  $^{141}\text{Sm}$ . В более тяжелых изотопах  $^{145,147}\text{Sm}$  нейтронная оболочка с  $N=82$  уже заполнена, и поэтому невозмущенная квазичастичная энергия  $1g_{9/2}$  почти на 3 МэВ выше, чем в более легких изотопах самария. В этом энергетическом интервале плотность состояний "квазичастица + два фонона" гораздо больше, что приводит к более сильному размытию силы  $1g_{9/2}$  в  $^{145}\text{Sm}$ , чем в  $^{143}\text{Sm}$ , хотя количество нейтронов в них отличается лишь на 1 от магического числа  $N=82$ . В  $^{145,147}\text{Sm}$  расчеты также указывают на два максимума для  $c^2(\eta)$ , как и в более легких изотопах. Это говорит о том, что матричный элемент  $\langle \alpha_{1g_{9/2}} | H_{qph} | [\alpha^+_{1g_{9/2}} \otimes Q^+_{2^+_1}]_{9/2^+} \rangle$  сильно выделяется среди остальных матричных элементов. Поэтому мы можем в общих чертах понять некоторые особенности фрагментации дырочного состояния  $1g_{9/2}$ , пользуясь простыми моделями<sup>14,15/</sup>, которые учитывают взаимодействия только с квадрупольным состоянием. Для более детального анализа особенностей экспериментальных распределений, как следует из рис.1, необходимо учитывать и взаимодействие с другими состояниями.

В работе<sup>13/</sup> получены результаты по фрагментации дырочных состояний в легких, средних и тяжелых ядрах. Они неплохо согласуются с экспериментальными данными. В табл.1 приведены теоретические значения средней энергии  $E_x$ , ширина  $\Gamma$  и спектро-

Таблица

Распределение силы дырочного состояния  $1g_{9/2}$  в некоторых изотопах олова, теллура и самария

Ядро	$\Delta E$	$\bar{E}_x$ МэВ		$\Gamma$ МэВ		$S_j$	
	МэВ	эксп.	теор.	эксп.	теор.	эксп.	теор.
$^{115}\text{Sn}$	4,8-5,8	5,47	5,5	0,59	0,63	2,5	2,7
	6,8-8,6	6,7	7,6	2,6	1,3	3,2	2,6
$^{119}\text{Sn}$	4,3-6,5	5,61	5,8	1,05	1,15	2,5	4,3
	6,5-8,6	7,00	7,5	1,90	1,27	2,4	3,4
$^{123}\text{Te}$	4,2-6,7	5,45	5,3	1,90	0,98	4,0	3,3
	4,2-9,5	5,6	6,3	3,7	2,35	5,5	7,6
$^{143}\text{Sm}$	6-12	7,6	8,1	2-3	1,64	5,2	5,49
	12-18	>12	10,2	4	-	1,8	1,77

скопический фактор  $S_j$  получены в рамках квазичастично-фононной модели. Экспериментальные данные взяты из работ /7,9,10/.

Данные по распределению силы дырочных состояний в изотопах свинца опубликованы в /17/. В работе /18/ рассчитано распределение силы состояний  $1i_{13/2}$ ,  $1h_{9/2}$ ,  $1h_{11/2}$ ,  $2f_{7/2}$  в  $^{205,207}\text{Pb}$ . В расчетах использовалась волновая функция, в которой отброшены компоненты  $\alpha^+Q^+Q^+$  /т.е. в /3/ все  $F \equiv 0$ /. Результаты показали, что такую волновую функцию можно использовать для описания распределения силы низколежащих состояний. С ростом энергии возбуждения роль компонент  $\alpha^+Q^+Q^+$  увеличивается.

#### 4. ОПИСАНИЕ ФРАГМЕНТАЦИИ КОМПОНЕНТ "КВАЗИЧАСТИЦА + ФОНОН"

Распределение силы компонент "квазичастица + фонон" /либо трехквазичастичных компонент, если фонон неколлективный/ волновой функции /3/ существенно для описания  $\gamma$ -переходов, идущих с высоковозбужденных состояний в основное состояние /19/. Распределение этих компонент в окрестности энергии связи нейтрона важно для определения вклада механизма входных состояний в реакциях с нейтронами /20/. Компоненты  $\alpha^+Q^+$  также определяют спредовые ширины гигантских мультипольных резонансов в нечетных

ядрах. В квазичастично-фононной модели распределение силы компоненты типа  $[\alpha^+Q^+]_{\lambda\mu i}$  волновой функции /3/ сводится к вычислению величины

$$d^2(\eta) = \sum_{\nu} [C_{J\nu} D_{J}^{\lambda 1}]^2 \frac{\Delta}{2\pi} \frac{1}{(\eta - \eta_{\nu})^2 + \Delta^2/4} \quad //7/$$

Как уже отмечалось, матричные элементы /5/ определяют фрагментацию компонент "квазичастица + фонон" по более сложным - "квазичастица + два фонона". Если в волновой функции /3/ выключить члены  $\alpha^+Q^+Q^+$ , то невозможно, в принципе, вычислить распределение силы компонент  $\alpha^+Q^+$  по более сложным конфигурациям. Однако в случае, когда в /3/ все  $F \equiv 0$ , из-за матричного элемента /4/, смешивающего квазичастичные состояния  $\alpha^+$  с  $\alpha^+Q^+$ , происходит некое распределение силы компонент "квазичастица + фонон". Этот эффект тем сильнее, чем больше степень коллективности фонона, входящего в конфигурацию  $\alpha^+Q^+$ .

На рис.3 показано распределение силы  $[1g_{9/2} \otimes 2^+_{11}]_{9/2^+}$  и  $[2d_{5/2} \otimes 2^+_{71}]_{9/2^+}$  компонент волновой функции /3/ для ядра  $^{119}\text{Sn}$ . Вертикальными линиями обозначено распределение силы этих компонент в случае, когда из /3/ выключены члены  $\alpha^+Q^+Q^+$  /т.е. все  $F \equiv 0$ /. Так как  $2^+$ -состояние в  $^{118}\text{Sn}$  - коллективное, то компонента  $[1g_{9/2} \otimes 2^+_{11}]_{9/2^+}$  фрагментирована также и за счет взаимодействия с одноквазичастичной компонентой. На рис.3а вертикальными линиями показан вклад в %  $[1g_{9/2} \otimes 2^+_{11}]_{9/2^+}$  в разные состояния.

На рис.3б представлено распределение компоненты  $[2d_{5/2} \otimes 2^+_{71}]_{9/2^+}$ . Поскольку седьмое  $2^+$ -состояние ( $2^+_7$ ), рассчитанное в приближении хаотических фаз, неколлективное, в случае, когда из /3/ выключены члены  $\alpha^+Q^+Q^+$ , сила этой компоненты сконцентрирована в основном на одном состоянии /большая вертикальная линия/.

Сплошная кривая на рис.3 показывает ход функции  $d^2(\eta)$  //7/. Для обоих случаев характерны заметные сдвиги максимумов распределений по сравнению со случаем  $F \equiv 0$ . Значительная часть силы выталкивается вверх.

Результаты показывают, что сила компонент "квазичастица + фонон" при высоких энергиях распределена в большом энергетическом интервале. На основании этого можно ожидать значительных отличий в вероятностях между  $\gamma$ -переходами при высоких энергиях, рассчитанными с волновой функцией /3/, и более простыми моделями, такими, как, например, модель валентного нейтрона.

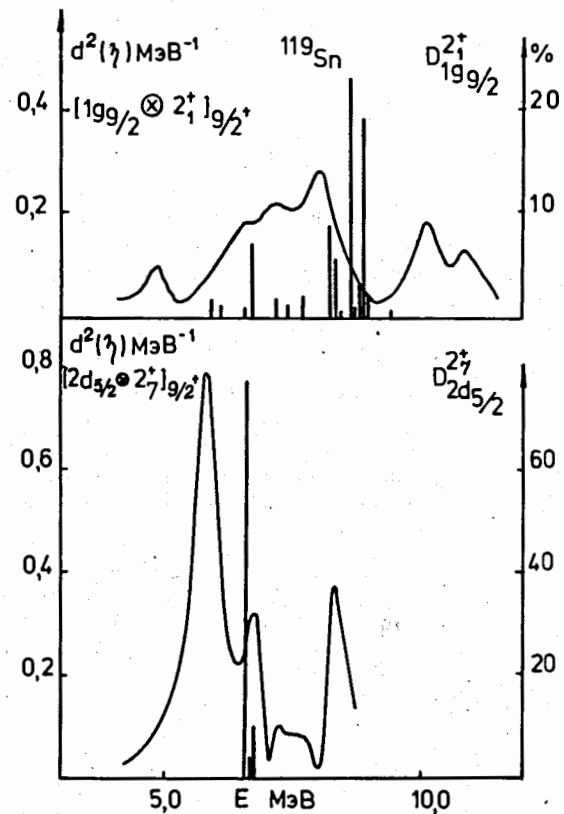


Рис.3. Распределение силы компонент  $[1g_{9/2} \otimes 2^+_{19/2}]_{9/2+}$  и  $[2d_{5/2} \otimes 2^+_{79/2}]_{9/2+}$ . Вертикальные линии показывают распределение для случая, когда компоненты  $\alpha^+Q^+Q^+$  выключены из /3/. Сплошная кривая - все компоненты  $\alpha^+Q^+Q^+$  входят в /3/.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментальная информация о распределении силы однодырочных состояний даёт нам возможность сделать на сегодняшний день определенные выводы о закономерностях фрагментации этих простых компонент волновой функции ядра. Результаты, полученные в рамках квазичастично-фононной модели, удовлетворительно воспроизводят эти закономерности. Поэтому можно считать, что идеи модели о важности взаимодействия со сложными конфигурациями и о влиянии низколежащих коллективных состояний на фрагментацию

находятся в соответствии с реальными физическими процессами, происходящими при рассматриваемых энергиях возбуждения ядра.

Интересно провести подобные исследования и в четно-четных сферических ядрах. Экспериментальная информация /в основном данные  $(p,t)$ -реакции/ уже начала появляться /10,21/. В рамках квазичастично-фононной модели в четно-четных ядрах было достигнуто хорошее описание фрагментации частично-дырочных состояний по более сложным двухфононным конфигурациям /22-24/.

В  $(p,t)$ - и  $(t,p)$ -реакции, однако, заметную роль может играть фрагментация частично-частичных компонент /25/. Описание таких процессов, по-видимому, возможно осуществить, пользуясь результатами работ /26/.

Автор выражает благодарность проф. В.Г.Соловьеву за постоянный интерес к работе и ценные замечания, а также А.И.Вдовину и В.В.Воронову за полезные обсуждения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. "Наука", М., 1971.
2. Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1978, 9, с.810; Nucleonika, 1979, 23, p. 1149.
3. Соловьев В.Г. Изв. АН СССР /сер.физ./, 1971, 35, с.666; 1977, 38, с.1580.
4. Soloviev V.G. Selected Topics in Nucl.Struct., JINR, D-9920, Dubna, 1976, v.2, p.146; Soloviev V.G. Journ.Phys. Soc. of Japan, Suppl., 1978, 14, p.323.
5. Бор О., Моттельсон Б. Структура ядра. "Мир", М., 1971, т.1.
6. Sakai M., Kubo K.T. Nucl.Phys., 1972, A185, p.217.
7. Tanaka M. et al. Phys.Lett., 1978, 78B, p.221; Gerlic F. et al. Phys.Rev., 1980, C21, p.124.
8. Doll P. et al. Phys.Lett., 1979, 82B, p.357.
9. Crawley G.M. Inst. of Phys.Conf.Ser., 1980, No.49, Ch.1, p.127.
10. Gales S. Preprint of Inst. de Phys.Nucl., Orsay, IPN PhN 80-23, 1980.
11. Fortier S., Gales S. Nucl.Phys., 1979, A321, p.137.
12. Стоянов Ч. ТМФ, 1979, 40, с.422.
13. Soloviev V.G., Stoyanov Ch., Vdovin A.I. Nucl.Phys., 1980, A342, p.261.
14. Koeling T., Iachello F. Nucl.Phys., 1978, A295, p.45.
15. Вдовин А.И., Стоянов Ч., Чан Зуй Кхьонг. Изв. АН СССР, /сер.физ./, 1979, 43, с.998.
16. Scholten O. et al. Nucl.Phys., 1980, A348, p.301.
17. Guillot J. et al. Phys.Rev., 1980, C21, p.879.

18. Воронов В.В., Чан Зуй Кхьонг. ОИЯИ, Р4-81-69, Дубна, 1981.
19. Воронов В.В., Соловьев В.Г. ЯФ, 1976, 23, с.942.
20. Feshbach H. Ann.Phys. (N.Y.), 1958, 5, p.357.
21. Crawley G.M. et al. Phys.Rev., 1980, C22, p.316.
22. Soloviev V.G., Stoyanov Ch., Vdovin A.I. Nucl.Phys., 1977, A288, p.376.
23. Soloviev V.G., Stoyanov Ch., Voronov V.V. Nucl.Phys., 1978, A304, p.503.
24. Ponomarev V.Yu. et al. Nucl.Phys., 1979, A323, p.446.
25. Toki H., Sano M. Osaka Univ.Lab. of Nucl.Study Report (OULNS73-6).
26. Вдовин А.И. и др. Изв. АН СССР, /сер.физ./, 1976, 40, с.218; Вдовин А.И., Дамбасурен Д., Стоянов Ч. ОИЯИ, Р4-10546, Дубна, 1977.

Рукопись поступила в издательский отдел  
17 февраля 1981 года.