

**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P4-86-194

А.И.Вдовин, Е.М.Галинский¹, Ч.Стоянов²

**ВЫСОКОЛЕЖАЩИЕ ОДНОЧАСТИЧНЫЕ СОСТОЯНИЯ
В ИЗОТОПАХ ОЛОВА**

¹ ИЯФ АН УзССР, Ташкент

² ИЯИ и ЯЗ БАН, София

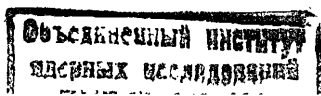
1986

В настоящей работе исследована в рамках квазичастично-фононной модели ядра фрагментация высоколежащих нейтронных подоболочек в изотопах олова с массовыми числами $A = 113$ и 125 . Экспериментальные данные о высоколежащих нейтронных одночастичных состояниях были получены в Орсе с помощью реакции срыва нейтрона ($\alpha, {}^3\text{He}$) при энергии α -частиц $183 \text{ МэВ}^{1,2/}$. Сравнение измеренных угловых распределений частиц ${}^3\text{He}$ с рассчитанными методом искаженных волн показало, что структуры, наблюдающиеся в сечениях реакции ($\alpha, {}^3\text{He}$) при энергиях возбуждения $4 \leq E_x \leq 12 \text{ МэВ}$, отвечают переданному угловому моменту $\ell = 5, 6$, т.е. связаны с возбуждением квазисвязанных нейтронных состояний $1h_{9/2}$ и $1i_{13/2}$. Измерения были проведены для ядер мишеней ${}^{112,116-124}\text{Sn}$, что позволило выявить систематические изменения фрагментации высоколежащих нейтронных подоболочек. Они состоят в следующем: в изотопах ${}^{121,123,125}\text{Sn}$ при $E_x \approx 5 \text{ МэВ}$ в сечениях виден узкий пик шириной $\Gamma < 1 \text{ МэВ}$, который отсутствует в изотопах ${}^{113,117,119}\text{Sn}$. В трех более легких изотопах Sn вся резонансная структура выражена не так ярко, как в тяжелых изотопах. Так как с ростом массового числа в цепочке изотопов олова энергия возбуждения квазисвязанных состояний уменьшается, то указанные изменения в сечениях реакций срыва были предположительно объяснены как результат ослабления фрагментации высоколежащих нейтронных состояний с уменьшением их энергии возбуждения.

Мы рассмотрим вопрос об изменении фрагментации высоколежащих нейтронных состояний в цепочке нечетных изотопов олова с точки зрения теории. Изотопы ${}^{117,121}\text{Sn}$ уже детально обсуждались в работах ^{3,4/}, поэтому здесь мы остановимся подробнее на результатах для ${}^{113,125}\text{Sn}$ и обсудим данные для всей цепочки в целом.

Расчеты выполнены в рамках квазичастично-фононной модели ядра /КФМ/, формализм которой последовательно изложен в серии обзоров ^{5-7/}/см. также монографию ^{8/}. Специально нечетным ядрам посвящен обзор ^{7/}. В настоящих расчетах модельная волновая функция включала, помимо одноквазичастичной компоненты, также компоненты "квазичастица \otimes фонон" и "квазичастица \otimes два фонона". Мы использовали метод силовых функций. Весовая функция Лоренца имела полуширину $0,5 \text{ МэВ}$.

Принципы выбора параметров гамильтониана КФМ описаны в обзоре ^{6/}. Несколько подробнее остановимся на вопросе о влиянии эффективного спин-мультипольного взаимодействия на фрагментацию высоколежащих одночастичных мод. Дело в том, что ранее /см. ^{3-4/}/ мы предполагали, что константы изовекторных спин-мультипольных



сил $\kappa_1^{(\lambda L)}$ не зависят от λ и L^* , а их абсолютную величину определяли по положению магнитного дипольного резонанса, т.е. полагали $\kappa_1^{(\lambda L)} = \kappa_1^{(01)}$ /именно изовекторное спин-спиновое взаимодействие $\lambda, L = 0, 1$ генерирует M1-резонанс/. Следуя сложившейся традиции, мы полагали также, что константа изоскалярного спин-мультипольного взаимодействия $\kappa_0^{(\lambda L)}$ близка к изовекторной ($\kappa_0^{(\lambda L)} \approx \kappa_1^{(\lambda L)}$). Но в последнее время появились вполне определенные указания на то, что изоскалярное спин-мультипольное взаимодействие гораздо слабее изовекторного /9/. Кроме того, определяя $\kappa_1^{(\lambda L)}$ по данным о M1-резонансе, по-видимому, мы заметно переоцениваем силу спин-мультипольного взаимодействия с $\lambda \geq 1$. В других моделях, например, в теории конечных ферми-систем, изовекторное и изовекторное спин-спиновое взаимодействия имеют приблизительно совпадающие величины. В пользу такой ситуации говорит и факт вырождения аналогового и гамов-теллеровского резонансов в тяжелых ядрах /10/. Это значит, что, определяя константы $\kappa_1^{(\lambda L)}$ в КФМ, мы должны ориентироваться на значения констант изовекторного мультипольного взаимодействия. Выбор $\kappa_1^{(\lambda L)} \approx \kappa_1^{(\lambda)}$ приводит к ослаблению изовекторного спин-мультипольного взаимодействия в 1,5-3 раза /для $\lambda \geq 1$ /, однако значения констант для разных λ, L остаются близкими.

Ослабление спин-мультипольного взаимодействия вызывает изменения свойств спин-мультипольных фононов¹ и, следовательно, вызывает изменения их взаимодействия с одноквазичастичными возбуждениями в нечетном ядре. Последствия этих изменений были изучены на примере ядра ^{125}Sn . Мы рассчитали силовые функции высоколежащих нейтронных состояний $2f_{7/2}, 2f_{5/2}, 1h_{9/2}$ и $1i_{13/2}$ в этом ядре для двух наборов констант спин-мультипольного взаимодействия. Ослабление спин-мультипольного взаимодействия в целом ослабляет и фрагментацию высоколежащих состояний /что совершенно естественно/, но реальные изменения силовых функций очень малы. Второй момент распределения σ уменьшается не более, чем на 10%. Это связано с относительно небольшим /в пределах 15%/ уменьшением среднего значения квадрата матричного элемента $\langle \Gamma^2 \rangle$ взаимодействия квазичастиц с фононами, а именно $\langle \Gamma^2 \rangle$ определяет значение σ . Причиной относительно слабого влияния спин-мультипольных сил на фрагментацию одночастичных возбуждений при энергиях возбуждения $E_x \approx 10$ МэВ является, по-видимому, их отталкивательный характер. Коллективные спин-мультипольные фононы, дающие наибольший вклад в $\langle \Gamma^2 \rangle$, имеют относительно большие энергии возбуждения $\omega_{\lambda_1} \geq 8-10$ МэВ, и сложны конфигурации, в состав которых входят эти фононы, расположены в ядерном спектре довольно высоко. К тому же и число сложных конфигураций, в состав ко-

*¹ Речь идет о сепарабельном эффективном взаимодействии с радиальным формфактором $f(r) = dU/dr$, где U - центральная часть потенциала Вудса - Саксона.

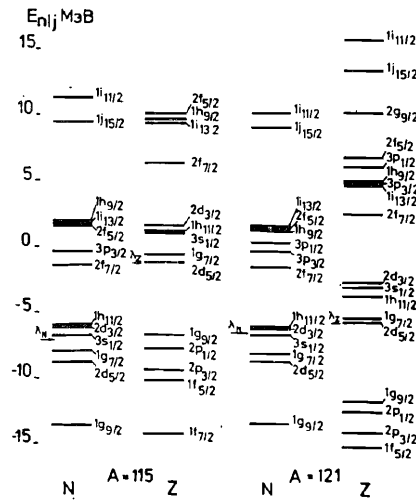


Рис.1. Фрагменты одночастичных схем, рассчитанных в потенциале Вудса-Саксона, с которыми выполнялись расчеты.

торых входят спин-мультипольные фононы, заметно меньше образованных только мультипольными фононами /см. /7/ /.

Перейдем к обсуждению основных результатов работы. Мы изобразили на рис.1 фрагменты одночастичных схем, которые были использованы в расчетах*. Расчеты силовых функций одночастичных состояний ядра ^{113}Sn выполнены с одночастичной схемой $A=115$, а силовых функций одночастичных состояний ядра ^{125}Sn - с одночастичной схемой $A=121$. Нейтронные подоболочки $1i_{13/2}$ и $1h_{9/2}$ принадлежат главной оболочке $82 < N \leq 126$, которой принадлежат также подоболочки $3p$ и $2f$. В реакции $(\alpha, ^3\text{He})$ при $E_x \approx 100-200$ МэВ вероятность передачи нейтрона с малым орбитальным моментом ℓ очень мала, поэтому вклад в сечение реакции переходов с $\ell = 1$ и 3 ничтожен по сравнению с переходами с $\ell = 5, 6$. Несмотря на это, мы рассчитали силовые функции не только одночастичных состояний $1i_{13/2}$ и $1h_{9/2}$, но и состояний $2f$. В литературе есть пример /11/, когда удалось выделить вклад в сечение одноуклонной передачи подоболочки $2f_{7/2}$ /правда, это была высоколежащая протонная подоболочка/. Рассчитанные нами силовые функции для четырех указанных подоболочек в $^{113,125}\text{Sn}$ изображены на рис.2. В табл.1 приведены значения центроидов распределений \bar{E} , вторых моментов σ /имеются в виду центральные вторые моменты, или дисперсии/ и указано, какая часть одночастичной силы подоболочек исчерпывается на изученном интервале энергии возбуждения ΔE_x . В табл.1 значения \bar{E}, σ и C_J^2 приведены для двух интервалов ΔE_x для каждой подоболочки: на одном из них исчерпывается практически вся /90-95%/ сила подоболочки, второй интервал ΔE_x выбран так, чтобы на его протяжении выполнялось условие $C_J^2(E_x) \geq 0,05$. Таким способом мы хотим выделить вклад довольно длинных "хвостов" распределений. Часть силы подоболочек, которая сосредоточена в этих "хвостах", теряется во время эмпирической процедуры отделения фона реакции, и маловероятно, что ее удастся оттуда выделить. Более или менее успешно выделяется лишь та часть одночастичной силы, которая скон-

*² Параметры потенциала Вудса - Саксона, для которых они рассчитаны, приведены в работах /3,4/.

Таблица 1

Центроиды (\bar{E}) и вторые моменты распределений (σ) силы высоколежащих нейтронных одночастичных состояний в изотопах $^{113,125}\text{Sn}$, рассчитанные для разных энергетических интервалов ΔE_x . C^2S - часть одночастичной силы, исчерпанная на интервале ΔE_x .

n l j	^{113}Sn			^{125}Sn				
	$\Delta E_x, \text{МэВ}$	$\bar{E}, \text{МэВ}$	$\sigma, \text{МэВ}$	C^2S	$\Delta E_x, \text{МэВ}$	$\bar{E}, \text{МэВ}$	$\sigma, \text{МэВ}$	C^2S
$2f_{7/2}$	0,0 - 13,0	5,3	2,53	0,93	0,0 - 11,0	3,9	1,78	0,94
	0,6 - 7,4	4,5	1,58	0,76	2,0 - 6,0	3,6	0,89	0,78
$2f_{5/2}$	2,0 - 15,0	8,5	2,14	0,95	2,0 - 13,0	6,7	1,62	0,95
	5,6 - 11,0	8,2	1,29	0,79	4,6 - 8,4	6,5	0,95	0,80
$1i_{13/2}$	2,0 - 16,0	8,1	2,98	0,89	2,0 - 13,0	6,9	2,12	0,94
	4,0 - 11,0	7,3	1,83	0,71	3,9 - 9,3	6,5	1,37	0,78
$1h_{9/2}$	2,0 - 15,0	8,5	2,42	0,94	2,0 - 13,0	6,6	1,84	0,95
	5,4 - 10,8	8,2	1,44	0,75	4,2 - 8,4	6,2	1,02	0,79

лочек составляет 70-80%, и в ^{125}Sn ее величина несколько больше, чем в ^{113}Sn . Данные, приведенные как в табл.1, так и на рис.2, однозначно указывают на гораздо более сильную фрагментацию подоробок в ^{113}Sn , чем в ^{125}Sn .

Рассмотрим теперь, как описывает теория изменение фрагментации высоколежащих нейтронных подоробок при продвижении вдоль цепочки изотопов Sn. В качестве примера мы выбрали подоробку $1h_{9/2}$. Силовые функции этой подоробки в ядрах $^{113,117,121,125}\text{Sn}$ изображены на рис.3, а характеристики распределений приведены в табл.2. С качественной точки зрения теория хорошо передает ослабление фрагментации подоробки $1h_{9/2}$ при переходе от легких изотопов к тяжелым. В 1,5 раза уменьшается σ , интервал, на котором исчерпывается около 90% силы подоробки, уменьшается от 12-13 МэВ в ^{113}Sn до 9 МэВ в ^{125}Sn . Эти изменения коррелированы

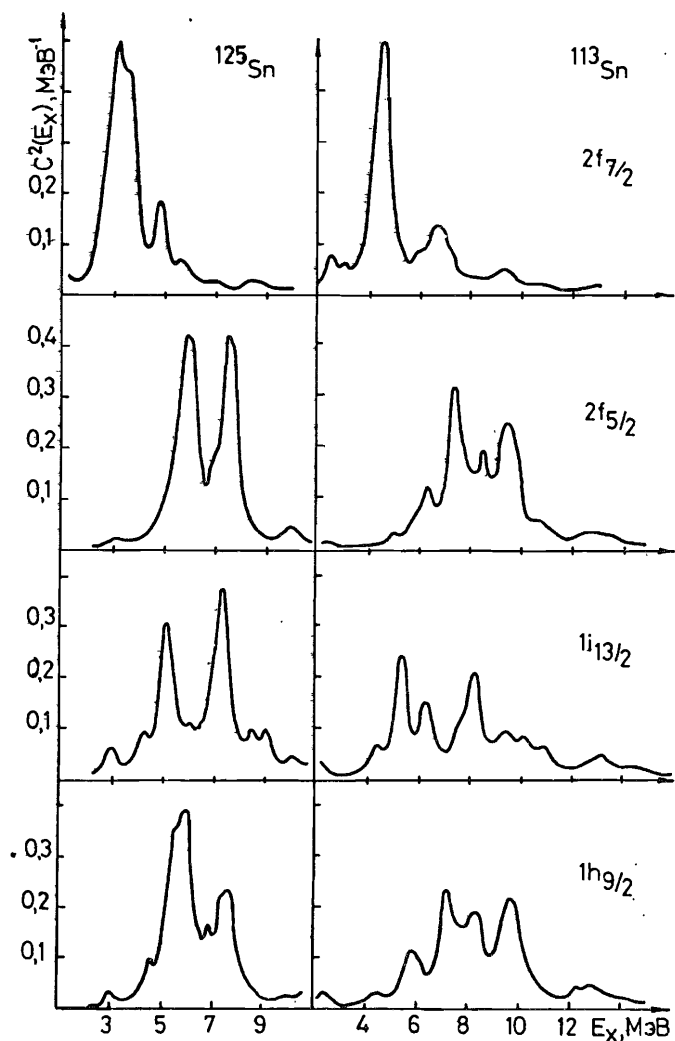


Рис.2. Силовые функции квазисвязанных нейтронных одночастичных состояний $2f_{7/2}, 2f_{5/2}, 1h_{9/2}$ и $1i_{13/2}$ в $^{113,125}\text{Sn}$.

центрирована в резонансоподобных структурах, хорошо выделяющихся над фоном реакции. Конечно, выбранный нами критерий выделения "резонансной" части одночастичной силы условен, и может дать не более, чем качественное представление о величине той части одночастичной силы, которую можно надеяться выделить из сечений. Как видно из табл.1, "резонансная часть" силы подоро-

с постоянным уменьшением одноквазичастичной энергии ϵ_J подоболочки /т.е. ее сдвигом в область E_x , где плотность уровней ядра меньше/ и ослаблением взаимодействия квазичастиц с фононами.

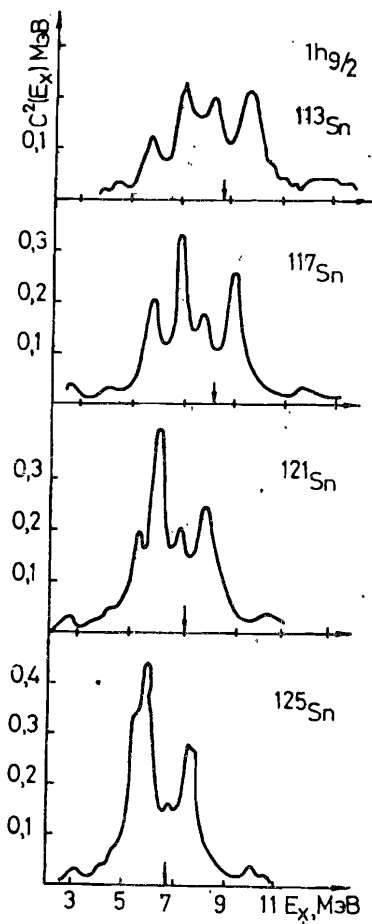


Рис.3. Силовые функции нейтронной квазисвязанной подоболочки $1h_{9/2}$ в $^{113},^{117},^{121},^{125}\text{Sn}$. Стрелки указывают на положение одноквазичастичного состояния $1h_{9/2}$ в этих изотопах $/\epsilon_J$ из табл.2/.

Последнее обстоятельство видно из характера изменений величины $\langle \Gamma^2 \rangle$ /см.табл.2/ в исследованных изотопах Sn. Уменьшение $\langle \Gamma^2 \rangle$ отражает изменение структуры фоновых возбуждений при переходе от изотопа к изотопу, в частности, некоторое ослабление коллективности нижайших фононов. При возрастании массового числа от $A=113$ до $A=121$ оба эффекта действуют в одну сторону, ослабляя фрагментацию. При переходе от ^{121}Sn к ^{125}Sn ϵ_J уменьшается, а $\langle \Gamma^2 \rangle$ возрастает на ~20%. В результате величина σ в ^{121}Sn и ^{125}Sn почти одинакова, хотя можно говорить о более слабой фрагментации подоболочки $1h_{9/2}$ в ^{125}Sn , чем в ^{121}Sn .

Количественные экспериментальные данные о высоколежащих нейтронных состояниях опубликованы пока только для ^{121}Sn /1/. Они подробно сравниваются с результатами расчетов в рамках КФМ в работах /3,4/, и мы не видим смысла повторять здесь сделанные ранее выводы. В изотопе ^{125}Sn , как и в ^{121}Sn , главный пик силовой функции подоболочки $1h_{9/2}$ расположен на ~1 МэВ выше экспериментального, и содержит около 40% ее силы, в то время как экспериментальная оценка дает величину $\geq 50\%$. Таким образом, и в ^{125}Sn эксперимент указывает на более слабую фрагментацию подоболочки $1h_{9/2}$, чем это следует из теоретических расчетов.

Таблица 2
Характеристики распределений силы нейтронной подоболочки $1h_{9/2}$ в разных изотопах Sn.

Изотоп	ϵ_J , МэВ	ΔE_x , МэВ	\bar{E} , МэВ	σ , МэВ	$\langle \Gamma^2 \rangle$, МэВ ²	C^2S	
^{113}Sn	8,6	2,0	-15,0	8,5	2,42	0,169	0,94
^{117}Sn	8,1	2,0	-13,0	7,5	2,00	0,134	0,91
^{121}Sn	7,1	1,0	-11,0	6,8	1,60	0,104	0,92
^{125}Sn	6,7	2,0	-11,0	6,4	1,57	0,124	0,92

ϵ_J - одноквазичастичная энергия состояния $1h_{9/2}$; $\langle \Gamma^2 \rangle$ - среднее значение квадрата матричного элемента взаимодействия квазичастицы a_J^+ с фононами ($J = 1h_{9/2}$); остальные обозначения см. в табл.1.

ЛИТЕРАТУРА

- Gales S. et al. Phys.Lett., 1984, 144B, p.323.
- Gales S. Invited talk given at the Niels Bohr Symposium on Nucl. Structure, Copenhagen, 1985; Preprint Institut de Physique Nucleaire IPNO-DRE/85-12.
- Vdovin A.I., Stoyanov Ch. JINR, E4-85-352, 1985, Dubna.
- Вдовин А.И., Стоянов Ч. ОИЯИ, Р4-86-81, Дубна, 1986.
- Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1978, 9, с.810; Соловьев В.Г., Малов Л.А. Там же, 1980, II, с.301; Воронов В.В., Соловьев В.Г. Там же, 1983, 14, с.1381.
- Вдовин А.И., Соловьев В.Г. Там же, 1983, 14, с.237.
- Вдовин А.И. и др. Там же, 1985, 16, с.245.
- Соловьев В.Г. Теория сложных ядер, М., "Наука", 1971.
- Weinhard K. et al. Phys.Rev.Lett., 1982, 49, p.18; Toki H. et al. Phys.Rev. C, 1983, 28, p.1398; Борзов И.Н. и др. ЯФ, 1984, 40, с.1151.
- Гапонов Ю.В., Лютостанский Ю.С. ЭЧАЯ, 1981, 12, с.1324.
- Gales S. et al. Phys.Rev. C., 1985, 31, p.94.

Рукопись поступила в издательский отдел
2 апреля 1986 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

Д17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
Р18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
Д2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
Д9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
Д3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
Д11-83-511	Труды совещания по системам и методам, аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
Д7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
Д2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.
Д13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
Д2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
Д1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
Д17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р. 75 к.
Д10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983	3 р. 50 к.
	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984 /2 тома/	13 р. 50 к.
Д4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра, Алушта, 1985.	3 р. 75 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Вдовин А.И., Галинский Е.М., Стоянов Ч. Р4-86-194
Высоколежащие одночастичные состояния в изотопах олова

В рамках квазичастично-фононной модели ядра исследована фрагментация высоколежащих нейтронных одночастичных подоболочек $2f_{7/2}$, $2f_{5/2}$, $1h_{9/2}$ и $1i_{13/2}$ в изотопах $^{113,125}\text{Sn}$. На примере подоболочки $1h_{9/2}$ проанализировано изменение фрагментации высоколежащих нейтронных состояний при увеличении атомного веса в цепочке изотопов олова. Показано, что теоретические расчеты качественно согласуются с экспериментом, хотя теория указывает на более сильную фрагментацию подоболочки $1h_{9/2}$, чем это следует из эксперимента.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод О.С.Виноградовой

Vdovin A.I., Galinskij E.M., Stoyanov Ch. P4-86-194
High-Lying Single-Particle States in Tin Isotopes

The strength functions of the high-lying single-neutron states $2f_{7/2}$, $2f_{5/2}$, $1i_{13/2}$ and $1h_{9/2}$ in $^{113,125}\text{Sn}$ are calculated in the framework of the quasiparticle-phonon nuclear model. The changes of the fragmentation pattern of the $1h_{9/2}$ -subshell along the chain of the odd-mass tin isotopes ^{113}Sn - ^{125}Sn are studied. The calculations reproduce qualitatively the decreasing of the high-lying single-neutron state fragmentation with the increasing of the tin isotope mass-number. The model predicts the stronger fragmentation of the $1h_{9/2}$ -subshell than one may conclude from the experimental data.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986