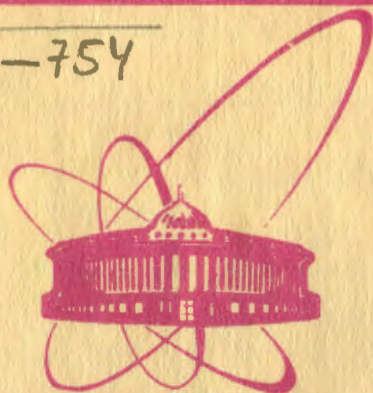


B-754



объединенный  
институт  
ядерных  
исследований  
дубна

2365/2-81

18/5-81

P4-81-69

В.В.Воронов, Чан Зуй Кхыонг

ФРАГМЕНТАЦИЯ  
НЕЙТРОННЫХ ДЫРОЧНЫХ СОСТОЯНИЙ  
В ЯДРАХ  $^{205,207}\text{Pb}$

Направлено в "Известия АН СССР" /сер. физ./

1981

## I. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время происходит быстрое накопление экспериментальной информации о дырочных состояниях, исследуемых в реакциях однонуклонных передач. Наиболее полный обзор экспериментальных данных содержится в работах /1,2/.

Недавно опубликованы результаты исследования дырочных нейтронных уровней ядер  $^{205,207}\text{Pb}$ , полученные при изучении реакции  $(^3\text{He}, \alpha)$  /3/. Теоретические расчеты фрагментаций нейтронных дырочных состояний  $^{207}\text{Pb}$  при использовании различных моделей проведены в работах /4-7/. Фрагментация одноквазичастичных состояний нечетных сферических ядер при промежуточных и высоких энергиях возбуждения интенсивно изучается в рамках квазичастично-фононной модели ядра /8/. Так, например, фрагментация глубоколежащих дырочных состояний для большого числа ядер исследована в работах /9,10/.

В данной работе мы выполнили расчеты фрагментации одноквазичастичных нейтронных дырочных состояний ядер  $^{205,207}\text{Pb}$  в рамках квазичастично-фононной модели и исследовали, насколько существен учет принципа Паули для правильного описания фрагментации.

## II. МЕТОД РАСЧЕТА

Гамильтониан квазичастично-фононной модели включает среднее поле для протонов и нейтронов, спаривательное взаимодействие, мультипольные и спин-мультипольные изоскалярные и изовекторные силы. Он может быть записан в терминах операторов рождения и уничтожения квазичастиц  $(a_{jm}^+, a_{jm})$  и фононов  $(Q_{\lambda\mu}^+, Q_{\lambda\mu})$  и представлен в виде суммы двух членов:

$$H = H_v + H_{vq}. \quad /1/$$

Первый член отвечает гамильтониану системы невзаимодействующих квазичастиц и фононов, а второй описывает их взаимодействие. Волновую функцию нечетного  $A$ -сферического ядра возьмем в следующем виде:

$$\Psi_v(JM) = C_J^v \{ a_{JM}^+ + \sum_{j\lambda i} D_J^{\lambda i} [ a_{jm}^+ Q_{\lambda\mu}^+ ]_{JM} \} \Psi_0. \quad /2/$$

где  $\Psi_0$  - волновая функция основного состояния четно-четного ядра.

Используя точные коммутационные соотношения для операторов  $a_{jm}^+$  и  $Q_{\lambda i}$  и вычислив среднее от  $H$  по состояниям  $\Psi_\nu(JM)$ , из вариационного принципа можно вывести систему уравнений для нахождения энергий  $\eta_{J\nu}$  и коэффициентов  $C_J^\nu$ ,  $D_J^{\lambda i}(J\nu)$ . Такие уравнения, позволяющие учесть принцип Паули точно для нечетных ядер, были получены в работе<sup>/11/</sup>. Случай четно-четных ядер рассмотрен в<sup>/12/</sup>.

Для изучения фрагментации одноквазичастичных состояний по ядерным уровням эффективным является метод силовых функций, описанный в<sup>/8/</sup>. Следуя работам<sup>/8-10/</sup>, построим силовую функцию:

$$S_J(\eta) = \frac{1}{2\pi} \sum_{\nu} [C_J^\nu]^2 \frac{\Delta}{(\eta - \eta_{J\nu})^2 + \Delta^2/4} \quad /3/$$

Используя аналитические свойства коэффициента  $C_J^\nu$ , для  $S_J(\nu)$  можно получить следующее выражение<sup>/11/</sup>, в котором учтено влияние принципа Паули на фрагментацию  $C_J^\nu$ :

$$S_J(\eta) = \frac{\Delta}{2\pi} \frac{1 + \Gamma(\eta)}{[\epsilon_J - \eta - \gamma(\eta)]^2 + \Delta^2/4 [1 + \Gamma(\eta)]^2} \quad /4/$$

где

$$\Gamma(\eta) = \frac{1}{2} \sum_{\lambda i} \frac{\Gamma^2(Jj\lambda i) [1 + \mathcal{L}(Jj\lambda i)]}{[\epsilon_J + \omega_{\lambda i} - R(Jj\lambda i) - \eta]^2 + \Delta^2/4} \quad /5/$$

$$\gamma(\eta) = \frac{1}{2} \sum \frac{\Gamma^2(Jj\lambda i) [1 + \mathcal{L}(Jj\lambda i)] [\epsilon_J + \omega_{\lambda i} - R(Jj\lambda i) - \eta]}{[\epsilon_J + \omega_{\lambda i} - R(Jj\lambda i) - \eta]^2 + \Delta^2/4} \quad /6/$$

$\epsilon_J$  - квазичастичная энергия,  $\omega_{\lambda i}$  - энергия фонона, а

$$R(Jj\lambda i) = [1 + \mathcal{L}(Jj\lambda i)]^{-1} \langle a_{JM} | H_{vq} | [a_{jm}^+ Q_{\lambda i}^+]_{JM} \rangle$$

$\mathcal{L}(Jj\lambda i)$  и  $R(Jj\lambda i)$  выражаются через характеристики фононов. Точные выражения для них даны в<sup>/11/</sup>.

Для состояний, нарушающих принцип Паули,  $\mathcal{L}(Jj\lambda i) = -1$ , и они автоматически исключаются из приведенных выше выражений. Если в<sup>/5/</sup> и<sup>/6/</sup> положить  $\mathcal{L} = 0$  и  $R = 0$ , мы придем к выражениям, полученным в<sup>/9-10/</sup>.

Интегральный спектроскопический фактор, определяющий концентрацию силы дырочного состояния в интервале энергий от

$E_1$  до  $E_2$ ,  $\sum_i C^2 S = (2J+1) v_J^2 \int_{E_1}^{E_2} S_J(\eta) d\eta$ . Здесь  $v_J$  - коэффициент преобразования Боголюбова. Отметим, что выбор очень малой величины  $\Delta$  дает результаты, очень близкие к результатам точного решения секулярного уравнения.

### III. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Перед обсуждением результатов расчетов остановимся на выборе параметров модельного гамильтониана. В качестве среднего поля мы используем потенциал Саксона-Вудса/13/. Его параметры даны в табл. 1. Одночастичные энергии и матричные элементы мультипольных и спин-мультипольных операторов вычисляются по программе REDMEL, реализующей численный метод решения уравнения Шредингера, предложенный в /14/. Константы мультипольных сил подбирались так, чтобы описать характеристики нижайших вибрационных уровней. Изовекторные константы  $\kappa_1^{(\lambda)}$  - связаны с изоскалярными  $\kappa_0^{(\lambda)}$  соотношением  $\kappa_1^{(\lambda)} = -\kappa_0^{(\lambda)} 0,2(2\lambda + 3)$ . Это соотношение представляет собой перенормированный вариант оценок из монографии /15/. Для спин-мультипольных констант использовалась формула /16/

$$\kappa_1^{(\lambda L)} = -\frac{4\pi}{A} \frac{28}{\langle r^{\lambda-1} \rangle} \text{ МэВ} \cdot \text{Фм.}^{-(2\lambda-2)}, \quad \kappa_0^{(\lambda L)} \approx 0.$$

В табл. 2 показаны экспериментальные данные, взятые из работы /17/, и результаты наших расчетов для энергий и вероятностей электрических переходов в ядре  $^{208}\text{Pb}$ . Расчеты проведены в приближении случайных фаз и с учетом влияния двухфонных компонент на характеристики нижайших вибрационных уровней. Как видно из табл. 2, учет двухфонных компонент приводит к некоторому понижению энергий и уменьшению вероятностей переходов. В целом можно сказать, что ангармонические эффекты в  $^{208}\text{Pb}$  невелики. С тем же самым набором констант мы рассчитали характеристики гигантских резонансов для  $^{208}\text{Pb}$ . Результаты расчетов и экспериментальные данные /18/ приведены в табл. 3. Рассчитанные вероятности переходов брались в интервале энергий  $\Delta E$ . Из табл. 3 видно, что интегральные характеристики гигантских резонансов  $^{208}\text{Pb}$  описываются хорошо. Из вышесказанного можно заключить, что в рамках квазичастично-фонной модели удастся одновременно описать характеристики низколежащих и высоколежащих состояний  $^{208}\text{Pb}$ . В случае ядра  $^{208}\text{Pb}$  наличие спаривания приводит к изменению констант менее чем на 10%.

С таким набором констант мы рассчитали фрагментацию нейтронных дырочных состояний  $1i_{13/2}$ ,  $2f_{7/2}$ ,  $1h_{9/2}$  и  $1h_{11/2}$  в  $^{205,207}\text{Pb}$ , используя формулы /4/-/6/.

С методической точки зрения целесообразно сначала посмотреть, насколько существенна роль принципа Паули в фрагментации перечисленных выше дырочных состояний. Среди них особо выделяется состояние  $1h_{11/2}$ : во-первых, оно сильнее всего фрагментируется, во-вторых, влияние принципа Паули на его фрагментацию наиболее заметно. Результат расчета фрагментации этого состояния для  $^{205}\text{Pb}$  представлен на рис. 1, где

Таблица 1  
 Параметры потенциала Саксона-Вудса

A	$N, \text{Z}$	$r_c, \text{fm}$	$V_0, \text{MэВ}$	$\alpha, \text{fm}^{-2}$	$\alpha, \text{fm}^{-1}$
209	$N = 127$	1,26	44,83	0,376	1,587
	$Z = 83$	1,24	60,3	0,371	1,587

Таблица 2

Энергии первых вибрационных уровней  $\lambda_1^\pi$  и вероятности переходов из основного состояния на эти уровни в ядре  $^{208}\text{Pb}$

$\lambda_1^\pi$	$\omega \lambda_1, \text{MэВ}$			$B(\epsilon \lambda, 0^+ \rightarrow \lambda_1^\pi), e^2 \text{fm}^{2\lambda}$		
	Экспер.	Расчет		Эксперимент	Расчет	
		RPA	$Q^+ \cdot Q^+ Q^+$		RPA	$Q^+ \cdot Q^+ Q^+$
$2_1^+$	4,086	4,66	4,20	2965(18)	2907	2300
$3_1^-$	2,614	2,65	2,30	$690(50) \cdot 10^3$	$688 \cdot 10^3$	$630 \cdot 10^3$
$4_1^+$	4,323	4,82	4,40	$1389(100) \cdot 10^4$	$1359 \cdot 10^4$	$1125 \cdot 10^4$
$5_1^-$	3,194	3,25	3,10	$462(55) \cdot 10^6$	$458 \cdot 10^6$	$437 \cdot 10^6$
$6_1^+$	4,420	4,42		$210 \cdot 10^8$	$114 \cdot 10^8$	

Таблица 3

Характеристики гигантских резонансов для  $^{208}\text{Pb}$

$\lambda^\pi$	$\Delta T$	Эксперимент		Расчет		
		$E, \text{MэВ}$	$B(\epsilon \lambda), e^2 \text{fm}^{2\lambda}$	$\bar{E}, \text{MэВ}$	$\Delta E, \text{MэВ}$	$B(\epsilon \lambda), e^2 \text{fm}^{2\lambda}$
$1^-$	1	13,6	$53 \pm 10$	13,2	[11-14,7]	49,9
$2^+$	0	10,5	$(6,7 \pm 2,5) \cdot 10^3$	9,2	-	$6,72 \cdot 10^3$
	1	22,5	$(4,2 \pm 1,4) \cdot 10^3$	21,3	[20-25]	$3,4 \cdot 10^3$
$3^-$	0	17,5	$(3,2 \pm 1,3) \cdot 10^5$	17,4	[15,8-19,6]	$2,75 \cdot 10^5$

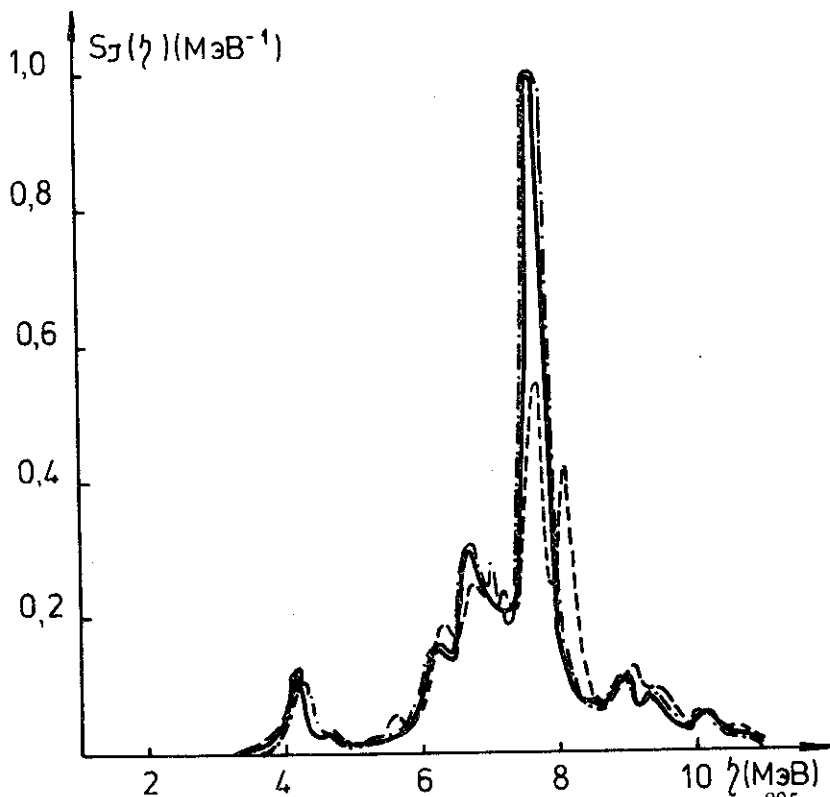


Рис.1. Фрагментация дырочного состояния  $1h_{11/2}$  в  $^{205}\text{Pb}$ .

сплошной линии соответствует приближенный учет принципа Паули <sup>/9/</sup>, штрих-пунктирной - точный учет /подробнее об этих способах учета принципа Паули см. /11/ /, а штрихованной - случай, когда принцип Паули не учитывается. Видно, что учет принципа Паули приводит к перераспределению и, следовательно, к изменению концентрации одноквазичастичной силы данного состояния. Кроме того, обращает на себя внимание тот факт, что приближенный и точный учеты принципа Паули дают почти одинаковый результат. Что касается состояния  $1h_{11/2}$  для  $^{207}\text{Pb}$ , а также остальных рассмотренных дырочных состояний в обоих ядрах, то, как показывают наши расчеты, влияние принципа Паули на их фрагментацию совсем слабо, а кривые, соответствующие этим двум способам учета, фактически совпадают. Это обстоятельство лишний раз подтверждает эффективность использованной ранее процедуры приближенного учета принципа Паули и позволяет нам в дальнейшем ограничиться ею во всех расчетах фрагментации.

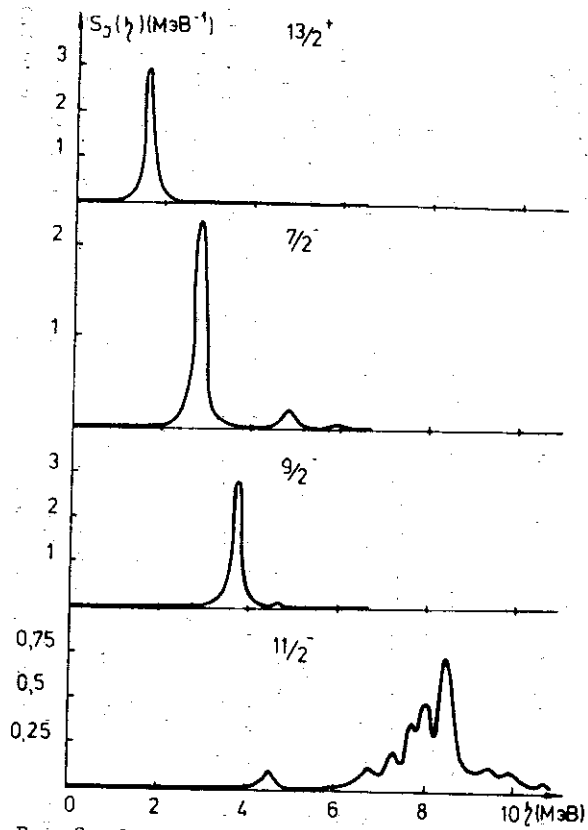


Рис. 2. Фрагментация дырочных состояний в  $^{207}\text{Pb}$ .

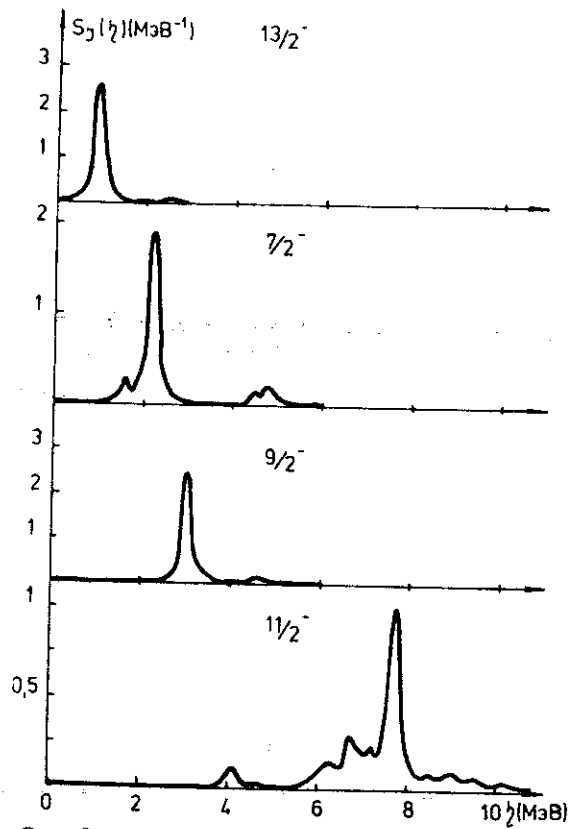


Рис. 3. Фрагментация дырочных состояний в  $^{205}\text{Pb}$ .

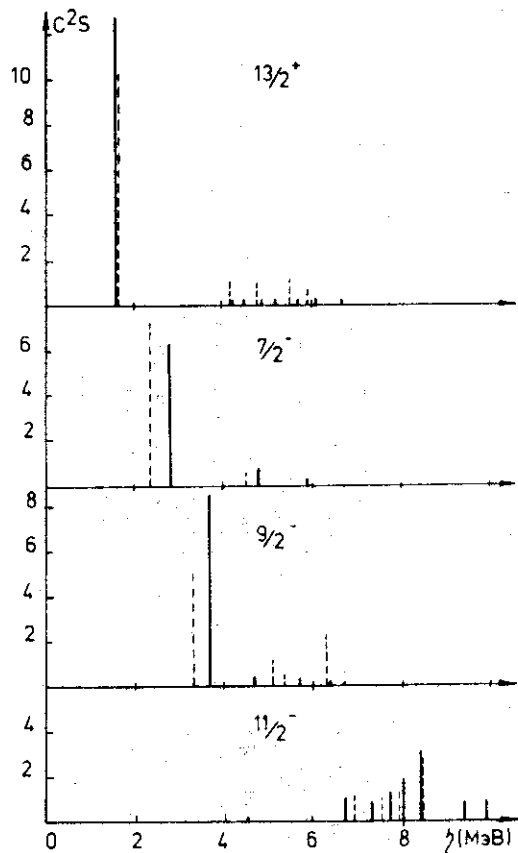


Рис. 4. Спектроскопические факторы дырочных состояний ядра  $^{207}\text{Pb}$ .

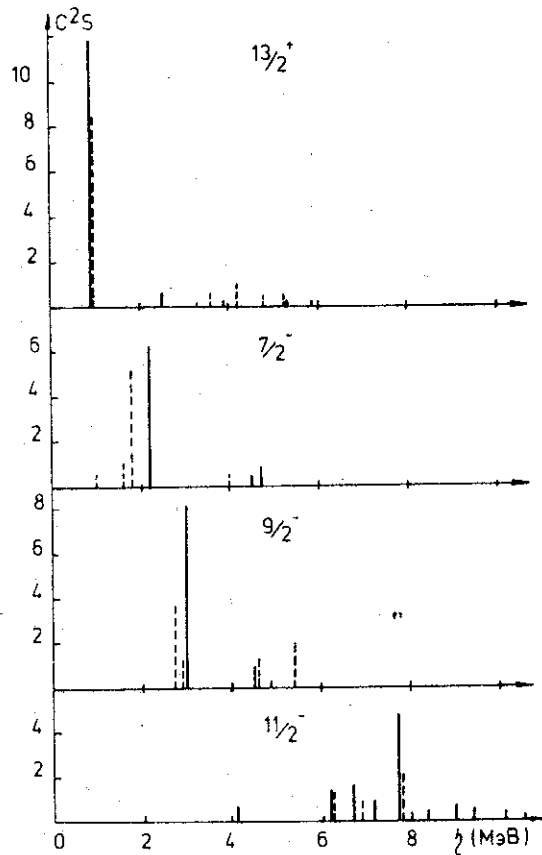


Рис. 5. Спектроскопические факторы дырочных состояний ядра  $^{205}\text{Pb}$ .



На рис.2,3 показаны теоретические кривые, изображающие фрагментацию состояний  $1i_{13/2}$ ,  $2f_{7/2}$ ,  $1h_{9/2}$  и  $1h_{11/2}$ , а на рис. 4,5 - величины спектроскопических факторов  $C^2S = (2J+1)v_J^2 C_{J\nu}^2$  этих же состояний для  $^{207}\text{Pb}$  и  $^{205}\text{Pb}$  соответственно. Сплошным линиям на рис.4,5 соответствуют наши расчеты, штрихованным - экспериментальные данные /3/. Для состояния  $1i_{13/2}$  в обоих ядрах теоретические значения  $C^2S$ , соответствующие энергиям возбуждения выше 3 МэВ, были увеличены в 6 раз. Следует отметить, что полученные к настоящему времени экспериментальные результаты для  $^{205-207}\text{Pb}$  /особенно для  $^{205}\text{Pb}$  / содержат некоторую неоднозначность /3/ и в некоторых случаях не согласуются между собой. Из этих рисунков видно, что квазичастично-фононная модель качественно правильно описывает не только концентрацию одноквазичастичных сил дырочных состояний, но и положение главных пиков силовой функции  $S_J(\eta)$ , а также правильно передает усиление фрагментации с ростом энергии.

Для первых трех дырочных состояний:  $1i_{13/2}$ ,  $2f_{7/2}$  и  $1h_{9/2}$ , как показывает табл. 4, при энергиях возбуждения до 6,7 МэВ в  $^{207}\text{Pb}$  и до 6 МэВ в  $^{205}\text{Pb}$  расчетные интегральные величины  $\sum_i C^2S$  находятся в достаточно хорошем согласии с экспериментальными значениями. В указанных областях теоретически исчерпывается от 90% до 94% полной силы каждого из этих состояний, а эксперименты дают 73-98%. Ясно, что из-за простоты использованной волновой функции /2/ мы не можем претендовать на детальное описание распределения сил. По сравнению с экспериментальными данными теоретические значения  $C^2S$  несколько перераспределены, больше сконцентрировались в областях низких энергий возбуждения /0-4 МэВ для  $^{207}\text{Pb}$  и 0-3,2 МэВ для  $^{205}\text{Pb}$  /.

Что касается состояния  $1h_{11/2}$ , то, как упоминалось выше, с увеличением энергии возбуждения оно фрагментируется сильнее остальных. Здесь расчет также дает более сильную концентрацию силы, чем эксперимент. Так, в области 6-9,2 МэВ для  $^{205}\text{Pb}$  и 6,6-9,8 МэВ для  $^{207}\text{Pb}$  согласно расчету сосредоточено примерно 75-79% полной силы состояния, в то время как по экспериментальным данным в этом случае имеем только 41 и 44% соответственно /см.табл. 4/. Это объясняется тем, что с ростом энергии возбуждения становится важной роль компонент квазичастица + два фонона волновой функции, которые в данной работе не учитывались. В целом же можно сказать, что и для этого состояния в обоих ядрах  $^{205-207}\text{Pb}$  удалось получить, как первое приближение, вполне разумное описание.

Таблица 4

Суммарные спектроскопические факторы для нейтронных дырочных состояний в  $^{208}\text{Pb}$

$n_l j$	$^{207}\text{Pb}$				$^{208}\text{Pb}$			
	Эксперимент		Расчет		Эксперимент		Расчет	
	$\Delta E$ , МэВ	$\sum_i C^2 S$	$\Delta E$ , МэВ	$\sum_i C^2 S$	$\Delta E$ , МэВ	$\sum_i C^2 S$	$\Delta E$ , МэВ	$\sum_i C^2 S$
$2_{11}^{3/2}$	0-4,0	10,1	0-4,0	12,84	0-3,15	8,35	0-3,2	12,25
	4,0-6,63	$\frac{3,6}{13,7}$	4,0-6,7	$\frac{0,44}{13,28}$	3,15-5,97	$\frac{3,4}{11,75}$	3,2-6,0	$\frac{0,53}{12,78}$
$1f_{7/2}$	0-4,0	7,1	0-4,0	6,28	0-3,15	6,4	0-3,2	6,17
	4,0-6,63	$\frac{0,45}{7,55}$	4,0-6,7	$\frac{0,96}{7,24}$	3,15-5,97	$\frac{0,45}{6,85}$	3,2-6,0	$\frac{1,06}{7,23}$
$1h_{9/2}$	0-4,0	5,0	0-4,0	8,67	0-3,15	4,85	0-3,2	8,37
	4,0-6,63	$\frac{3,2}{8,5}$	4,0-6,7	$\frac{0,73}{9,40}$	3,15-5,97	$\frac{2,40}{7,25}$	3,2-6,0	$\frac{0,85}{9,22}$
$1h_{11/2}$	6,63-7,27	0,95	6,6-7,2	0,88	5,97-6,7	1,20	6,0-6,6	1,23
	7,27-7,75	0,88	7,2-7,6	0,82	6,7-7,18	0,85	6,6-7,1	1,50
	7,75-8,38	1,15	7,6-8,3	3,40	7,18-7,65	0,80	7,1-7,6	0,80
	8,38-9,75	$\frac{2,25}{5,23}$	8,3-9,8	$\frac{4,36}{9,46}$	7,65-9,21	$\frac{2,05}{4,90}$	7,6-9,2	$\frac{5,51}{9,04}$

## IV. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках рассмотренной нами модели удается качественно правильно описать экспериментальные данные по фрагментации дырочных состояний в  $^{205,207}\text{Pb}$ . Однако для полного количественного согласия необходимо учитывать более сложные конфигурации в волновых функциях. Принцип Паули в большинстве случаев оказывает слабое влияние на фрагментацию одноквартичных дырочных состояний в рассмотренных ядрах.

Авторы признательны проф. В.Г.Соловьеву за внимание к настоящей работе и полезное обсуждение.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Crawley G.M. In: Proc. Intern. Symp. on Highly Excited States in Nuclear Reactions, Osaka, 1980, p. 590.

2. Gales S. Preprint of Institut de Physique Nucleaire, IPN-PhN-80-23, Orsay, 1980.
3. Guillot J. et al. Phys.Rev., 1980, C21, p. 879.; Gales S. et al. Phys.Rev., 1978, C18, p. 2475.
4. Smith S.M. et al. Nucl.Phys., 1971, A173, p. 32.
5. Ring P., Werner E. Nucl.Phys., 1973, A211, p. 198.
6. Bertsch G.F. et al. Phys.Lett., 1979, B80, p. 161.
7. Nguyen Van Giai. In: Proc. Intern. Symp. on Highly Excited States in Nuclear Reactions, Osaka, 1980, p. 682.
8. Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1978, 9, с. 580.
9. Вдовин А.И., Стоянов Ч., Чан Зуй Кхьонг. Изв. АН СССР, сер.физ., 1979, 43, с. 999.
10. Soloviev V.G., Stoyanov Ch., Vdovin A.I. Nucl.Phys., 1980, A342, p. 261.
11. Воронов В.В., Соловьев В.Г., Чан Зуй Кхьонг. В кн.: Тезисы докладов XXX совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. "Наука", Л., 1980, с. 164; Чан Зуй Кхьонг, Воронов В.В. ОИЯИ, Р4-80-692, Дубна, 1980.
12. Jolos R.V. et al. Z.Physik, 1980, A295, p. 147.
13. Малов Л.А., Соловьев В.Г., Христов И. ЯФ, 1976, 6, с. 1186.
14. Bang J. et al. Nucl.Phys., 1976, A261, p. 59; Гиззаткулов М.Х., Пузынин И.В., Ямалеев Р.М., ОИЯИ, Р11-10029, Дубна, 1976.
15. Бор О., Моттельсон Б. Структура ядра, "Мир", М., 1977, т. 2.
16. Вдовин А.И., Стоянов Ч., Юдин И.П. ОИЯИ, Р4-11081, Дубна, 1977.
17. Бирбраир С.Л. Изв. АН ССР, сер.физ., 1979, 43, с. 2243.
18. Pitthan R. et al. Phys.Lett., 1974, 33, p. 849.

Рукопись поступила в издательский отдел  
29 января 1981 года.