

**МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
имени М.В. ЛОМОНОСОВА**

---

**НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ имени Д.В. СКОБЕЛЬЦЫНА**

Б.С. Ишханов, С.Ю. Трощев, В.А. Четверткова

**НИЗКОЛЕЖАЩИЕ СОСТОЯНИЯ ИЗОТОПОВ Sn**

Препринт НИИЯФ МГУ № 2009-7/851

Москва, 2009 г.

УДК 539.14

**Б.С. Ишханов, С.Ю. Трощев, В.А. Четверткова**

**e-mail: sergey.troschiev@googlemail.com**

## **НИЗКОЛЕЖАЩИЕ СОСТОЯНИЯ ИЗОТОПОВ Sn**

Препринт НИИЯФ МГУ № 2009-7/851

Аннотация

Исследованы различные факторы, влияющие на структуру основного и низко возбужденных состояний ( $E_\gamma < 1-2$  МэВ) изотопов Sn. Построена последовательность заполнения нейтронами ядерных подболочек в изотопах  $^{100-135}\text{Sn}$ . Рассмотрено влияние сил спаривания на спектр низковозбужденных состояний изотопов Sn. Проведено сравнение значений одночастичных энергий нейтронных подболочек, полученных в результате анализа экспериментальных данных, с результатами расчетов, выполненных в рамках различных теоретических моделей.

**B.S. Ishkhanov, S.Y. Troschiev, V.A. Tchetvertkova**

## **LOW ENERGY STATES OF Sn ISOTOPES**

Preprint MSU SINP N 2009-7/851

Abstract

Different factors having effect on the structure of ground and low energy ( $E_\gamma < 1-2$  МэВ) states of Sn isotopes were investigated. The succession of nuclear shells filling for  $^{100-135}\text{Sn}$  isotopes was constructed. The effect of pairing forces on the low energy spectrum of Sn isotopes was considered. Comparison between single particle neutron shells energy obtained from the analysis of the experimental data and results of calculations according to different theoretical models was carried out.

Атомное ядро – система взаимодействующих нейтронов и протонов настолько сложна и многообразна, что создать единую теорию, описывающую все атомные ядра, невозможно. Поэтому разработано большое количество различных моделей, предназначенных для описания свойств атомных ядер. Возникает естественный вопрос – почему моделей много? Казалось бы, при современных вычислительных возможностях можно довольно просто решить эту проблему – рассматривать атомное ядро как систему фермионов, связанных короткодействующим двухчастичным нуклон-нуклонным потенциалом, достаточно хорошо известным из нуклон-нуклонного взаимодействия. Однако на этом пути возникает много проблем.

- Взаимодействие двух нуклонов в ядерной среде отличается от взаимодействия свободных нуклонов.
- В ядре существенны трех и четырех частичное взаимодействия.
- Атомные ядра имеют различную форму – сферическую, сплюснутого или вытянутого эллипсоида, известны трехосевые ядра, ядра, имеющие ядерные гало, и др.

Прямолинейное решение проблемы – описание ядер с помощью нуклон-нуклонного потенциала не позволяет описать все многообразие свойств атомных ядер. Поэтому появляются ядерные модели, претендующие на описание отдельных свойств атомных ядер.

- Коллективные модели
- Модели независимых частиц
- Обобщенные модели
- Модели, учитывающие различные корреляции нуклонов в атомных ядрах

В системе взаимодействующих нуклонов проявляются некоторые яркие специфические свойства, которые лежат в основе ядерных моделей.

- Довольно неожиданно оказалось, что в атомных ядрах подобно атомам проявляется оболочечная структура.
- Одинаковые частицы – протоны или нейтроны, находящиеся в одинаковых состояниях полного момента  $j$ , образуют связанную пару частиц с суммарным моментом  $\vec{J} = \vec{j} + \vec{j} = 0$  и положительной четностью  $P - J^P = 0^+$ .

Эти две особенности лежат в основе оболочечной модели ядра.

Одночастичная модель оболочек атомных ядер была предложена М. Гепперт-Майер [1] и независимо Хакселем, Иенсенем и Зюссом [2]. Она явилась результатом систематизации и обобщения огромного количества экспериментальных данных. В основе модели лежит предположение, что ядерное поле  $V_k$ , действующее на нуклон  $k$  в ядре,

вызываемое остальными нуклонами, состоит из трех частей

$$V_k = V_0(r) + V_1(r)(\hat{l}\hat{s}) + \sum_{i=1, i \neq k}^N V_{ik}(r_{ik})$$

Первый член  $V_0(r)$  описывает центрально-симметричное поле, создаваемое всеми нуклонами ядра. Второй член  $V_1(r)(\hat{l}\hat{s})$  описывает спин-орбитальное взаимодействие нуклона. Третий член описывает остаточное взаимодействие между нуклонами типа парных сил, и характеризует отклонение от самосогласованного поля, создаваемого  $V_0(r)$  и  $V_1(r)(\hat{l}\hat{s})$ .

Решающим шагом в развитии оболочечной модели явилось понимание того, что спин-орбитальное взаимодействие нуклонов в среднем поле ядра приводит к расщеплению уровней с  $j = l \pm 1/2$ , где  $j$  – спин нуклона,  $l$  – орбитальный момент нуклона. Величина спин-орбитального расщепления определяется соотношением

$$\varepsilon(j = l + 1/2) - \varepsilon(j = l - 1/2) = \frac{12(2l + 1)}{A^{2/3}} \text{ МэВ.}$$

Величина спин-орбитального расщепления  $\sim (2l + 1)$  приводит к тому, что состояние с большим значением спина  $j = l + 1/2$  оказывается среди состояний с противоположными значениями четности и сильно отличается по величине спина от соседних состояний.

Резкие изменения энергии связи нуклонов с  $N = 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126$  свидетельствуют о том, что соответствующие числа нуклонов должны образовывать замкнутые оболочки, аналогичные замкнутым оболочкам атомов инертных газов. Эти числа нуклонов были названы магическими числами. Спин-орбитальное расщепление позволило правильно объяснить последовательность магических чисел.

На рис. 1 показана схема одночастичных уровней в сферически симметричном потенциале Вудса-Саксона без учета (левая часть схемы) и с учетом спин-орбитального взаимодействия (правая часть схемы). Фигурные скобки обозначают уровни, входящие в одну осцилляторную оболочку. В круглых скобках дано число вакантных мест для нуклонов одного типа, в квадратных скобках приведено суммарное число нуклонов одного типа, заполняющих все вакансии, включая данную подоболочку.

Заполнение оболочек нуклонами происходит в соответствии с принципом Паули. Одночастичные уровни для протонов и нейтронов заселяются независимо. Число нуклонов одного типа  $n(j)$  на подоболочке  $j$  дается формулой

$$n(j) = 2j + 1$$

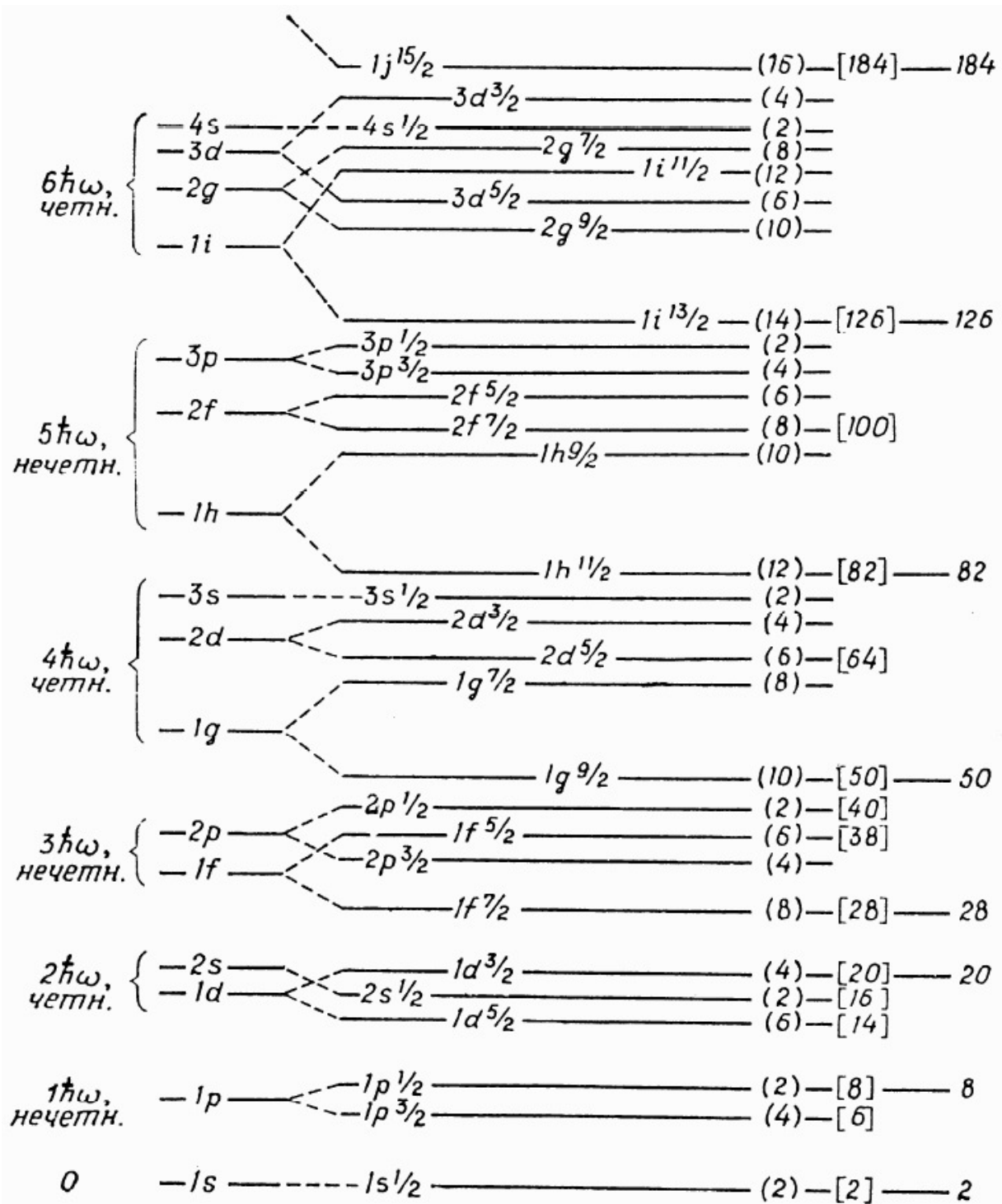


Рис. 1. Одночастичные уровни в сферически-симметричном потенциале.

В основном состоянии ядра должны быть заполнены самые низшие уровни. Однако такая стандартная схема заполнения одночастичных состояний естественно не может отразить всю специфику атомных ядер.

В реальной ситуации энергии одночастичных состояний зависят от числа нуклонов на них и от полного числа нуклонов в ядре. На рис. 2 показана зависимость энергии нейтронных одночастичных состояний от массового числа  $A$ . Заполнение нейтронных и протонных подболочек приводит к изменению последовательности отдельных ядерных

подоболочек. Например, в легких ядрах  $A < 50$  подоболочка  $2s_{1/2}$  располагается ниже подоболочки  $1d_{3/2}$ , в то время как в ядрах с  $A > 70$  ситуация обратная. Аналогичная ситуация имеет место и в случае других подоболочек, например  $1d_{5/2}$ ,  $1h_{9/2}$ .

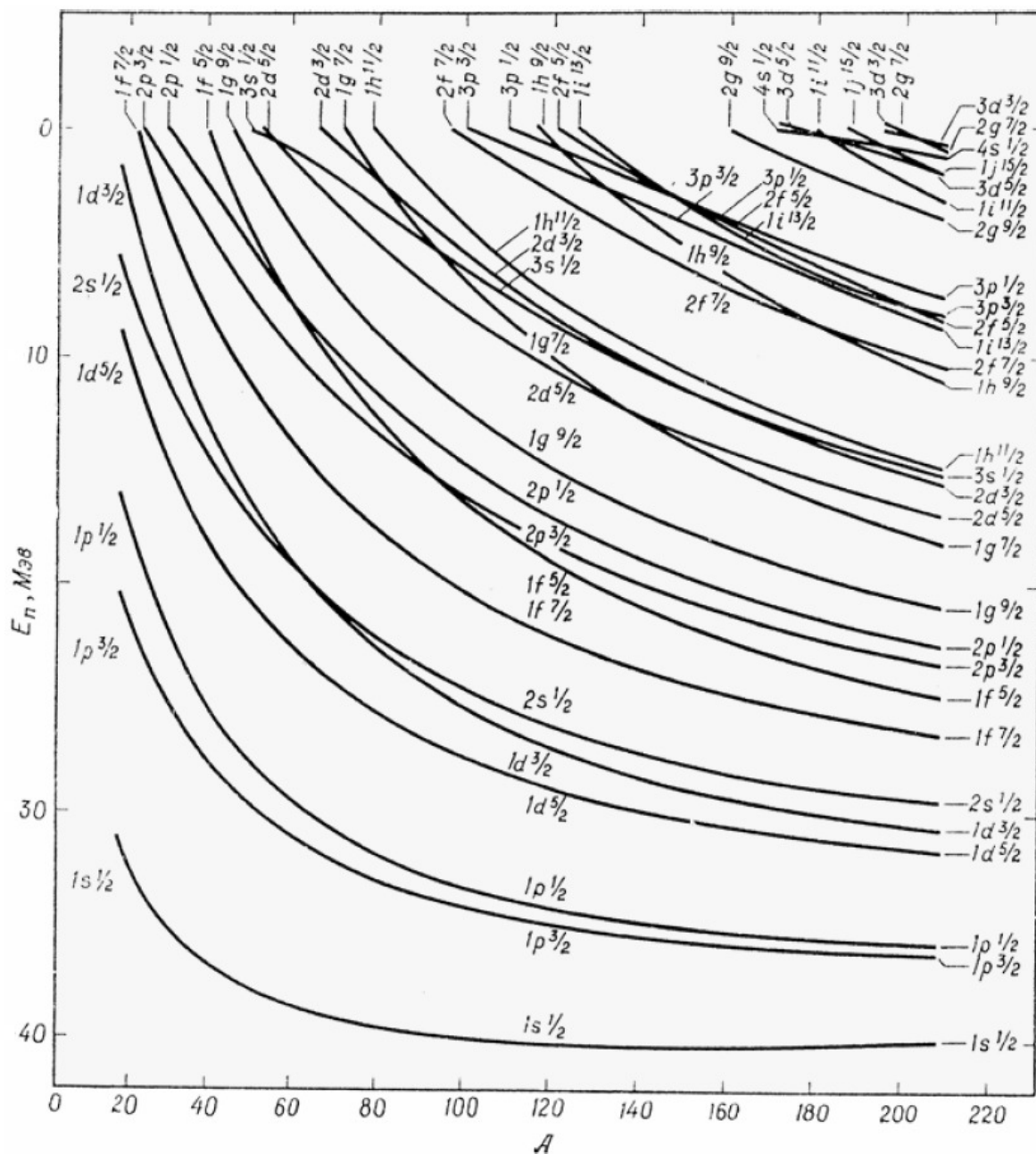


Рис. 2. Зависимость энергии нейтронных одночастичных состояний от массового числа  $A$ .

При анализе характеристик атомных ядер в одночастичной модели оболочек исходят из того, что волновые функции основного и отдельных возбужденных состояний ядер содержат одну доминирующую компоненту. То есть, при определенных условиях одночастичное состояние характеризует все ядро в целом. Наиболее ярко это проявляется в ядрах, имеющих один нуклон сверх заполненной оболочки или одну дырку в ней. В этих случаях спин ядра  $J$  определяется спином неспаренного нуклона  $j$   $J = j$ .

Для ядер с несколькими частицами сверх заполненных оболочек картина уровней усложняется из-за большого числа возможных связей угловых моментов этих частиц. Но в результате эффекта спаривания нуклонов с одинаковым значением  $j$  самые низкие по энергии состояния ядер с нечетными  $A$  можно описать как одночастичные, обусловленные неспаренной частицей. То есть с достаточно хорошим приближением можно считать, что остальные спаренные нуклоны образуют четно-четный остов с  $J^P = 0^+$ . Значения спина и четности неспаренной частицы определяют полный спин и четность ядра в основном состоянии.

Таким образом, одним из основных вопросов ядерной динамики является вопрос о спаривании нуклонов в ядрах. Экспериментально найдено, что энергия спаривания двух эквивалентных нуклонов (протонов или нейтронов) в ядре приближенно описывается соотношением

$$E_{\text{спар}} \approx 34 / A^{3/4} \text{ МэВ.}$$

Для ядер области  $A \approx 120$  величина  $E_{\text{спар}}$  составляет 0.9-1.1 МэВ.

При спаривании двух нейтронов или двух протонов, находящихся на одной подоболочке, их угловые моменты складываются в полный момент  $J = 0$ . Четность таких состояний положительная. При последовательном заполнении одночастичных уровней одночастичной модели оболочек происходит образование пар с угловым моментом  $J = 0$ . Отсюда следует, что все четно-четные ядра должны иметь в основном состоянии  $J^P = 0^+$ .

Цель настоящей работы – исследовать различные факторы, влияющие на структуру основного и низко возбужденных состояний ( $E_\gamma < 1 - 2$  МэВ) изотопов олова  $Sn$  ( $Z=50$ ).

Изотопы олова  $Sn$  представляют собой уникальную цепочку ядер. Во-первых, она имеет самое большое число стабильных изотопов – 10. Во-вторых, в ней находятся два дважды магических ядра  $^{100}Sn$  и  $^{132}Sn$ . Ядро  $^{100}Sn$  ( $Z=50$ ,  $N=50$ ), расположенное вблизи границы протонной стабильности, в настоящее время является самым легким ядром в этой последовательности изотопов  $Sn$ . Ядро  $^{132}Sn$  также является дважды магическим ( $Z=50$ ,  $N=82$ ) и располагается достаточно далеко от области стабильных атомных ядер. В-третьих, протоны полностью заполняют все подоболочки, включая  $1g_{9/2}$ , что соответствует магическому числу  $Z=50$ . Поэтому в спектре низковозбужденных состояний нечетных изотопов  $Sn$  протонное возбуждение практически не проявляется.

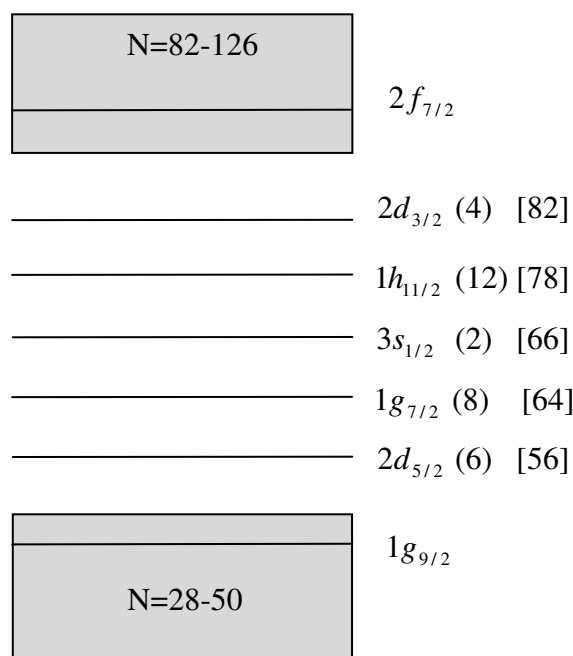
Исследование изотопов  $Sn$  позволяет

- Проследить влияние заполнения нейтронами оболочки  $N=50-82$  на положение протонных состояний

- Проверить предсказания одночастичной модели оболочек в объяснении последовательности заполнения нейтронных подоболочек.
- Исследовать роль спиновых состояний нейтронов в N-N взаимодействии.
- Сравнить предсказания различных моделей в описании спектра низковозбужденных состояний изотопов  $Sn$ .
- Исследовать особенности проявления сил спаривания.

В изотопах  $Sn$  происходит заполнение нейтронной оболочки N=50-82. В тяжелых изотопах  $Sn$  ( $A>132$ ) начинает заполняться оболочка N=82-126. Протоны полностью заполняют все одночастичные состояния, включая  $1g_{9/2}$ .

На рис. 3 схематически показано положение подоболочек  $2d_{5/2}$ ,  $1g_{7/2}$ ,  $3s_{1/2}$ ,  $1h_{11/2}$ ,  $2d_{3/2}$ , расположенных между магическими числами N=50 и N=82.



**Рис. 3. Диаграмма одночастичных состояний оболочек N=50-82.**

В круглых скобках указано число нейтронов, заполняющих данную подоболочку. В квадратных скобках – полное число нейтронов, заполняющих все ниже расположенные по энергии подоболочки, включая данную подоболочку.

Однако, необходимо иметь в виду, что порядок заполнения подоболочек в различных изотопах  $Sn$  зависит от величины спин-орбитального взаимодействия, сил спаривания нейтронов и числа нейтронов, заполняющих оболочку N=50-82.

В дальнейшем более подробно будет показано, как изменяется положение подоболочек по мере заполнения их нейтронами. Сейчас же обратим внимание на следующие особенности схемы одночастичных уровней нейтронов, которые характерны для всех изотопов  $Sn$ .



- Энергетический интервал, в котором расположены одночастичные уровни оболочки  $N=50-82$  составляет  $\sim 2.5$  МэВ.
- Расстояние между нижней подоболочкой  $2d_{5/2}$  оболочки  $N=50-82$  и оболочкой  $N=28-50$  (величина энергетической щели) составляет  $\sim 5$  МэВ.
- Расстояние между верхним уровнем  $2d_{3/2}$  оболочки  $N=50-82$  и нижнем уровнем  $2f_{7/2}$  оболочки  $N=82-126$  составляет  $\sim 5$  МэВ.

В случае протонных одночастичных состояний расстояние между оболочками  $Z = 28 - 50$  и  $Z = 50 - 82$  гораздо больше. Как следствие этого низкоэнергетические одночастичные переходы в нечетных изотопах  $Sn$  в основном обусловлены переходами неспаренного нейтрона между подоболочками оболочки  $N=50-82$ .

Величины параметров квадрупольной деформации [3], рассчитанные на основе экспериментальных значений вероятности ( $E2$ ) переходов, свидетельствуют о том, что изотопы  $^{100-132}Sn$  имеют небольшую деформацию и могут рассматриваться как сферические.

Аналогичный вывод следует из анализа статических квадрупольных моментов [4] и расчетов [5] равновесной формы ядра из условия минимизации суммы одночастичных энергий ядра.

В табл. 1 приведены имеющиеся данные об основных и низших возбужденных состояниях нечетных изотопов  $Sn$ , в которых имеется один неспаренный нейтрон. Для наблюдаемых энергетических уровней приведены энергии возбуждения в МэВ и значения спинов  $J$  и четностей  $P$  [6]. Значение спинов и четностей состояний, вызывающих сомнения, приведены в скобках. Для уровней, свойства которых соответствуют одночастичным или дырочным конфигурациям, приведены одночастичные квантовые числа  $n$ ,  $l$  и  $j$ . Эта идентификация уровней основывается на том, что значения их спинов, четностей и энергий приближенно соответствуют значениям, которые должны иметь одночастичные состояния в изотопах  $Sn$ .

На рис. 4 показана, полученная на основе данных, приведенных в таблице 1, зависимость энергии низших одночастичных состояний  $2d_{5/2}$ ,  $1g_{7/2}$ ,  $3s_{1/2}$ ,  $1h_{11/2}$ ,  $2d_{3/2}$  от числа нейтронов в изотопах  $Sn$  с нечетным массовым числом  $A$ . Энергии отсчитываются от уровня, являющегося основным состоянием в изотопе с данным массовым числом  $A$ .

Исходя из значений спинов  $J$  и четностей  $P$ , нами была построена последовательность заполнения нейтронами оболочки  $N=50-82$  (табл. 2).

Табл. 1. Энергии, спины, четности и одночастичные состояния нижних возбужденных состояний нечетных изотопов Sn A=101-135.

<sup>101</sup> Sn N = 51			<sup>103</sup> Sn N = 53			<sup>105</sup> Sn N = 55			<sup>107</sup> Sn N = 57		
E, keV	J <sup>P</sup>	Одночаст. сост.	E, keV	J <sup>P</sup>	Одночаст. сост.	E, keV	J <sup>P</sup>	Одночаст. сост.	E, keV	J <sup>P</sup>	Одночаст. сост.
0	(5/2) <sup>+</sup>	2d <sub>5/2</sub>	0	(5/2) <sup>+</sup>	2d <sub>5/2</sub>	0	(5/2) <sup>+</sup>	2d <sub>5/2</sub>	0	(5/2) <sup>+</sup>	2d <sub>5/2</sub>
172	(7/2) <sup>+</sup>	1g <sub>7/2</sub>	168	(7/2) <sup>+</sup>	1g <sub>7/2</sub>	199	(7/2) <sup>+</sup>	1g <sub>7/2</sub>	151	(7/2) <sup>+</sup>	1g <sub>7/2</sub>
									1666	(11/2) <sup>-</sup>	1h <sub>11/2</sub>

<sup>109</sup> Sn N = 59			<sup>111</sup> Sn N = 61			<sup>113</sup> Sn N = 63			<sup>115</sup> Sn N = 65		
E, keV	J <sup>P</sup>	Одночаст. сост.	E, keV	J <sup>P</sup>	Одночаст. сост.	E, keV	J <sup>P</sup>	Одночаст. сост.	E, keV	J <sup>P</sup>	Одночаст. сост.
0	5/2 <sup>+</sup>	2d <sub>5/2</sub>	0	7/2 <sup>+</sup>	1g <sub>7/2</sub>	0	1/2 <sup>+</sup>	3s <sub>1/2</sub>	0	1/2 <sup>+</sup>	3s <sub>1/2</sub>
13.5	(7/2) <sup>+</sup>	1g <sub>7/2</sub>	155	5/2 <sup>+</sup>	2d <sub>5/2</sub>	77	7/2 <sup>+</sup>	1g <sub>7/2</sub>	497	3/2 <sup>+</sup>	2d <sub>3/2</sub>
544	(1/2) <sup>+</sup>	3s <sub>1/2</sub>	255	1/2 <sup>+</sup>	3s <sub>1/2</sub>	410	5/2 <sup>+</sup>	2d <sub>5/2</sub>	613	7/2 <sup>+</sup>	1g <sub>7/2</sub>
664	(3/2) <sup>+</sup>	2d <sub>3/2</sub>	644	3/2 <sup>+</sup>	2d <sub>3/2</sub>	498	3/2 <sup>+</sup>	2d <sub>3/2</sub>	714	11/2 <sup>-</sup>	1h <sub>11/2</sub>
			980	11/2 <sup>-</sup>	1h <sub>11/2</sub>	738	11/2 <sup>-</sup>	1h <sub>11/2</sub>	987	5/2 <sup>+</sup>	2d <sub>5/2</sub>

<sup>117</sup> Sn N = 67			<sup>119</sup> Sn N = 69			<sup>121</sup> Sn N = 71			<sup>123</sup> Sn N = 73		
E, keV	J <sup>P</sup>	Одночаст. сост.	E, keV	J <sup>P</sup>	Одночаст. сост.	E, keV	J <sup>P</sup>	Одночаст. сост.	E, keV	J <sup>P</sup>	Одночаст. сост.
0	1/2 <sup>+</sup>	3s <sub>1/2</sub>	0	1/2 <sup>+</sup>	3s <sub>1/2</sub>	0	3/2 <sup>+</sup>	2d <sub>3/2</sub>	0	11/2 <sup>-</sup>	1h <sub>11/2</sub>
158	3/2 <sup>+</sup>	2d <sub>3/2</sub>	23	3/2 <sup>+</sup>	2d <sub>3/2</sub>	6	11/2 <sup>-</sup>	1h <sub>11/2</sub>	24	3/2 <sup>+</sup>	2d <sub>3/2</sub>
314	11/2 <sup>-</sup>	1h <sub>11/2</sub>	89	11/2 <sup>-</sup>	1h <sub>11/2</sub>	60	1/2 <sup>+</sup>	3s <sub>1/2</sub>	150	1/2 <sup>+</sup>	3s <sub>1/2</sub>
711	7/2 <sup>+</sup>	1g <sub>7/2</sub>	787	7/2 <sup>+</sup>	1g <sub>7/2</sub>	925	7/2 <sup>+</sup>	1g <sub>7/2</sub>	1044	(7/2) <sup>+</sup>	1g <sub>7/2</sub>
1019	5/2 <sup>+</sup>	2d <sub>5/2</sub>	921	5/2 <sup>+</sup>	2d <sub>5/2</sub>						

<sup>125</sup> Sn N = 75			<sup>127</sup> Sn N = 77			<sup>129</sup> Sn N = 79			<sup>131</sup> Sn N = 81		
E, keV	J <sup>P</sup>	Одночаст. сост.	E, keV	J <sup>P</sup>	Одночаст. сост.	E, keV	J <sup>P</sup>	Одночаст. сост.	E, keV	J <sup>P</sup>	Одночаст. сост.
0	11/2 <sup>-</sup>	1h <sub>11/2</sub>	0	(11/2) <sup>-</sup>	1h <sub>11/2</sub>	0	(3/2) <sup>+</sup>	2d <sub>3/2</sub>	0	(3/2) <sup>+</sup>	2d <sub>3/2</sub>
27	3/2 <sup>+</sup>	2d <sub>3/2</sub>	4.7	(3/2) <sup>+</sup>	2d <sub>3/2</sub>	35	(11/2) <sup>-</sup>	1h <sub>11/2</sub>	0	(11/2) <sup>-</sup>	1h <sub>11/2</sub>
215	1/2 <sup>+</sup>	3s <sub>1/2</sub>	257	(1/2) <sup>+</sup>	3s <sub>1/2</sub>	315	(1/2) <sup>+</sup>	3s <sub>1/2</sub>	331	(1/2) <sup>+</sup>	3s <sub>1/2</sub>
854	(7/2) <sup>+</sup>	1g <sub>7/2</sub>	809	(7/2) <sup>+</sup>	1g <sub>7/2</sub>	769	(5/2) <sup>+</sup>	2d <sub>5/2</sub>	1654	(5/2) <sup>+</sup>	2d <sub>5/2</sub>
									2434	(7/2) <sup>+</sup>	1g <sub>7/2</sub>

<sup>133</sup> Sn N = 83			<sup>135</sup> Sn N = 85		
E, keV	J <sup>P</sup>	Одночаст. сост.	E, keV	J <sup>P</sup>	Одночаст. сост.
0	(7/2) <sup>-</sup>	2f <sub>7/2</sub>	0	(7/2) <sup>-</sup>	2f <sub>7/2</sub>
853	(3/2) <sup>-</sup>	3p <sub>3/2</sub>			
1560	(9/2) <sup>-</sup>	1h <sub>9/2</sub>			
1655	(1/2) <sup>-</sup>	3p <sub>1/2</sub>			
2004	(5/2) <sup>-</sup>	2f <sub>5/2</sub>			

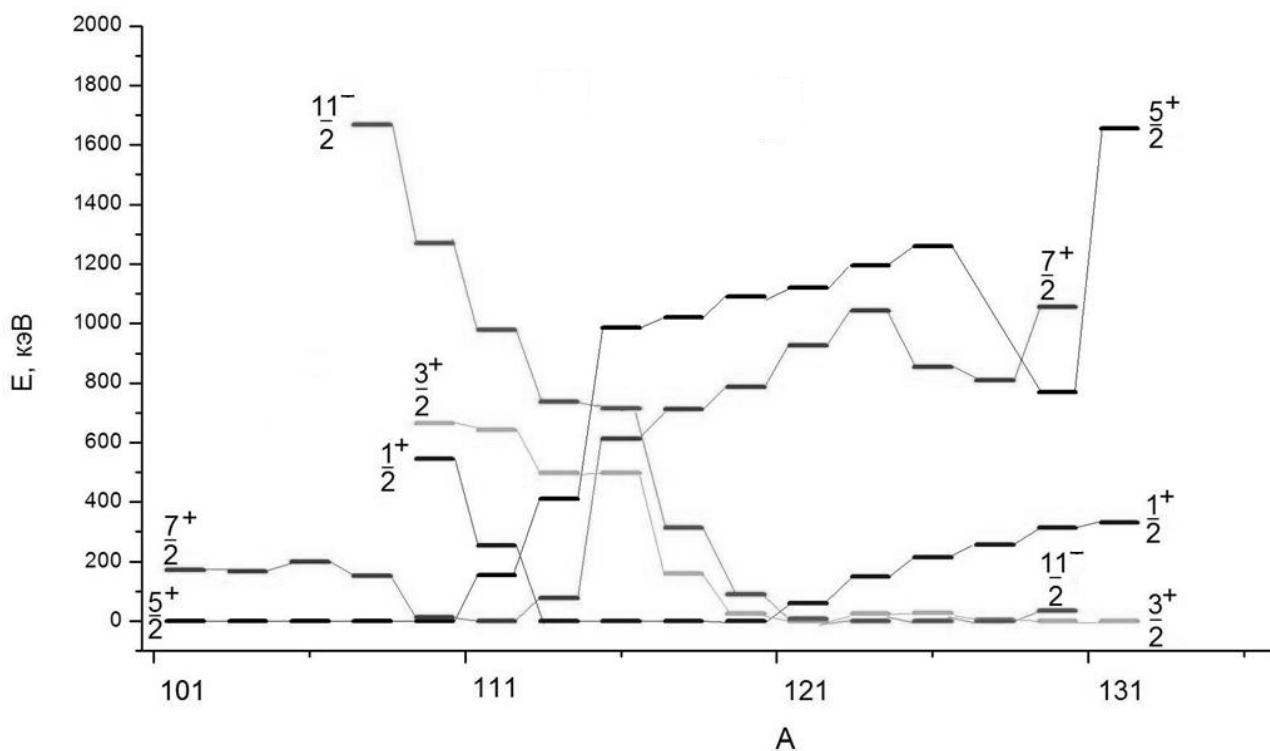


Рис. 4. Зависимость энергий низших одночастичных состояний  $2d_{5/2}$ ,  $1g_{7/2}$ ,  $3s_{1/2}$ ,  $2d_{3/2}$ ,  $1h_{11/2}$  нечетных изотопов  $Sn$  ( $Z=50$ ,  $A=101-133$ ) от массового числа  $A$ .

В третьем столбце табл. 2 приводятся спины и четности основных состояний изотопов  $Sn$ . Даже из беглого взгляда на эту таблицу видна одна удивительная особенность. В рамках стандартной модели последовательного заполнения нейтронами одночастичных подоболочек следовало ожидать появление одного изотопа с  $J^P = 1/2^+$ , что соответствует неспаренному нейтрону на подоболочке  $3s_{1/2}$ . Нейтрон в следующем четно-четном ядре образует с неспаренным нейтроном на подоболочке  $3s_{1/2}$  пару с моментом  $J^P = 0^+$  и нейтронная подоболочка  $3s_{1/2}$  должна оказаться полностью заполненной, так как число вакантных мест на подоболочке  $3s_{1/2}$  равно  $2j+1 = 2 \cdot \frac{1}{2} + 1 = 2$ . Однако в основном состоянии четыре изотопа  $^{113,115,117,119}Sn$  имеют спин  $J^P = 1/2^+$ .

Аналогичная ситуация имеет место и в случае заполнения подоболочки  $2d_{5/2}$ . Спин-четность  $J^P = 5/2^+$  имеют пять нечетных изотопов  $^{101,103,105,107,109}Sn$ . В случае заполнения подоболочки  $1h_{11/2}$  ситуация оказывается прямо противоположной. Всего три изотопа  $^{123,125,129}Sn$  имеют спин  $J^P = 11/2^-$ . Такая особенность значений спинов и четностей нечетных изотопов  $Sn$  свидетельствует о нарушении последовательного заполнения нейтронами ядерных подоболочек. Очень часто заполнение подоболочек происходит сразу парой

нейтронов. При заполнении подболочки очередной нейтрон может подхватить нейтрон с уже частично заполненной подболочки и образовать пару с моментом и четностью  $J^P = 0^+$  на другой подболочке. Рассмотрим эту ситуацию более детально.

Изотоп  $^{100}\text{Sn}$  имеет полностью заполненные по нейтронам и протонам подболочки до  $1g_{9/2}$ , что соответствует дважды магическому ядру  $Z=50, N=50$ . Начиная с  $N=51$ , в изотопах  $\text{Sn}$  происходит заполнение подболочек  $2d_{5/2}, 1g_{7/2}, 3s_{1/2}, 2d_{3/2}, 1h_{11/2}$ .

Корреляции в основном состоянии, безусловно, частично изменяют предполагаемую структуру основных состояний цепочки изотопов  $\text{Sn}$ , однако характерные особенности, присущие предложенной схеме, не должны существенно измениться.

**Табл. 2. Заполнение подболочек  $2d_{5/2}, 1g_{7/2}, 3s_{1/2}, 2d_{3/2}, 1h_{11/2}$  в изотопах  $\text{Sn}$  ( $Z=50, A=100-135$ ).**

Массовое число A	Число нейтронов N	Спин четность основного состояния изотопа, $J^P$	Число нейтронов в подболочке					
			$2d_{5/2}$	$1g_{7/2}$	$3s_{1/2}$	$2d_{3/2}$	$1h_{11/2}$	$2f_{7/2}$
100	50	$0^+$	-	-	-	-	-	-
101	51	$(5/2)^+$	1	-	-	-	-	-
102	52	$0^+$	2	-	-	-	-	-
103	53	$(5/2^+)$	3	-	-	-	-	-
104	54	$0^+$	4	-	-	-	-	-
105	55	$(5/2^+)$	3	2	-	-	-	-
106	56	$0^+$	4	2	-	-	-	-
107	57	$(5/2^+)$	5	2	-	-	-	-
108	58	$0^+$	4	4	-	-	-	-
109	59	$5/2^+$	5	4	-	-	-	-
110	60	$0^+$	6	4	-	-	-	-
111	61	$7/2^+$	6	5	-	-	-	-
112	62	$0^+$	6	6	-	-	-	-
113	63	$1/2^+$	6	6	1	-	-	-
114	64	$0^+$	6	8	-	-	-	-
115	65	$1/2^+$	6	8	1	-	-	-
116	66	$0^+$	6	8	-	2	-	-
117	67	$1/2^+$	6	8	1	2	-	-
118	68	$0^+$	6	8	2	2	-	-
119	69	$1/2^+$	6	8	1	4	-	-
120	70	$0^+$	6	8	2	4	-	-
121	71	$3/2^+$	6	8	2	3	2	-
122	72	$0^+$	6	8	2	2	4	-
123	73	$11/2^-$	6	8	2	2	5	-
124	74	$0^+$	6	8	2	2	6	-
125	75	$11/2^-$	6	8	2	2	7	-
126	76	$0^+$	6	8	2	2	8	-
127	77	$(11/2)^-$	6	8	2	2	9	-
128	78	$0^+$	6	8	2	2	10	-
129	79	$(3/2^+)$	6	8	2	3	10	-
130	80	$0^+$	6	8	2	2	12	-
131	81	$(3/2^+)$	6	8	2	3	12	-
132	82	$0^+$	6	8	2	4	12	-
133	83	$(7/2)$	6	8	2	4	12	1
134	84	$0^+$	6	8	2	4	12	2
135	85	$(7/2)$	6	8	2	4	12	3

В легких изотопах  $^{101-105}\text{Sn}$  происходит последовательное заполнение нейтронами подоболочки  $2d_{5/2}$ . Легкие нечетные изотопы  $^{101,103,105}\text{Sn}$  имеют спины четности основных состояний  $J^P = 5/2^+$ . Четно-четные изотопы  $^{102,104}\text{Sn}$  имеют соответственно два и четыре спаренных нейтрона на подоболочке  $2d_{5/2}$  с суммарным значением  $J^P = 0^+$ . Для изотопа  $^{105}\text{Sn}$  следовало ожидать, что пятый нейтрон также попадет на подоболочку  $2d_{5/2}$  и подоболочка  $2d_{5/2}$  будет полностью заполнена нейтронами в изотопе  $^{106}\text{Sn}$  и в дальнейшем нейтроны будут заполнять подоболочку  $1g_{7/2}$ . Однако изотопы  $^{107,109}\text{Sn}$  имеют в основном состоянии  $J^P = 5/2^+$ , что означает, что в этих изотопах на подоболочке  $2d_{5/2}$  находится один неспаренный нейтрон. Такая ситуация возможна, если с изотопа  $^{105}\text{Sn}$  начинается заполнение следующей после  $2d_{5/2}$  подоболочки  $1g_{7/2}$ . При этом заполнение этой подоболочки происходит одновременно парой нейтронов с суммарным значением  $J^P = 0^+$ . Изотопы  $^{105-107}\text{Sn}$ ,  $^{108-110}\text{Sn}$  имеют соответственно два и четыре спаренных нейтрона на подоболочке  $1g_{7/2}$  с полным моментом и четностью  $J^P = 0^+$ . Таким образом заполнение подоболочки  $1g_{7/2}$  начинается раньше, чем полностью заканчивается заполнение подоболочки  $2d_{5/2}$ . Это возможно в том случае, если парное взаимодействие нейтронов, образующих пару  $J^P = 0^+$ , зависит от спинов нейтронов  $j$ . Нейтроны с большим значением  $j$  имеют большую энергию спаривания. Согласно данным, приведенным в таблице 1, разница в энергии между состоянием  $5/2^+$  и  $(7/2^+)$  в  $^{109}\text{Sn}$  составляет всего 13.5 кэВ, что также способствует перераспределению нейтронов между подоболочками  $2d_{5/2}$  и  $1g_{7/2}$ .

Изотоп  $^{110}\text{Sn}$  имеет полностью заполненную подоболочку  $2d_{5/2}$ . Основное состояние этого изотопа имеет конфигурацию  $(2d_{5/2})^6(1g_{7/2})^4$ . В изотопах  $^{111,112}\text{Sn}$  происходит дальнейшее заполнение подоболочки  $1g_{7/2}$ . Спин и четность нечетного изотопа  $^{111}\text{Sn}$   $J^P = 7/2^+$ . Четно-четный изотоп  $^{112}\text{Sn}$  имеет  $J^P = 0^+$  и конфигурацию основного состояния  $(2d_{5/2})^6(1g_{7/2})^6$ . Изотоп  $^{113}\text{Sn}$  имеет  $J^P = 1/2^+$ . Это свидетельствует о том, что очередной 63 нейтрон вместо подоболочки  $1g_{7/2}$  занимает подоболочку  $3s_{1/2}$ . Начинается заполнение нейтронами подоболочки  $3s_{1/2}$  при двух нейтронных вакансиях в подоболочке  $1g_{7/2}$ . Эти две последние вакансии в подоболочке  $1g_{7/2}$  заполнены в изотопе  $^{114}\text{Sn}$ . При этом наблюдаемая

ситуация аналогична той, которая имеет место в изотопе  $^{106}\text{Sn}$ . Происходит заполнение подболочки  $1g_{7/2}$  парой нейтронов, а в изотопе  $^{114}\text{Sn}$  на подболочке  $3s_{1/2}$  нейтронов нет. В изотопе  $^{114}\text{Sn}$  нейтроны образуют более сильно связанную пару на подболочке  $1g_{7/2}$ , чем на подболочке  $3s_{1/2}$  с меньшим  $j$ .

Основное состояние  $^{114}\text{Sn}$  имеет конфигурацию  $(2d_{5/2})^6(1g_{7/2})^8$ . Таким образом, изотоп  $^{114}\text{Sn}$  имеет полностью заполненные подболочки  $2d_{5/2}$  и  $1g_{7/2}$ . 64 нейтрон, заполняя подболочку  $1g_{7/2}$  в изотопе  $^{114}\text{Sn}$ , подхватывает один нейтрон с подболочки  $3s_{1/2}$  и образует пару  $J^P = 0^+$ .

Начиная с изотопа  $^{115}\text{Sn}$ , происходит одновременное заполнение двух подболочек  $3s_{1/2}$  и  $2d_{3/2}$ . Нечетные изотопы  $^{115,117,119}\text{Sn}$  имеют в основном состоянии  $J^P = 1/2^+$ , что соответствует нечетному нейтрону, находящемуся на подболочке  $3s_{1/2}$ . Так же, как в случае подболочек  $2d_{5/2}$  и  $1g_{7/2}$ , заполнение в четно-четных изотопах  $\text{Sn}$  (116,118,120) подболочки  $2d_{3/2}$  происходит парами нейтронов. При этом число нейтронов на подболочке  $3s_{1/2}$ , начиная с  $^{113}\text{Sn}$  вплоть до  $^{120}\text{Sn}$  постоянно изменяется. Нечетные изотопы  $\text{Sn}$  (113,115,117,119) имеют один нейтрон на подболочке  $3s_{1/2}$  ( $J^P = 1/2^+$ ). В четно-четном изотопе  $^{114}\text{Sn}$  происходит переход нейтрона с подболочки  $3s_{1/2}$  в связанную пару на подболочке  $1g_{7/2}$ . В  $^{115}\text{Sn}$  снова появляется неспаренный нейтрон на подболочке  $3s_{1/2}$ . В изотопе  $^{116}\text{Sn}$  66 нейтрон образует связанную пару на подболочке  $2d_{3/2}$ , подхватив нейтрон с подболочки  $3s_{1/2}$ . В  $^{117}\text{Sn}$  снова появляется один неспаренный нейтрон на подболочке  $3s_{1/2}$  ( $J^P = 1/2^+$ ). В  $^{118}\text{Sn}$  68 нейтрон садится на подболочку  $3s_{1/2}$ , образуя пару  $J^P = 0^+$ . Однако в  $^{119}\text{Sn}$  состояние  $2d_{3/2}$  снова заполняется парой нейтронов с  $J^P = 0^+$ , образуя нейтронную дырку на подболочке  $3s_{1/2}$ . В значительной мере этому способствует то, что расстояние между уровнями  $J^P = 1/2^+$  и  $J^P = 3/2^+$  в изотопе  $^{119}\text{Sn}$  составляет всего 23 кэВ. Окончательное заполнение подболочки  $3s_{1/2}$  происходит в изотопе  $^{120}\text{Sn}$ . Изотоп  $^{120}\text{Sn}$  имеет конфигурацию основного состояния  $(2d_{5/2})^6(1g_{7/2})^8(3s_{1/2})^2(2d_{3/2})^4$ .

Таким образом, заполнение парами нейтронов подболочек с большим  $j$  ( $2d_{3/2}$ ) оказываются энергетически более выгодными по сравнению с состояниями с меньшим  $j$  ( $3s_{1/2}$ ).

Начиная с изотопа  $^{121}\text{Sn}$ , нейтроны заполняют подболочку  $1h_{11/2}$ . Положение уровней  $11/2^-$  и  $3/2^+$  в увеличенном масштабе показано на рис. 5. Оно изменяется в пределах 30 кэВ. В изотопах  $^{121,129}\text{Sn}$  основным состоянием является  $3/2^+$ . В изотопах  $^{123,125,127}\text{Sn}$  основным состоянием является  $J^P = 11/2^-$ .

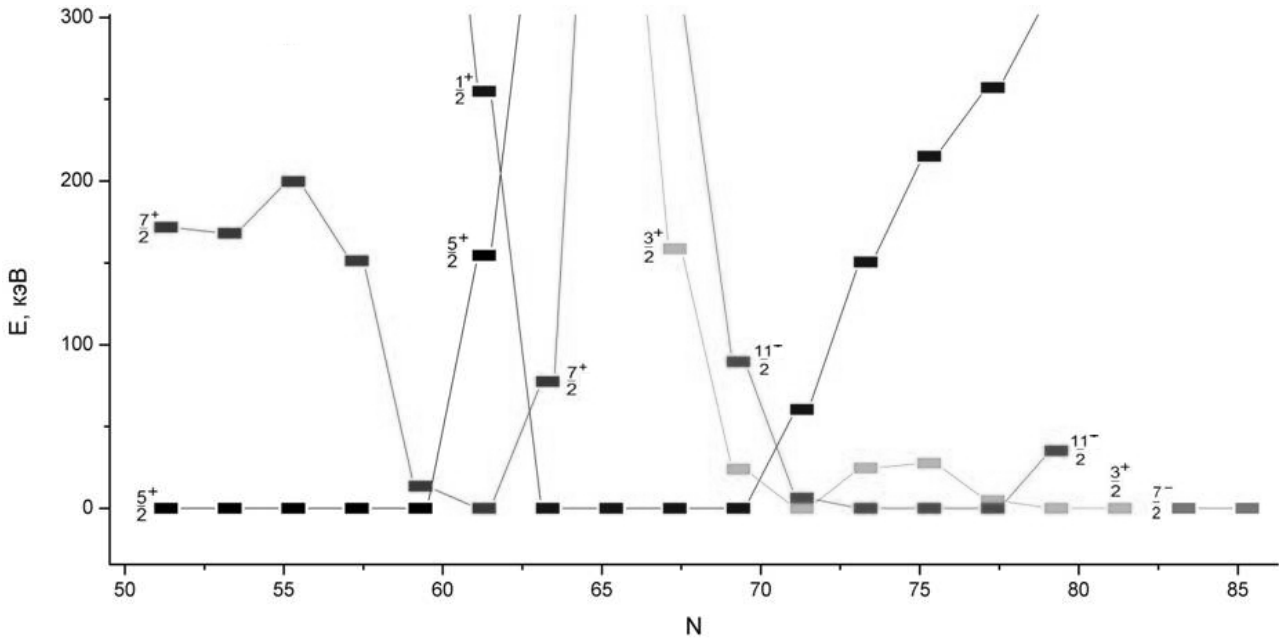


Рис. 5. Зависимость энергий низших одночастичных состояний  $2d_{3/2}$ ,  $1h_{11/2}$  нечетных изотопов  $\text{Sn}$  ( $Z=50$ ,  $A=101-135$ ) от массового числа  $A$ .

При этом, так как спин-четность основного состояния  $^{121}\text{Sn}$  равна  $J^P = 3/2^+$ , в основном состоянии изотоп  $^{121}\text{Sn}$  имеет на подболочке  $2d_{3/2}$  один неспаренный нейтрон и два нейтрона на подболочке  $1h_{11/2}$ .

В изотопах  $\text{Sn}$ , начиная с  $A=122$  и вплоть до  $A=128$ , происходит последовательное заполнение нейтронами подболочки  $1h_{11/2}$ , о чем свидетельствуют спин и четность нечетных изотопов  $\text{Sn}$  ( $A=123,125,127$ )  $J^P = 11/2^-$ . В изотопах  $^{122-128}\text{Sn}$  имеется две вакансии в подболочке  $2d_{3/2}$ , которые заполняются в изотопах  $^{129-132}\text{Sn}$  параллельно с заполнением состояния  $1h_{11/2}$ . Подболочка  $1h_{11/2}$  полностью заполняется в изотопе  $^{130}\text{Sn}$ , имеющем конфигурацию основного состояния  $(2d_{5/2})^6(1g_{7/2})^8(3s_{1/2})^2(2d_{3/2})^2(1h_{11/2})^{12}$ .

При этом в изотопе  $^{130}\text{Sn}$  имеется две вакансии по нейтронам в подболочке  $2d_{3/2}$ , которые заполняются в изотопах  $^{131}\text{Sn}$  и  $^{132}\text{Sn}$ . Изотоп  $^{131}\text{Sn}$  имеет в основном состоянии

$J^P = 3/2^+$ , что согласуется с тем, что в подболочке  $2d_{3/2}$  имеется один неспаренный нейтрон. Изотоп  $^{132}\text{Sn}$  имеет полностью заполненную оболочку  $N=50-82$ , что соответствует его основному состоянию  $(2d_{5/2})^6(1g_{7/2})^8(3s_{1/2})^2(2d_{3/2})^4(1h_{11/2})^{12}$ .

Со следующего изотопа  $\text{Sn } A=133$  начинается заполнение оболочки  $N=83-126$ . Оба нечетных изотопа  $^{133,135}\text{Sn}$  имеют в основном состоянии  $J^P = 7/2^-$ , что говорит о заполнении подболочки  $2f_{7/2}$ . Анализируя систематики спинов и четностей изотопов  $^{100-132}\text{Sn}$ , можно сделать следующий вывод: **пара нейтронов с большим моментом  $j(l)$  может иметь большую энергию спаривания по сравнению с парой нейтронов с меньшим  $j(l)$ .** Следствием этого является то, что:

- Заполнение подболочки  $1g_{7/2}$  парами нейтронов происходит при не полностью заполненной подболочке  $2d_{5/2}$ , расположенной ниже по энергии.
- Подболочка  $2d_{3/2}$  заполняется парами нейтронов раньше, чем подболочка  $3s_{1/2}$ .
- Подболочка  $1h_{11/2}$  начинает заполняться парами нейтронов раньше, чем завершается заполнение подболочки  $2d_{3/2}$ .

В табл. 3 и на рис. 6-8 приведены зависимости энергии отделения нейтронов и протонов в изотопах  $\text{Sn } A=101-135$ . Видно, что с увеличением массового числа  $A$  происходит увеличение энергии отделения протона и уменьшение энергии отделения нейтрона. Увеличение массового числа  $A$  соответствует удалению от границы протонной стабильности и приближению к границе нейтронной стабильности.

Приведенная в табл. 2 схема заполнения нейтронных подболочек позволяет объяснить особенности зависимости энергии отделения нуклонов ( $n$ ,  $2n$ ,  $p$ ) от массового числа  $A$  для изотопов  $^{101-135}\text{Sn}$ .

В верхней части рис. 6-8 приведены зависимости энергий отделения нейтрона, двух нейтронов и протона в изотопах  $^{101-135}\text{Sn}$  от массового числа  $A$ .

В нижней части рис. 6-8 приведены разности энергий отделения нейтрона  $\Delta E_{\text{отдел.}n}$  и протона  $\Delta E_{\text{отдел.}p}$  отдельно для четных и нечетных изотопов  $\text{Sn}$ . Эти величины вычислялись следующим образом:

$$\Delta E_{\text{отдел.}n}^{(A)} = E_{\text{отдел.}n}(A) - E_{\text{отдел.}n}(A-2),$$

$$\Delta E_{\text{отдел.}p}^{(A)} = E_{\text{отдел.}p}(A) - E_{\text{отдел.}p}(A-2).$$



Табл. 3. Энергии отделения нейтрона, двух нейтронов и протона в изотопах  $Sn$ .

Массовое число, A	Количество нейтронов, N	Энергия отделения нейтрона, МэВ	Энергия отделения двух нейтронов, МэВ	Энергия отделения протона, МэВ
101	51	10,85	28,53	2,68
102	52	13,44	24,29	3,60
103	53	10,12	23,55	3,55
104	54	12,69	22,80	4,28
105	55	9,74	22,41	4,45
106	56	12,23	21,98	5,23
107	57	9,22	21,46	5,26
108	58	11,54	20,76	5,77
109	59	8,67	20,21	5,81
110	60	11,28	19,95	6,64
111	61	8,17	19,45	6,76
112	62	10,79	18,96	7,56
113	63	7,74	18,53	7,63
114	64	10,30	18,04	8,48
115	65	7,55	17,85	8,75
116	66	9,56	17,11	9,28
117	67	6,94	16,51	9,44
118	68	9,33	16,27	10,00
119	69	6,48	15,81	10,13
120	70	9,11	15,59	10,69
121	71	6,17	15,28	10,76
122	72	8,81	14,98	11,39
123	73	5,95	14,76	11,53
124	74	8,49	14,43	12,10
125	75	5,73	14,22	12,31
126	76	8,19	13,93	12,83
127	77	5,55	13,74	12,98
128	78	7,91	13,46	13,64
129	79	5,33	13,24	13,52
130	80	7,62	12,95	14,49
131	81	5,25	12,86	14,71
132	82	7,31	12,56	15,71
133	83	2,47	9,78	15,82
134	84	3,92	6,38	16,16
135	85	2,08	6,00	16,06

В нижней части рис. 7 приведены разности энергии отделения двух нейтронов для соседних изотопов  $Sn$ :

$$\Delta E_{отдел.2n}^{(A)} = E_{отдел.2n}(A) - E_{отдел.2n}(A-1).$$

Целью анализа явилось изучение проявления заполнения нейтронных подоболочек в энергиях отделения  $n$ ,  $2n$ ,  $p$ .

В приведенной на рис. 6 зависимости энергии отделения нейтрона для изотопов  ${}^A Sn$  от массового числа  $A$  проявляется ряд особенностей.

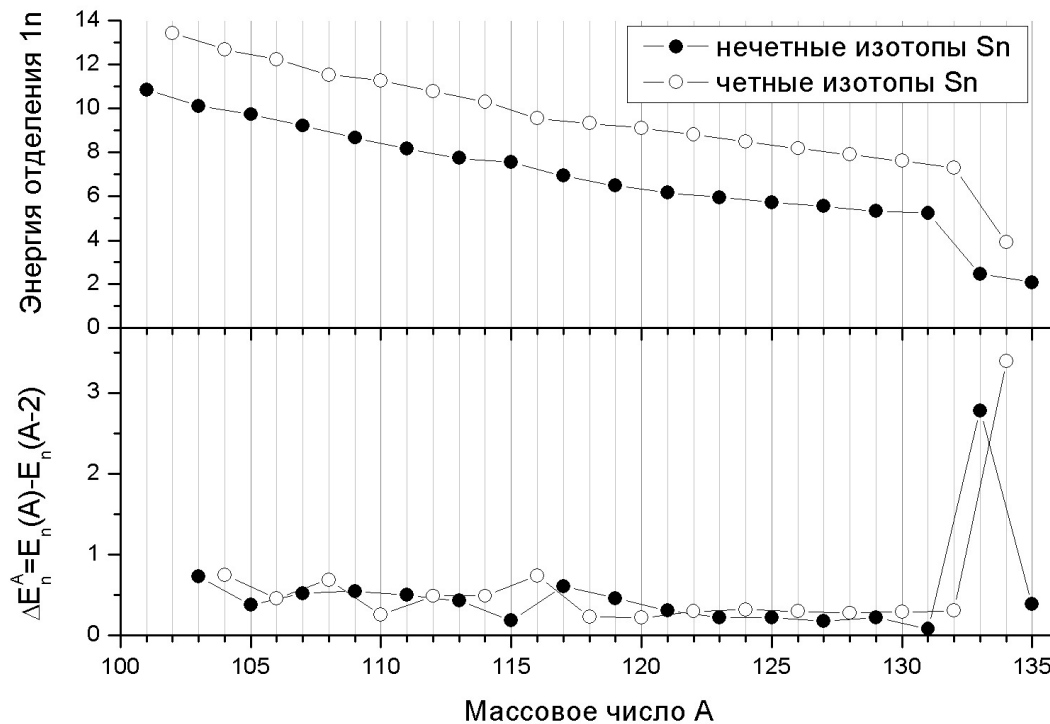


Рис. 6. Зависимость энергии отделения нейтрона для ядра  ${}^A\text{Sn}$  от массового числа A (вверху). Разность энергии отделения нейтрона  $\Delta E_n^A = E_n(A) - E_n(A-2)$  для ядер  ${}^A\text{Sn}$  для четных и нечетных изотопов (внизу).

- Отчетливо проявляется различие в энергии отделения нейтрона для четных и нечетных изотопов Sn. Связано это с тем, что для отделения нейтрона от четного изотопа необходимо затратить дополнительную энергию для разрыва связанной пары нейтронов. Разница в энергиях отделения нейтронов в четных и нечетных изотопах составляет 2.5-2.7 МэВ.
- С ростом массового числа A энергия отделения нейтрона уменьшается. При этом проявляются две противоположные тенденции. Во-первых, увеличивается глубина потенциальной ямы ядра, что приводит к увеличению энергии связи одночастичных состояний. Во-вторых, при увеличении A увеличивается число нейтронов, заполняющих нейтронные подоболочки, и вследствие принципа Паули они должны располагаться на все более высоко расположенных подоболочках. Энергия Ферми для нейтронов приближается к краю потенциальной ямы. В изотопе  ${}^{132}\text{Sn}$  оболочка N=50-82 полностью заполнена. В изотопе  ${}^{133}\text{Sn}$  нейтрон садится на подоболочку  $1h_{9/2}$ . Разница в энергии отделения нейтрона в изотопах  ${}^{131}\text{Sn}$  и  ${}^{133}\text{Sn}$  составляет 2.78 МэВ.

- Отклонения в энергии связи нейтронов в области массовых чисел  $A=118-132$  гораздо меньше, чем в области  $A=103-117$ , что объясняется тем, что в области  $A=118-132$  происходит одновременное заполнение двух близко расположенных подболочек  $2d_{3/2}$  и  $1h_{11/2}$ .
- В области массовых чисел  $A=105-114$  происходит одновременное заполнение подболочек  $2d_{5/2}$  и  $1g_{7/2}$ , расстояние между которыми больше, чем между подболочками  $2d_{3/2}$  и  $1h_{11/2}$ , что приводит к большим величинам разброса энергий отделения нейтрона

Особенности заполнения нейтронных подболочек должны проявляться и в зависимости энергии отделения двух нейтронов от массового числа  $A$ . Зависимость энергии отделения двух нейтронов от  $A$  показана на рис. 7. В нижней части рис. 7 приведены разности между энергиями отделения для двух соседних изотопов. Видны те же самые особенности, что и в энергиях отделения нейтрона, но сильно сглаженные, так как в энергиях отделения двух нейтронов не проявляются четно-четные эффекты.

- Отчетливо проявляется максимум при  $A=133-134$  и подъем при  $A=102$ , обусловленный проявлением магических чисел  $N=50$  и  $N=82$ .
- Небольшое изменение в энергии отделения двух нейтронов в области  $A=120-130$
- Более сильный разброс в энергии отделения двух нейтронов в области  $A=105-120$ .

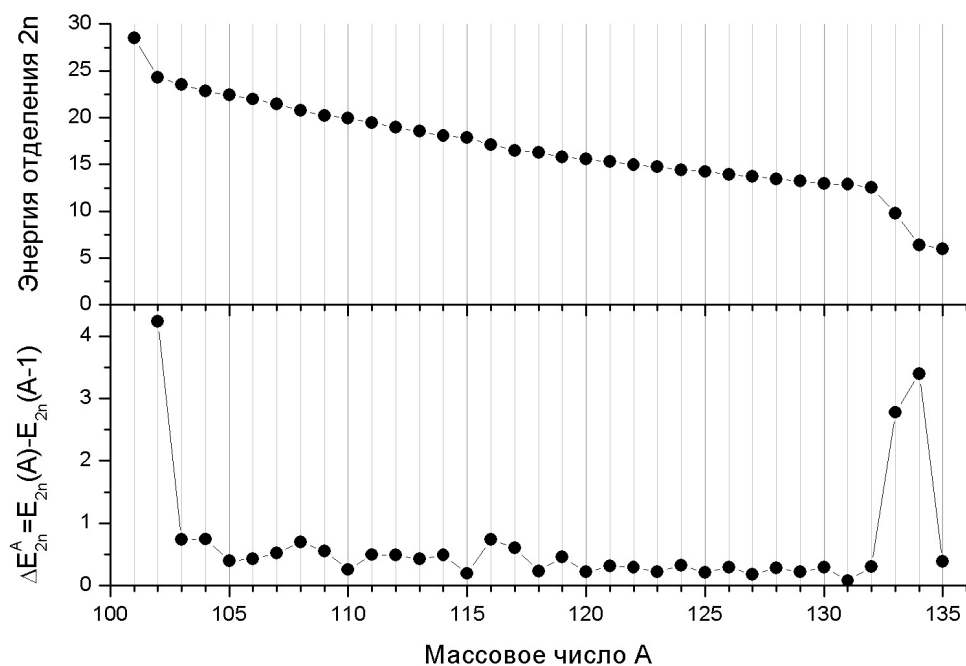


Рис. 7. Зависимость энергии отделения двух нейтронов для ядра  ${}^A\text{Sn}$  от массового числа  $A$  (вверху).

Разность энергии отделения двух нейтронов  $\Delta E_{2n}^A = E_{2n}(A) - E_{2n}(A-1)$  для ядер  ${}^A\text{Sn}$  (внизу).

Зависимость энергии отделения протона от массового числа  $A$  в изотопах  $^{101-135}Sn$  показана в верхней части рис. 8.

В нижней части рис. 8 показана зависимость изменения энергии отделения протона для четных и нечетных изотопов  $Sn$ .

При заполнении нейтронных подоболочек число протонов в изотопах  $Sn$ , естественно, не изменяется; заряд ядра  $Z=50$ . Однако в энергии отделения протона наблюдается ряд особенностей.

- При увеличении  $N$  происходит увеличение глубины потенциальной ямы изотопов  $Sn$ , что приводит к увеличению энергии отделения протона.
- С увеличением массового числа  $A$  изотоп удаляется от границы протонной стабильности и смещается в сторону границы нейтронной стабильности. В легких изотопах  $Sn$   $A < 100$  следует ожидать протонную радиоактивность и изотопы, нестабильные по отношению к  $\alpha$ -распаду (протонная радиоактивность обнаружена в изотопе  $^{103}Sb$  ( $Z=51$ ).  $\alpha$ -радиоактивность обнаружена в легких изотопах теллура  $Te$  ( $Z=52$ ) и йода  $I$  ( $Z=53$ )).
- Особый интерес представляет то, что так же, как в случае энергии отделения нейтрона, проявляется четно-нечетный эффект. Как правило, в четных изотопах энергия отделения протона больше. Как и следует ожидать, эта зависимость проявляется гораздо слабее, чем в энергии отделения нейтрона и имеет совсем другую природу. Она связана с образованием  $2p$ - $2n$  коррелированных пар в изотопах  $Sn$ .
- Связь протонов и нейтронов в изотопах  $Sn$  проявляется также в том, что, так же как и в изменении энергии отделения одного и двух нейтронов, в изменении энергии отделения протонов наблюдаются особенности в области массовых чисел  $A=105-120$  и  $A=120-130$ , что также является следствием  $n$ - $p$  связей в изотопах  $Sn$ .

Таким образом, анализ энергии связи протона, нейтрона и двух нейтронов в изотопах  $Sn$  подтверждает концепцию заполнения нейтронных оболочек, использованную при составлении табл. 2.

Расчеты низколежащих возбужденных состояний  $Sn$  в рамках различных моделей выполнены в ряде работ.

Спектр низколежащих возбужденных состояний легких нечетных изотопов  $^{101-111}Sn$  объясняется в работе [7] заполнением нейтронами двух низколежащих одночастичных состояний  $1g_{7/2}$  и  $2d_{5/2}$  и переходами между этими состояниями.

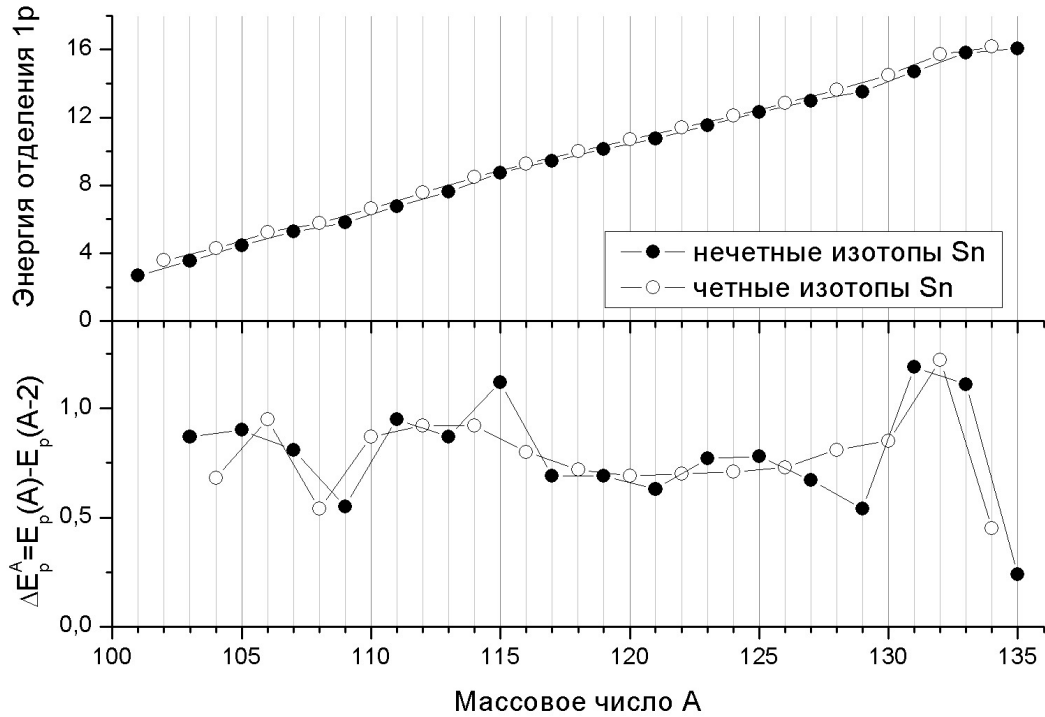


Рис. 8. Зависимость энергии отделения протона для ядра  ${}^A\text{Sn}$  от массового числа  $A$  (вверху). Разность энергии отделения протона  $\Delta E_p^A = E_p(A) - E_p(A - 2)$  для ядер  ${}^A\text{Sn}$  для четных и нечетных изотопов (внизу).

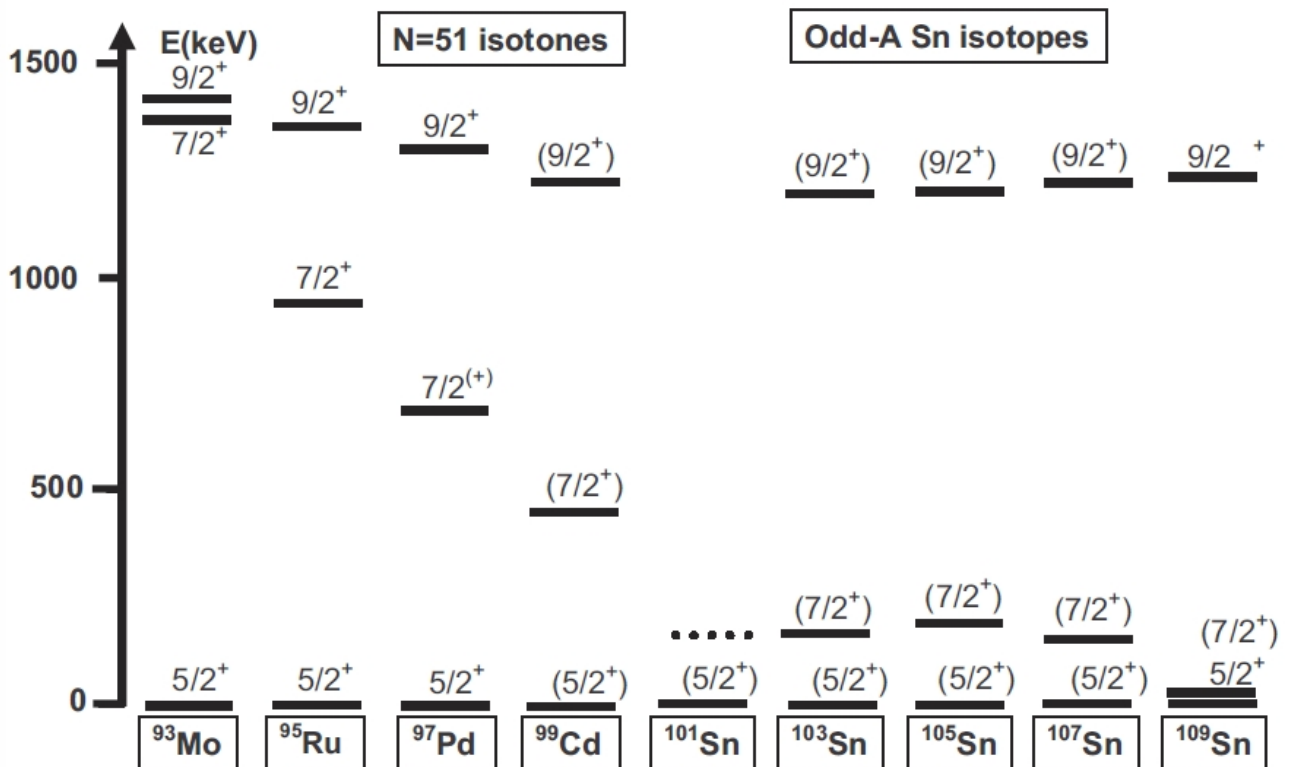


Рис. 9. Систематика низколежащих состояний в нечетных изотопах  ${}^{101-109}\text{Sn}$  и в изотонах  $N=51$  [7].

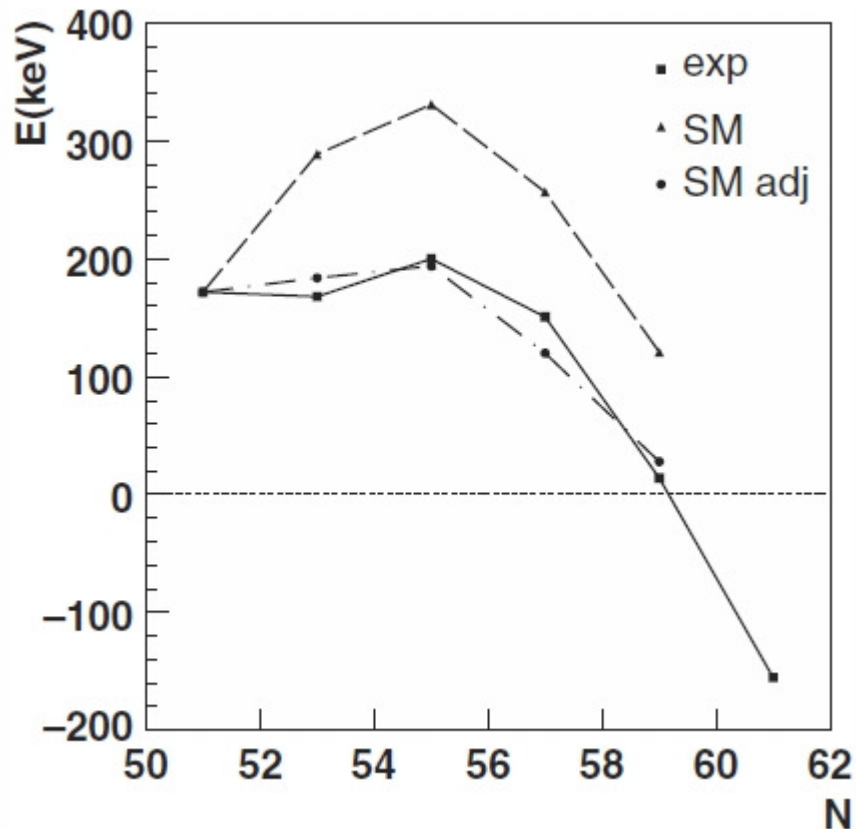


Рис. 10. Измеренное в работе [7] и теоретически рассчитанное в [12] расщепление состояний в легких нечетных изотопах  $Sn$ .

Обнаруженный в работе [8]  $\gamma$ -переход с энергией 172 кэВ интерпретируется как переход из возбужденного состояния  $1g_{7/2}$  в основное состояние  $2d_{5/2}$ .

На рис. 10 показаны результаты расчета в рамках модели оболочек с учетом нейтрон-нейтронного взаимодействия. Нейтрон-нейтронное взаимодействие описывается с помощью Боннского потенциала как обмен мезонами и параметризацией короткодействующей части потенциала. Две пунктирные линии на рис. 10 соответствуют двум различным параметрам потенциала. Варьируя параметры потенциала, удается достаточно хорошо описать такие характеристики атомных ядер, как энергию связи, квадрупольные моменты, энергии и последовательность возбужденных состояний.

Для легких нечетных изотопов  $Sn$  с  $N=51-61$  (рис. 10) расчеты не только правильно описывают последовательность заполнения нейтронами подоболочек  $2d_{5/2} - 1g_{7/2}$ , но и хорошо воспроизводят экспериментально измеримую величину расщепления энергии состояний  $7/2^+ - 5/2^+$ . Согласно теоретическим оценкам, состояния  $3s_{1/2}$  и  $2d_{3/2}$  должны быть расположены в области энергий возбуждения  $\sim 1.5$  МэВ, а состояние  $1h_{11/2}$  при энергии  $\sim 3$  МэВ.

Спектр низковозбужденных состояний нечетного изотопа  $^{115}\text{Sn}$  хорошо описывается в рамках одночастичной модели оболочек и представляет собой переход нейтронов между подоболочками нейтронной оболочки N=50-82.

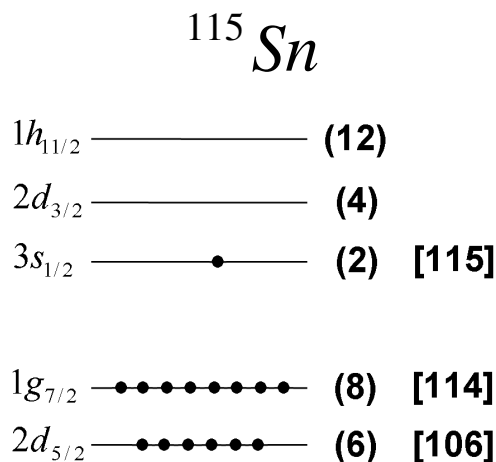


Рис. 11. Схема одночастичных нейтронных состояний в  $^{115}\text{Sn}$ .

Табл. 4. Спектр низковозбужденных состояний изотопа  $^{115}\text{Sn}$ .

Спин-четность $J^P$ состояния	Энергия возбужденного состояния, кэВ	Одночастичный переход
$1/2^+$	Основное состояние	$3s_{1/2}$
$3/2^+$	497	$3s_{1/2} \rightarrow 2d_{3/2}$
$7/2^+$	612	$1g_{7/2} \rightarrow 3s_{1/2}$
$11/2^-$	713	$3s_{1/2} \rightarrow 1h_{11/2}$
$5/2^+$	986	$2d_{5/2} \rightarrow 3s_{1/2}$

В основном состоянии  $^{115}\text{Sn}$  имеет один неспаренный нейтрон на подоболочке  $3s_{1/2}$ , что определяет спин основного состояния  $J^P = 1/2^+$ . Низковозбужденное состояние изотопа  $^{115}\text{Sn}$  определяется двумя типами переходов

- 1) Переходами неспаренного нейтрона из подоболочки  $3s_{1/2}$  на свободные подоболочки  $2d_{3/2}$  и  $1h_{11/2}$ .
- 2) Переходами нейтрона из полностью заполненных подоболочек  $1g_{7/2}$  и  $2d_{5/2}$  на вакантное место в подоболочке  $3s_{1/2}$  с образованием состояния  $J^P = 0^+$  и нейтронной дырки в подоболочке  $1g_{7/2}$  или  $2d_{5/2}$ .

Приведенная на рис. 11 схема уровней и одночастичных переходов для изотопа  $^{115}\text{Sn}$  хорошо согласуется со схемой заполнения нейтронных оболочек, представленной в табл. 2.

Аналогичная ситуация имеет место и для других нечетных изотопов  $\text{Sn}$ .

На рис. 12 показана схема заполнения нейтронных подболочек в изотопе  $^{119}\text{Sn}$ . В  $^{119}\text{Sn}$  неспаренный нейтрон так же, как в изотопе  $^{115}\text{Sn}$ , находится на подболочке  $3s_{1/2}$ . В спектре возбужденных состояний, приведенном в табл. 5, наблюдаются переходы из заполненных подболочек  $1g_{7/2}$ ,  $2d_{5/2}$ ,  $2d_{3/2}$  на подболочку  $3s_{1/2}$ :

- $1g_{7/2} \rightarrow 3s_{1/2}$ ,  $E_\gamma = 787\text{кэВ}$
- $2d_{5/2} \rightarrow 3s_{1/2}$ ,  $E_\gamma = 921\text{кэВ}$
- $2d_{3/2} \rightarrow 3s_{1/2}$ ,  $E_\gamma = 23\text{кэВ}$

и с подболочки  $3s_{1/2}$  на подболочку  $1h_{11/2}$ :

- $3s_{1/2} \rightarrow 1h_{11/2}$ ,  $E_\gamma = 89\text{кэВ}$

То есть в изотопе  $^{119}\text{Sn}$  по сравнению с изотопом  $^{115}\text{Sn}$  происходит изменение последовательности уровней  $2d_{3/2}$  и  $3s_{1/2}$ . Если в изотопе  $^{115}\text{Sn}$  уровень  $3s_{1/2}$  находится ниже уровня  $2d_{3/2}$ , в изотопе  $^{119}\text{Sn}$  другая последовательность – уровень  $3s_{1/2}$  расположен по энергии выше уровня  $2d_{3/2}$ .

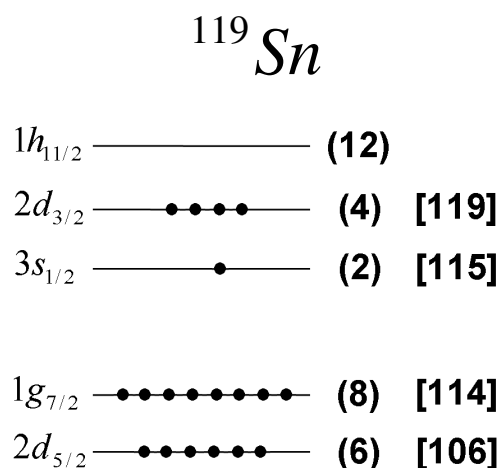


Рис. 12. Схема одночастичных нейтронных состояний в  $^{119}\text{Sn}$ .

Табл. 5. Спектр низковозбужденных состояний изотопа  $^{119}\text{Sn}$ .

Спин-четность $J^P$ состояния	Энергия возбужденного состояния, кэВ	Одночастичный переход
$1/2^+$	Основное состояние	$3s_{1/2}$
$3/2^+$	23	$3s_{1/2} \rightarrow 2d_{3/2}$
$11/2^-$	89	$3s_{1/2} \rightarrow 1h_{11/2}$
$7/2^+$	787	$1g_{7/2} \rightarrow 3s_{1/2}$
$5/2^+$	921	$2d_{5/2} \rightarrow 3s_{1/2}$

Расчет одночастичных уровней в сферически-симметричном потенциале Вудса-Саксона для изотопа  $^{121}\text{Sn}$ , выполненный в работе [9], представлен на рис. 13.



Нуклон-нуклонное взаимодействие описывалось потенциалом Вудса-Саксона.

Потенциал Вудса-Саксона содержит два члена:

1) Центральное взаимодействие

$$V(r) = -V_0^{N,Z} [1 + \exp\{\alpha(r - R_0)\}] - \chi \frac{1}{r}$$

2) Спин-орбитальное взаимодействие

$$V_{ls}(r) = -\chi \frac{1}{r} \frac{dV(r)}{dr} (\vec{l}\vec{s})$$

При расчете протонных одночастичных уровней дополнительно учитывалось кулоновское взаимодействие между протонами в ядре  $^{121}\text{Sn}$ .

$$V_{ls}(r) = \frac{(Z-1)e^2}{r} \begin{cases} \frac{3}{2} \frac{r}{R_0} - \frac{1}{2} \left(\frac{r}{R_0}\right)^2, & r \leq R_0 \\ 1, & r > R_0 \end{cases}$$

В расчете использовались параметры, значения которых приведены в табл. 6:

$V_0^N, V_0^Z$  - глубина нейтронной и протонной потенциальных ям;

$\alpha$  - параметр диффузности распределения плотности ядра;

$\chi$  - константа спин-орбитального взаимодействия;

$$R_0 = r_0 A^{1/3}.$$

Табл. 6. Параметры расчета [9] одночастичных состояний  $^{121}\text{Sn}$ .

Параметр	$V_0$ , МэВ	$r_0$ , Фм	$\alpha$ , Фм <sup>-1</sup>	$\chi$ , Фм <sup>2</sup>
Нейтрон	43.2	1.28	1.61	0.41
протон	59.9	1.24	1.59	0.35

Результаты, полученные в работе [9], подтверждают приведенную в табл. 2 схему конфигурационной структуры изотопа  $^{121}\text{Sn}$ . Этот изотоп имеет полностью заполненные по нейтронам подболочки  $2d_{5/2}$ ,  $1g_{7/2}$  и  $3s_{1/2}$ . Поэтому граница Ферми для нейтронов  $\lambda_n$  проходит выше подболочки  $3s_{1/2}$ . Из-за малого энергетического зазора между подболочками  $3s_{1/2}$  и  $2d_{3/2}$ ,  $1h_{11/2}$  часть нейтронов находится на подболочках  $2d_{3/2}$  и  $1h_{11/2}$ .

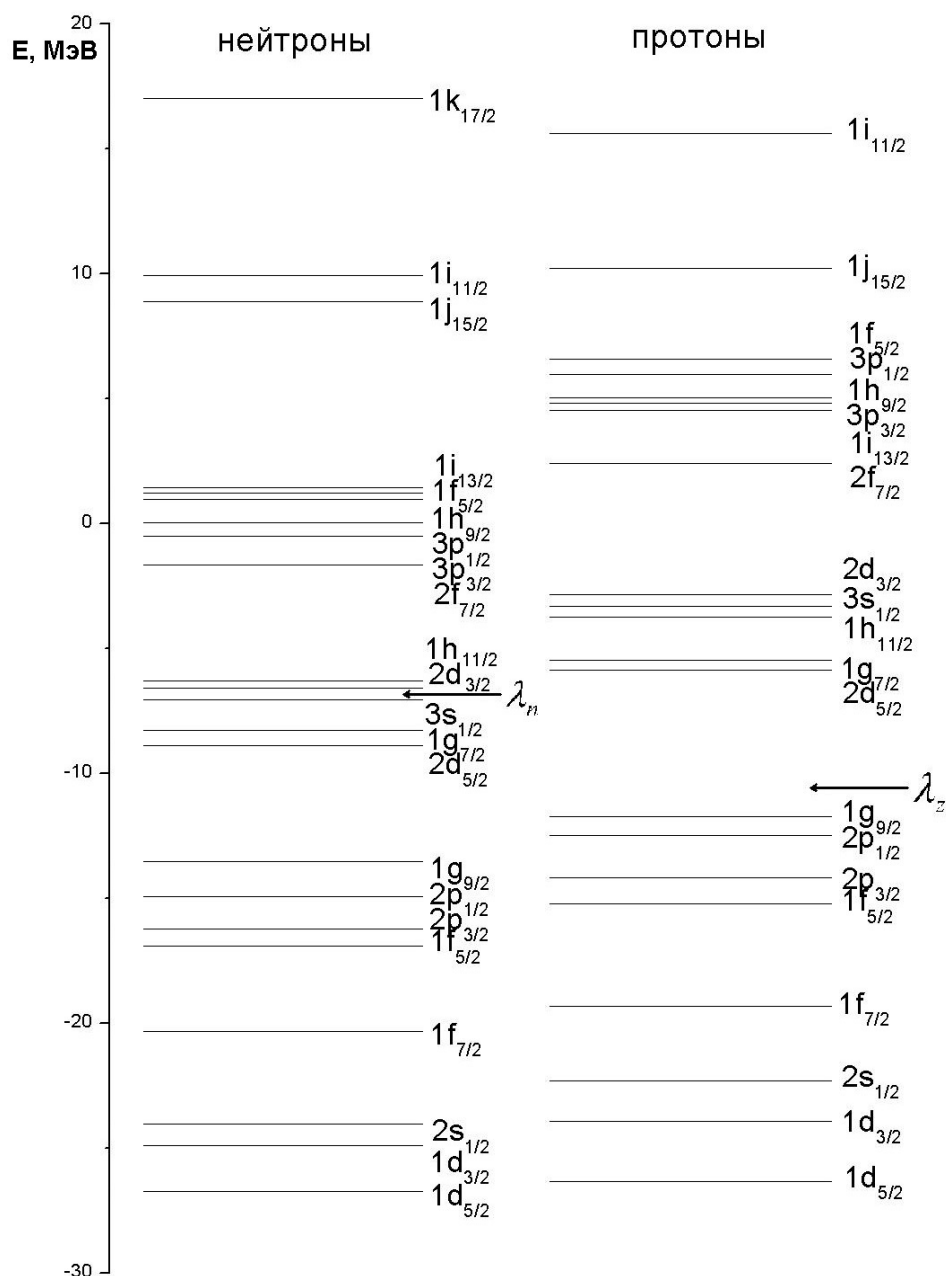


Рис. 13. Схема одночастичных состояний изотопа  $^{121}\text{Sn}$ , рассчитанная в работе [9].  $\lambda_n$  - граница Ферми нейтронных состояний,  $\lambda_z$  - граница Ферми протонных состояний.

Вторая особенность, характерная для изотопа  $^{121}\text{Sn}$ , полученная в расчетах [9] и отчетливо проявляющаяся в спектрах возбужденных состояний нечетных изотопов  $\text{Sn}$ , состоит в том, что

- Внутри оболочки  $N=50-82$  подоболочки  $2d_{5/2}$ ,  $1g_{7/2}$ ,  $3s_{1/2}$ ,  $2d_{3/2}$ ,  $1h_{11/2}$  распределены неравномерно. Происходит группирование подоболочек. Нижнюю группу составляют подоболочки  $2d_{5/2}$  и  $1g_{7/2}$ , расположенные в интервале  $\sim 0.8$  МэВ.
- Верхняя группа подоболочек  $3s_{1/2}$ ,  $1h_{11/2}$ ,  $2d_{3/2}$  расположена в интервале  $\sim 1.0$  МэВ

- Расстояние между центрами тяжести верхней и нижней групп подболочек  $\sim 2$  МэВ.

Эта группировка одночастичных состояний проявляется и в положении первого возбужденного состояния  $2^+$  в зависимости от числа нейтронов в изотопах  $Sn$  (рис. 22).

Схемы одночастичных состояний нечетных изотопов  $^{121-131}Sn$  показаны на рис. 14-20. Особенность заполнения этих изотопов в значительной степени обусловлена близостью одночастичных состояний  $3s_{1/2}$ ,  $1h_{11/2}$  и  $2d_{3/2}$ .

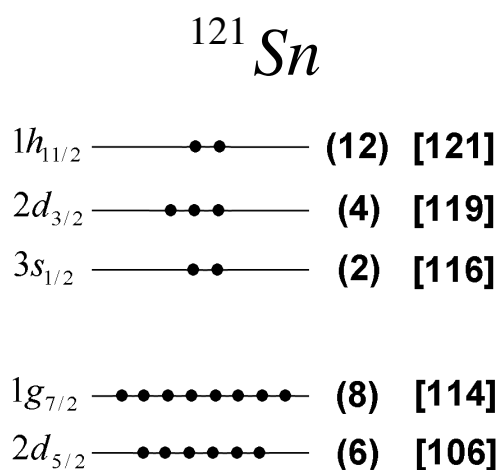


Рис. 14. Схема одночастичных нейтронных состояний в  $^{121}Sn$ .

Табл. 7. Спектр низковозбужденных состояний изотопа  $^{121}Sn$ .

Спин-четность $J^P$ состояния	Энергия возбужденного состояния, кэВ	Одночастичный переход
$3/2^+$	Основное состояние	$2d_{3/2}$
$11/2^-$	6	$2d_{3/2} \rightarrow 1h_{11/2}$
$1/2^+$	60	$3s_{1/2} \rightarrow 2d_{3/2}$
$7/2^+$	925	$1g_{7/2} \rightarrow 2d_{3/2}$

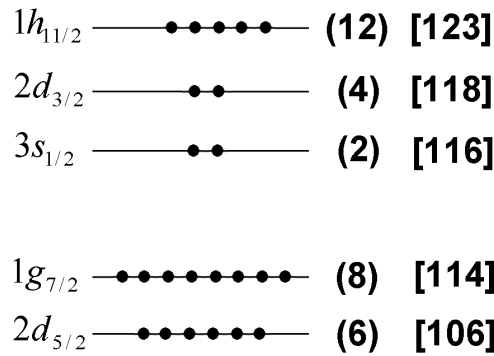
$$^{123}\text{Sn}$$


Рис. 15. Схема одночастичных нейтронных состояний в  $^{123}\text{Sn}$ .

Табл. 8. Спектр низковозбужденных состояний изотопа  $^{123}\text{Sn}$ .

Спин-четность $J^P$ состояния	Энергия возбужденного состояния, кэВ	Одночастичный переход
$11/2^-$	Основное состояние	$1h_{11/2}$
$3/2^+$	25	$2d_{3/2} \rightarrow 1h_{11/2}$
$1/2^+$	150	$3s_{1/2} \rightarrow 1h_{11/2}$
$7/2^+$	1044	$1g_{7/2} \rightarrow 1h_{11/2}$

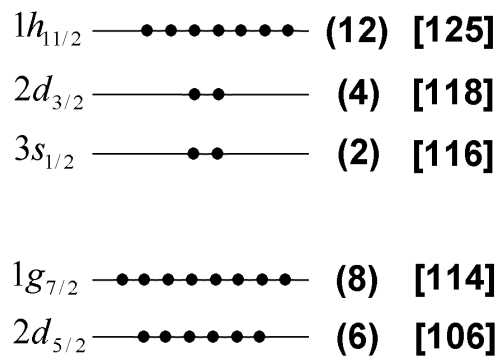
$$^{125}\text{Sn}$$


Рис. 16. Схема одночастичных нейтронных состояний в  $^{125}\text{Sn}$ .

Табл. 9. Спектр низковозбужденных состояний изотопа  $^{125}\text{Sn}$ .

Спин-четность $J^P$ состояния	Энергия возбужденного состояния, кэВ	Одночастичный переход
$11/2^-$	Основное состояние	$1h_{11/2}$
$3/2^+$	27	$2d_{3/2} \rightarrow 1h_{11/2}$
$1/2^+$	215	$3s_{1/2} \rightarrow 1h_{11/2}$
$7/2^+$	854	$1g_{7/2} \rightarrow 1h_{11/2}$

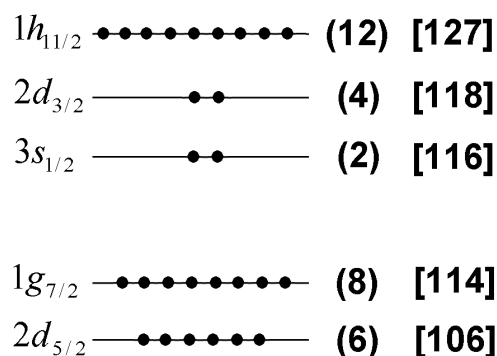
$$^{127}\text{Sn}$$


Рис. 17. Схема одночастичных нейтронных состояний в  $^{127}\text{Sn}$ .

Табл. 10. Спектр низковозбужденных состояний изотопа  $^{127}\text{Sn}$ .

Спин-четность $J^P$ состояния	Энергия возбужденного состояния, кэВ	Одночастичный переход
$11/2^-$	Основное состояние	$1h_{11/2}$
$3/2^+$	4.7	$2d_{3/2} \rightarrow 1h_{11/2}$
$1/2^+$	257	$3s_{1/2} \rightarrow 1h_{11/2}$
$7/2^+$	809	$1g_{7/2} \rightarrow 1h_{11/2}$

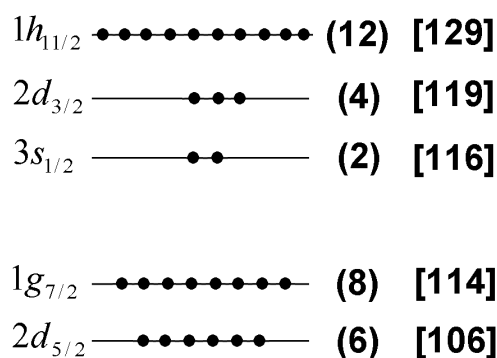
$$^{129}\text{Sn}$$


Рис. 18. Схема одночастичных нейтронных состояний в  $^{129}\text{Sn}$ .

Табл. 11. Спектр низковозбужденных состояний изотопа  $^{129}\text{Sn}$ .

Спин-четность $J^P$ состояния	Энергия возбужденного состояния, кэВ	Одночастичный переход
$3/2^+$	Основное состояние	$2d_{3/2}$
$11/2^-$	35	$2d_{3/2} \rightarrow 1h_{11/2}$
$1/2^+$	315	$3s_{1/2} \rightarrow 2d_{3/2}$
$5/2^+$	769	$2d_{5/2} \rightarrow 2d_{3/2}$

# $^{131}\text{Sn}$

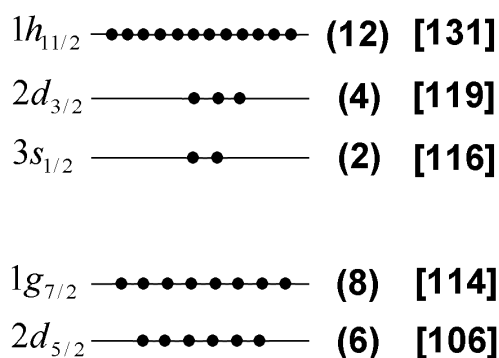
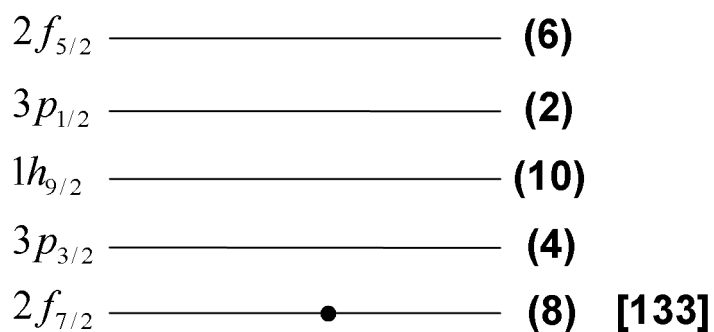


Рис. 19. Схема одночастичных нейтронных состояний в  $^{131}\text{Sn}$ .

Табл. 12. Спектр низковозбужденных состояний изотопа  $^{131}\text{Sn}$ .

Спин-четность $J^P$ состояния	Энергия возбужденного состояния, кэВ	Одночастичный переход
$3/2^+$	Основное состояние	$2d_{3/2}$
$11/2^-$	Основное состояние	$1h_{11/2}$
$1/2^+$	331	$3s_{1/2} \rightarrow 2d_{3/2}$ $3s_{1/2} \rightarrow 1h_{11/2}$
$5/2^+$	1654	$2d_{5/2} \rightarrow 2d_{3/2}$ $2d_{5/2} \rightarrow 1h_{11/2}$
$7/2^+$	2434	$1g_{7/2} \rightarrow 2d_{3/2}$ $1g_{7/2} \rightarrow 1h_{11/2}$

# $^{133}\text{Sn}$



оболочка 50-82,  
полностью заполненная  
нейтронами

Рис. 20. Схема одночастичных нейтронных состояний в  $^{133}\text{Sn}$ .

Табл. 13. Спектр низковозбужденных состояний изотопа  $^{133}\text{Sn}$ .

Спин-четность $J^P$ состояния	Энергия возбужденного состояния, кэВ	Одночастичный переход
$7/2^-$	Основное состояние	$2f_{7/2}$
$3/2^-$	853	$2f_{7/2} \rightarrow 2p_{3/2}$
$9/2^-$	1561	$2f_{7/2} \rightarrow 1h_{9/2}$
$1/2^-$	1656	$2f_{7/2} \rightarrow 3p_{1/2}$
$5/2^-$	2004	$2f_{7/2} \rightarrow 2f_{5/2}$

Изотоп  $^{131}\text{Sn}$  является ядром, в котором не хватает одного нейтрона по сравнению с дважды магическим ядром  $^{132}\text{Sn}$ . В основном состоянии неспаренный нейтрон находится на уровне  $1h_{11/2}$  или  $2d_{3/2}$ . Эти два состояния располагаются практически при одной и той же энергии. Возбужденные состояния изотопа  $^{131}\text{Sn}$  образуются в результате перемещения нейтрона из заполненных подоболочек  $3s_{1/2}$ ,  $2d_{3/2}$  и  $1g_{7/2}$  в верхние подоболочки  $1h_{11/2}$  и  $2d_{3/2}$ .

Нейтроны в изотопах  $\text{Sn}$  с массовым числом  $A > 132$  начинают заполнять следующую оболочку  $N = 82-126$ . В эту оболочку входят подоболочки  $1h_{9/2}$ ,  $2f_{7/2}$ ,  $2f_{5/2}$ ,  $3p_{1/2}$ ,  $3p_{3/2}$  и  $1i_{13/2}$ .

В изотопах  $A = 133$  и  $A = 135$  основное состояние имеет  $J^P = 7/2^-$ , что соответствует неспаренному нейтрону на подоболочке  $2f_{7/2}$ . Для изотопов с  $A = 137$  и  $A = 139$  экспериментальные данные отсутствуют, однако имеются теоретические расчеты (рис. 21), указывающие на то, что нижние возбужденные состояния этих изотопов также имеют одночастичную природу и соответствуют неспаренным нейтронам, перемещающимся в пределах оболочки  $N=82-126$ . Как следует из одночастичной модели оболочек, все возбужденные состояния имеют отрицательную четность кроме состояния  $13/2^+$ , являющегося одночастичным состоянием  $1i_{13/2}$ .

Систематические исследования низколежащих состояний нечетных изотопов  $^{125-139}\text{Sn}$  выполнено в работе [10] в рамках модели парных корреляции нуклонов (NPA - nucleon pair approximation).

В этой модели четно-четные ядра рассматриваются как связанные  $2N$  пары нуклонов с всевозможными значениями спинов. Нечетные изотопы рассматриваются как состояния  $2N+1$  нуклонов, состоящих из связанного состояния  $N$  коллективных пар и неспаренного нуклона подоболочки  $j$ . Результаты расчетов, полученные в этой работе, показанные на рис.

21, хорошо согласуются с предсказаниями одночастичной модели и в целом хорошо описывают экспериментальные данные.

1) Двумя низшими состояниями по энергии в нечетных изотопах  $^{125-131}\text{Sn}$  являются конфигурации  $3/2^+$  и  $11/2^-$ .

2) Состояние  $J^P = 1/2^+$  находится выше по энергии. Этот результат подтверждает построенную нами конфигурационную структуру изотопов  $\text{Sn}$  с  $A=121-135$ .

Следует отметить, что среди возбужденных состояний изотопов  $^{137,139}\text{Sn}$  нет состояния  $9/2^-$ . По-видимому, это состояние, имея большое  $j$ , заполняется парой нуклонов с полным моментом  $J^P = 0^+$ .

Анализ экспериментальных значений величины энергии спаривания и результаты теоретических расчетов приводят к заключению, что величина энергии спаривания зависит от орбитального момента  $l$  (или полного момента  $j$ ) нуклонов, заполняющих данную подболочку.

В одном и том же ядре дополнительная энергия связи, возникающая за счет взаимодействия между двумя нуклонами одной и той же подболочки тем больше, чем больше  $j(l)$ , что может приводить к нарушению порядка заполнения двух соседних подболочек. Эта закономерность отчетливо проявляется в изотопах  $\text{Sn}$ . Так например в изотопе  $^{106}\text{Sn}$  начинается заполнение подболочки  $1g_{7/2}$  ( $l = 4$ ) при двух вакантных местах в подболочке  $2d_{5/2}$  ( $l = 2$ ).

Аналогичная ситуация имеет место и в изотопе  $^{116}\text{Sn}$  - два нейтрона заполняют подболочку  $2d_{3/2}$  ( $l = 2$ ) при полностью свободной подболочке  $3s_{1/2}$  ( $l = 0$ ).

Таким образом, анализируя экспериментальные значения основных и низколежащих возбужденных состояний нечетных изотопов  $\text{Sn}$ , можно установить следующее эмпирическое правило:

**энергия связи пары частиц увеличивается с увеличением их значений  $j$  (или  $l$ ).**

Так, например, конфигурация  $(s_{1/2})^2$  имеет меньшую энергию связи, чем  $(h_{11/2})^2$ .

Это эмпирическое правило согласуется с результатами расчетов, выполненных на основе различных теоретических моделей. Для численных оценок зависимости сил спаривания от  $j$  ( $l$ ) требуется дополнительный анализ спектроскопической информации в соседних нечетно-четных и четно-нечетных ядрах. Анализ спектров нечетных изотопов  $\text{Sn}$



показывает, что одночастичная модель оболочек дает правильное предсказание спинов и четностей низколежащих возбужденных состояний.

Обратимся теперь к четно-четным изотопам  $Sn$ . Теперь у нас нет путеводной нити в виде неспаренного нейтрона. Все нейтроны спарены. В основном состоянии все четно-четные изотопы  $Sn$  имеют  $J^P = 0^+$ .

На рис. 22 показано положение нижних по энергии уровней  $0^+$ ,  $2^+$ ,  $4^+$ ,  $6^+$ ,  $8^+$ ,  $10^+$  в четно-четных изотопах  $Sn$ .

В спектрах возбужденных состояний четно-четных ядер наблюдается небольшое число возбужденных состояний при энергии меньше энергии спаривания и увеличение числа возбужденных состояний в области энергии выше энергии спаривания. Это делает правомерным анализ низковозбужденных состояний нечетных изотопов  $Sn$  на основе одночастичной модели.

На рис. 23 схематически показано образование возбужденных состояний в четно-четных изотопах  $Sn$ . Для того, чтобы четно-четное ядро могло перейти в возбужденное состояние, можно разорвать связанную пару (рис. 23а, 23б). При этом необходимая энергия составляет 1-1.5 МэВ. Однако имеется и другой способ образования возбужденных состояний, когда одна или две пары связанных нуклонов поднимаются на более высоко расположенную подоболочку (рис. 23в-23д).

Переход от простого частично-дырочного базиса многочастичной модели оболочек к возбуждению фононных колебаний в ядрах позволяет достаточно хорошо описать спектр низколежащих состояний четно-четных изотопов  $Sn$ .

Расчеты, выполненные в рамках различных моделей

- Модели взаимодействующих бозонов [11]
- Динамической коллективной модели [13]
- Модели парных корреляций [10]

показали, что даже низшие возбужденные состояния могут иметь сложную многочастичную природу с возбуждением нескольких частиц и дырок. На рис. 23 схематически показано образование таких многочастичных коллективных состояний.

При этом оказывается, что в некоторых ядрах многочастичные состояния типа (д) имеют более низкую энергию возбуждения по сравнению с (а-г). Причина в том, что возбуждение, описываемое схемой (д), представляет собой сильно связанное скоррелированное состояние типа  $\alpha$ -кластера.

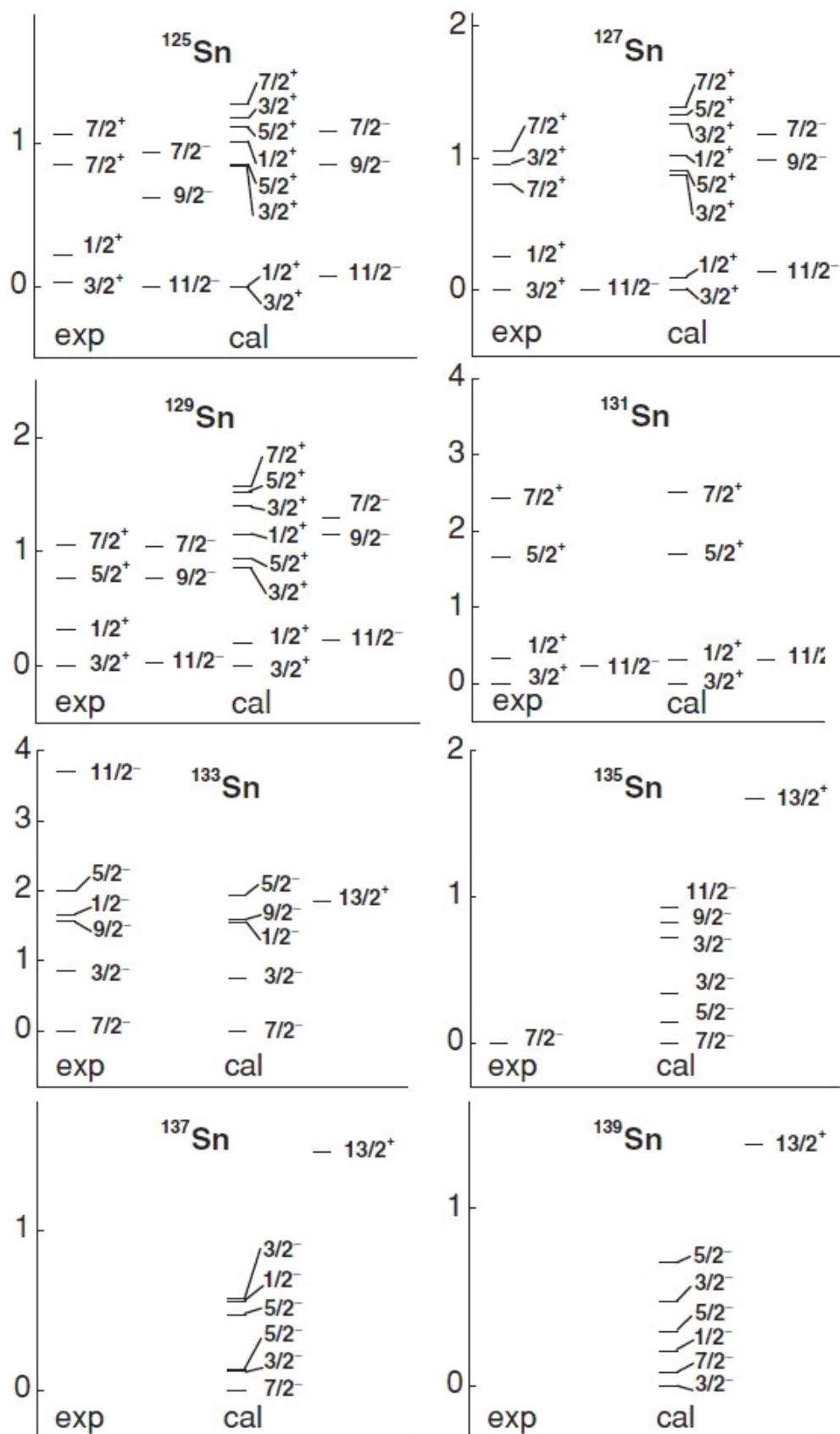


Рис. 21. Схема возбужденных состояний изотопов Sn. Экспериментальные данные [6]. Результаты теоретических расчетов [10].

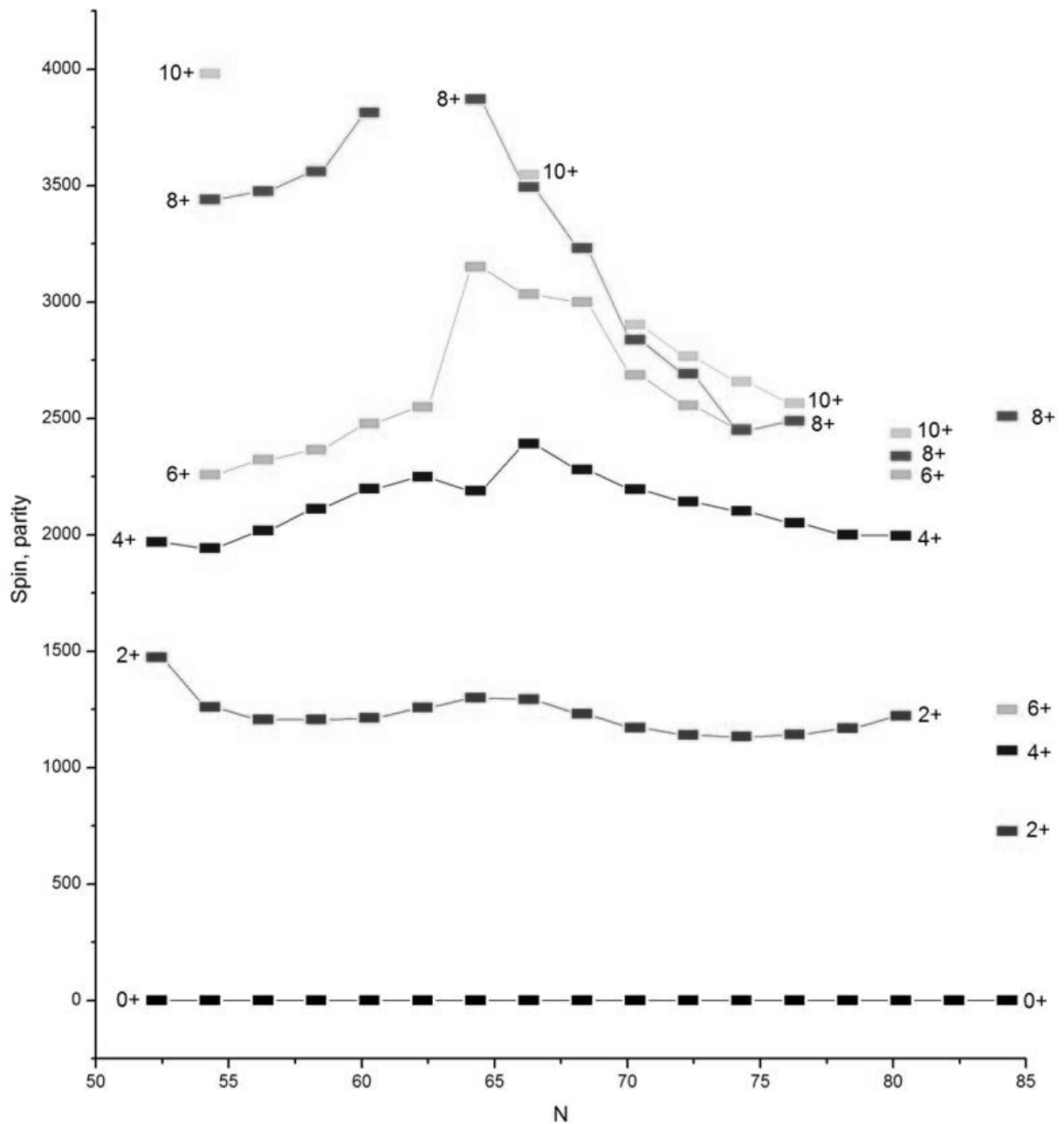


Рис. 22. Положение нижних по энергии уровней  $0+$ ,  $2+$ ,  $4+$ ,  $6+$ ,  $8+$ ,  $10+$  в четно-четных изотопах  $Sn$ .

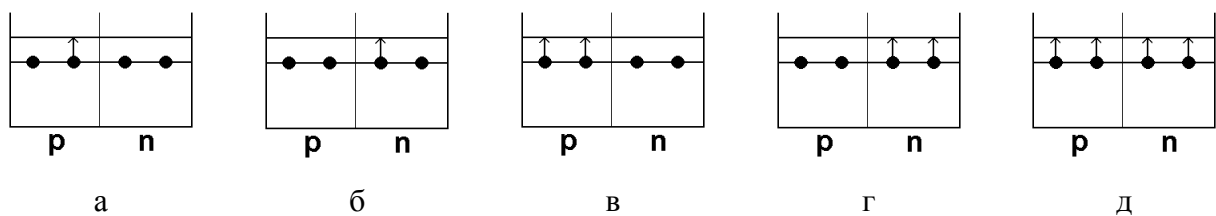


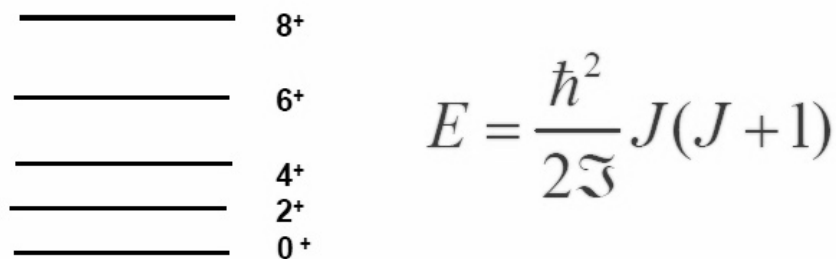
Рис. 23. Схема образования возбужденных состояний в четно-четных изотопах  $Sn$ .

В случае нескольких нуклонов сверх заполненной оболочки парные корреляции сверхпроводящего типа приводят к тому, что ядро с четным числом протонов и нейтронов в низшем состоянии имеет  $J^P = 0^+$ .

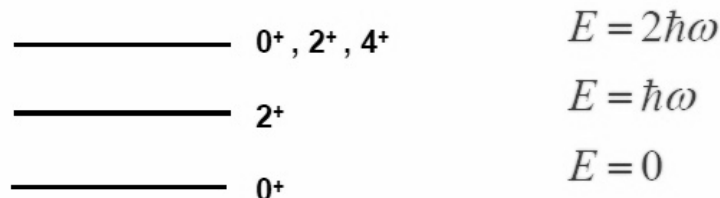
Как правило, в четно-четных изотопах  $Sn$  первым возбужденным состоянием является состояние  $J^P = 2^+$ .

Анализируя положение этого возбужденного состояния по энергии в зависимости от массового числа  $A$ , можно извлечь дополнительную информацию об особенностях четно-четных изотопов  $Sn$ .

**а) Вращение деформированного ядра**



**б) Квадрупольные колебания**



**в) Одночастичные возбуждения**

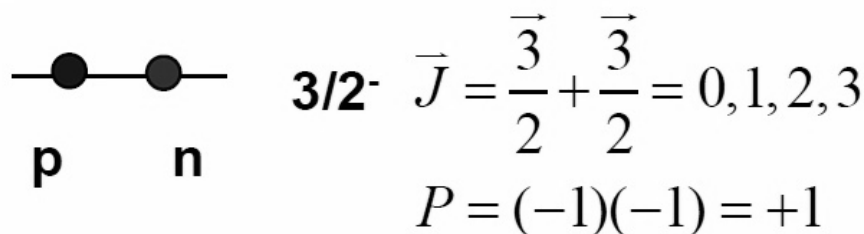
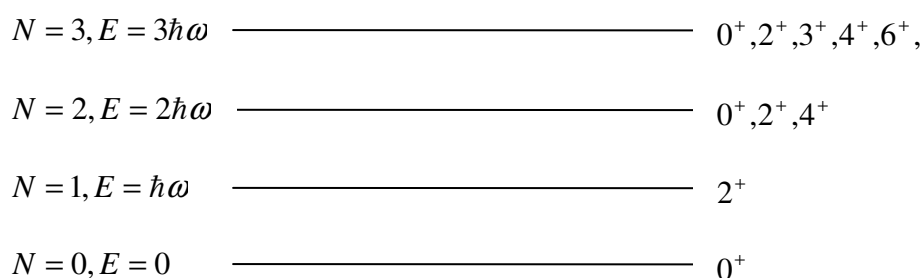


Рис. 24. Возможные механизмы образования возбужденных состояний  $2^+$ .

На рис. 24 показаны возможные механизмы образования возбужденного состояния  $J^P = 2^+$  в атомных ядрах, имеющих в основном состоянии  $J^P = 0^+$ .

- 1) Рисунок (а) показывает образование вращательного состояния  $J^P = 2^+$  четно-четных ядер.
- 2) Рисунок (б) показывает образование квадрупольных колебаний в сферических ядрах.
- 3) На рисунке (в) показано, как образуется возбужденное состояние в одночастичной модели для нечетно-нечетного ядра. Сложение спинов протонов и нейтронов, имеющих, например спин  $J^P = 3/2^-$  может привести к образованию состояния  $2^+$ .

В сферических четно-четных ядрах спектр низколежащих состояний хорошо описывается в приближении гармонических квадрупольных колебаний положительной четности. На рис. 25 показан энергетический спектр квадрупольного гармонического осциллятора.



**Рис. 25. Энергетический спектр квадрупольного гармонического осциллятора. N – число квадрупольных фононов. Идеализированная модель, не учитывающая ангармоничность.**

Основное состояние четно-четного ядра имеет  $J^P = 0^+$ . Первое возбужденное состояние  $E = \hbar\omega$  (один фотон) квадрупольных колебаний должно быть  $J^P = 2^+$ . Второе возбужденное состояние  $E = 2\hbar\omega$  (два квадрупольных фотона) вырождено по энергии и имеет полный момент количества движения  $J^P = 0^+, 2^+, 4^+$ . Состояния  $J^P = 1^+, 3^+$  запрещены, так как волновая функция двух тождественных бозонов должна быть симметричной относительно перестановки тождественных частиц. На рис. 31, 32 приведены спектры возбужденных состояний четно-четных изотопов  $Sn$ . Остаточное взаимодействие снимает вырождение состояний  $0^+, 2^+, 4^+$  двухфотонных возбуждений. Модель гармонических квадрупольных колебаний достаточно хорошо описывает лишь самые низшие возбужденные состояния четно-четных изотопов  $Sn$ .

Поскольку одночастичная модель оболочек предполагает, что четно-четный магический остов находится в основном состоянии с конфигурацией  $J^P = 0^+$ , состояния, описываемые этой моделью, должны иметь энергию порядка энергии возбуждения  $E(2^+)$  первых уровней с  $J^P = 2^+$  четно-четных ядер.

На рис. 26 приводится зависимость энергии первых  $J^P = 2^+$  уровней от массового числа  $A$ . В этой зависимости ярко проявляются три типа особенностей.

- 1) Деформированные ядра, расположенные в районе  $A=170$  и  $A=240$  имеют энергию  $J^P = 2^+$  уровня  $\sim$  нескольких десятков - сотни кэВ. В этих ядрах наблюдается вращательный спектр.
- 2) Магические ядра имеют энергию  $J^P = 2^+$  в районе 2-3 МэВ.

Ядра, имеющие энергию первого  $2^+$  уровня в районе 1 МэВ. В этих ядрах возбужденные состояния  $J^P = 2^+$  имеют колебательную природу.

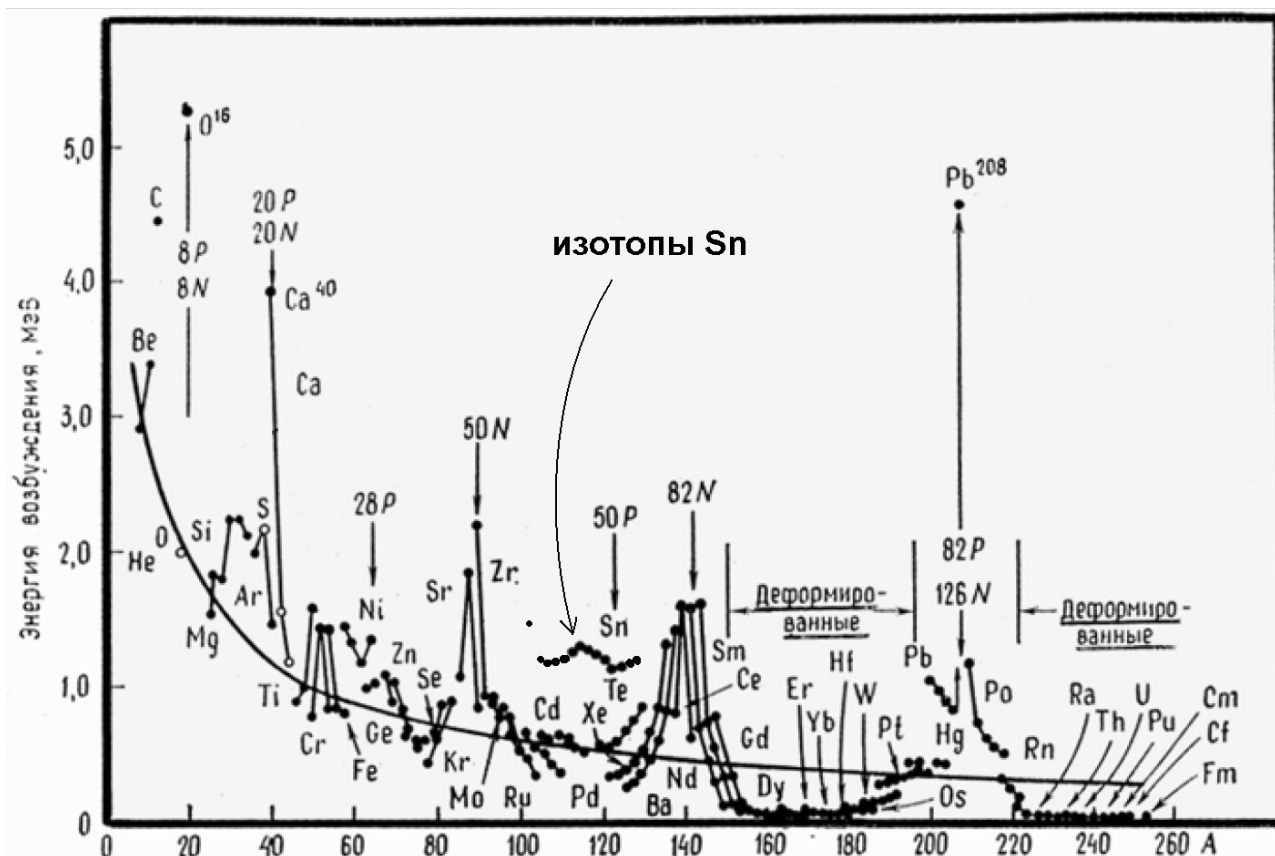


Рис. 26. Зависимость энергии первых  $J^P = 2^+$  уровней от массового числа  $A$ .

На рис. 26 выделена область состояний  $J^P = 2^+$ , образующихся в четно-четных изотопах  $Sn$ . Энергия этих состояний составляет  $\sim 1.0-1.2$  МэВ. Такая энергия возбуждения первого  $J^P = 2^+$  состояния соответствует возбуждению колебательных состояний в четно-четных изотопах  $Sn$ . Этот результат согласуется с выводами, полученными в работе [13].

Первые  $2^+$  состояния в четно-четных изотопах  $^{102-132}Sn$ , расположены при энергии больше 1 МэВ. Поэтому следует ожидать, что в области энергий до 1 МэВ в спектрах возбужденных состояний нечетных изотопов  $Sn$  будут преимущественно проявляться состояния колебательной природы или обусловленные одночастичными переходами. В области более высоких энергий одночастичные состояния наблюдаются на фоне коллективных многочастичных состояний.

Для примера на рис. 27 показано положение первого возбужденного состояния  $2^+$  в четно-четных изотопах  $^{102}_{50}Sn - ^{132}_{50}Sn$ .

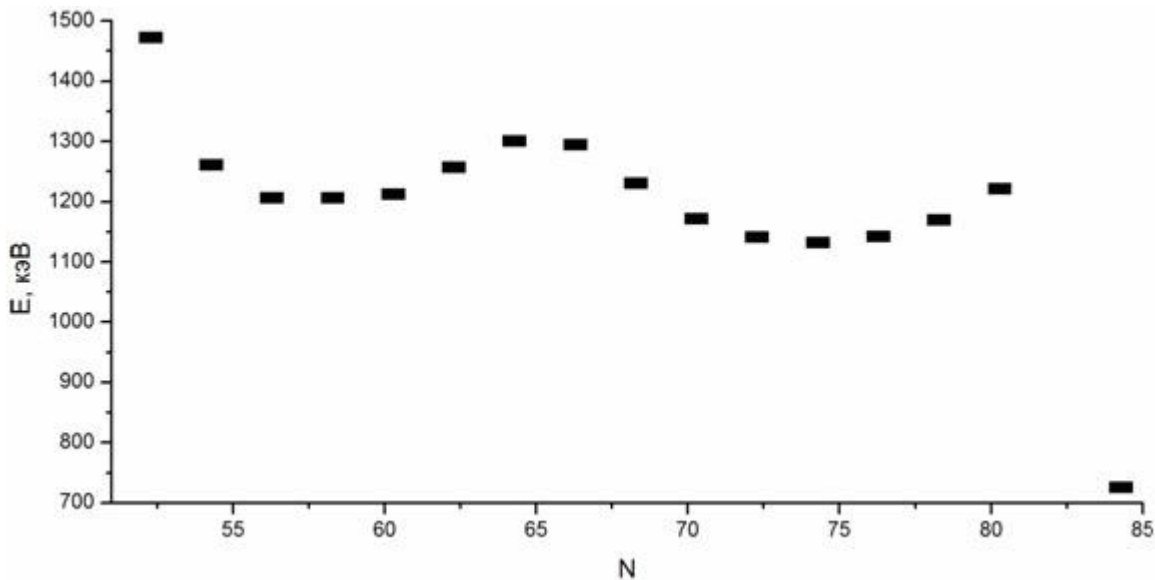


Рис. 27. Положение уровня  $2^+$  в зависимости от количества нейтронов  $N$  в четно-четных изотопах  $Sn$ .

Энергия уровня  $2^+$  в зависимости от количества нейтронов в ядре увеличивается при  $N=50$  и  $N=82$ . Это не является неожиданным и объясняется тем, что ядра  $^{100}Sn$  и  $^{132}Sn$  являются дважды магическими. Гораздо больший интерес представляет максимум при  $N=64$ . Согласно нашей интерпретации заполнения одночастичных состояний изотопов  $Sn$  это повышение энергии уровня  $2^+$  соответствует энергетической щели между подоболочками  $2d_{5/2}$ ,  $1g_{7/2}$  и  $3s_{1/2}$ ,  $2d_{3/2}$ ,  $1h_{11/2}$ , что подтверждает представленную в табл. 2 конфигурационную структуру изотопов  $Sn$ . В районе  $N=54$  заполняются две нижние по энергии подоболочки  $2d_{5/2}$  и  $1g_{7/2}$ .

Эта же особенность наблюдается в зависимости энергии отделения двух нейтронов в зависимости от количества нейтронов в изотопах  $Sn$  (рис. 6-8).

Модель взаимодействующих бозонов была сформулирована в работах [11]. Рассматривались бозоны двух типов:

- 1) S-бозоны с  $J = 0$
- 2) D-бозоны с  $J = 2$

Основным предположением является то, что  $0^+$  и  $2^+$  - коллективные нуклонные пары - играют основную роль в описании квадрупольных коллективных состояний. Бозоны выражаются через коррелирование пары нуклонов, поэтому модель взаимодействующих бозонов базируется на оболочечной модели. Модель претендует на описание низколежащих состояний четно-четных ядер с незаполненными оболочками.

Спектр низших коллективных состояний ядра формируется в результате взаимодействия между S и D бозонами.

В работе [12] был рассчитан спектр коллективных возбуждений в области энергий до 5 МэВ для четно-четных изотопов  $Sn$   $A=102-110$ . Полученные в этой работе результаты сравниваются с экспериментальными данными в табл. 14-16 и на рис. 28.

Табл. 14. Теоретически рассчитанные [12] и экспериментальные [6] положения уровней

$J^P = 0^+, 2^+, 4^+, 6^+, 8^+, 10^+$  изотопа  $^{102}Sn$ . А, В, С соответствуют различным параметрам нуклон-нуклонного взаимодействия.

$J$	А	В	С	эксперимент [6]
0	0.000	0.000	0.000	
2	1.485	1.452	1.481	1.3
4	1.864	1.715	1.752	
6	1.968	1.814	1.851	
8	8.150	7.974	8.000	
10	8.271	8.085	8.116	

Табл. 15. Теоретически рассчитанные [12] и экспериментальные [6] положения уровней

$J^P = 0^+, 2^+, 4^+, 6^+, 8^+, 10^+$  изотопа  $^{104}Sn$ . А, В, С соответствуют различным параметрам нуклон-нуклонного взаимодействия.

$J$	А	В	С	эксперимент [6]
0	0.000	0.000	0.000	0.000
2	1.265	1.211	1.230	1.259
4	1.702	1.621	1.641	1.942
6	2.137	1.962	1.999	2.257
8	3.262	3.005	3.073	3.440
10	3.808	3.495	3.561	3.980

Табл. 16. Теоретически рассчитанные [12] и экспериментальные [6] положения уровней

$J^P = 0^+, 2^+, 4^+, 6^+, 8^+, 10^+$  изотопа  $^{106}Sn$ . А, В, С соответствуют различным параметрам нуклон-нуклонного взаимодействия.

$J$	А	В	С	эксперимент [6]
0	0.000	0.000	0.000	0.000
2	1.186	1.150	1.164	1.206
4	1.835	1.745	1.756	2.017
6	2.255	2.066	2.099	2.321
8	3.313	3.079	3.119	3.476
10	4.169	3.796	3.864	4.128



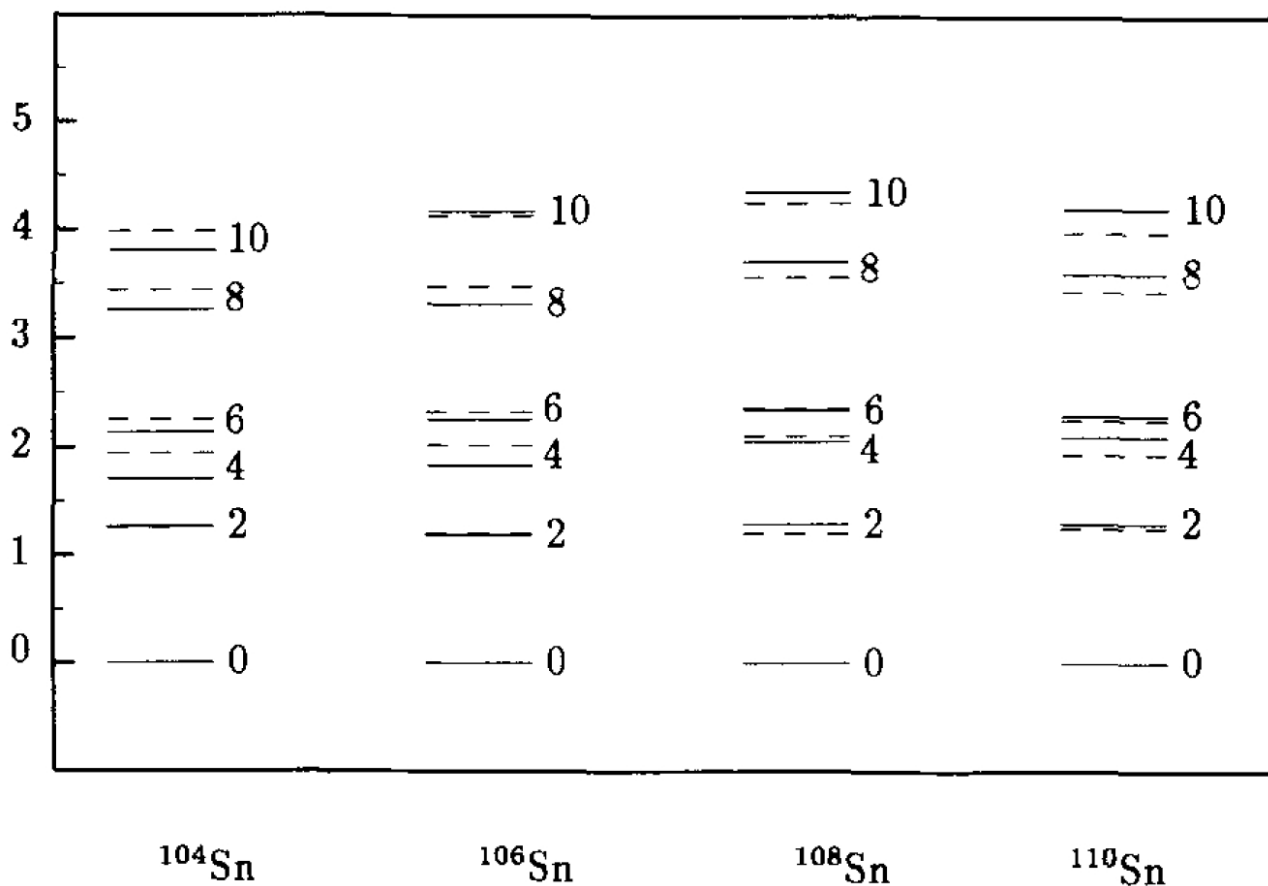


Рис. 28. Теоретически рассчитанные [12] (сплошные линии) и экспериментальные значения [6] (пунктирные линии) положения уровней  $0^+$ ,  $2^+$ ,  $4^+$ ,  $6^+$ ,  $8^+$ ,  $10^+$  в изотопах  $^{104,106,108,110}\text{Sn}$ .

Так как одночастичные состояния для легких изотопов  $A < 110$  экспериментально известных плохо, одночастичные энергии нейтронных состояний подболочки  $N=50-82$  были рассчитаны в результате экстраполяции из области более тяжелых изотопов.

В конечном итоге для изотопов  $\text{Sn}$   $A < 110$  были выбраны нейтронные одночастичные состояния, приведенные на рис. 29.

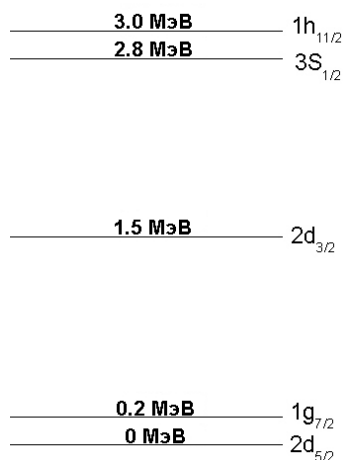


Рис. 29. Одночастичные нейтронные состояния, использованные в работе [12] для расчета положения уровней  $J^P = 0^+, 2^+, 4^+, 6^+, 8^+, 10^+$ .

В качестве одночастичных волновых функций были выбраны волновые функции гармонического осциллятора  $\hbar\omega = 8.5\text{МэВ} = 45A^{-1/3} - 25A^{-2/3}$ .

О сложности таких расчетов свидетельствуют данные, приведенные в табл. 17. Для изотопа  $^{102}\text{Sn}$ , имеющего всего два нейтрона сверх заполненной магической оболочки, использовалось 26 базисных состояний. При расчете изотопа  $^{116}\text{Sn}$  число базисных состояний увеличивалось до  $1.6 \cdot 10^7$ .

**Табл. 17. Число базисных состояний, построенных на одночастичных состояниях для расчета различных изотопов  $\text{Sn}$ .**

Изотоп	Число базисных состояний	Изотоп	Число базисных состояний
$^{102}\text{Sn}$	26	$^{110}\text{Sn}$	1,853,256
$^{103}\text{Sn}$	245	$^{111}\text{Sn}$	3,608,550
$^{104}\text{Sn}$	1504	$^{112}\text{Sn}$	6,210,638
$^{105}\text{Sn}$	7,451	$^{113}\text{Sn}$	9,397,335
$^{106}\text{Sn}$	31,124	$^{114}\text{Sn}$	12,655,280
$^{107}\text{Sn}$	108,297	$^{115}\text{Sn}$	15,064,787
$^{108}\text{Sn}$	323,682	$^{116}\text{Sn}$	16,010,204
$^{109}\text{Sn}$	828,422		

В целом получено удовлетворительное описание возбужденных состояний до  $J = 10$ , достаточно хорошо согласующееся с экспериментальными данными. Однако отсутствуют яркие маркеры, которые позволили бы различить специфику расчетов для различных изотопов  $\text{Sn}$ , исследовать специфические особенности, проявляющиеся при заполнении нейтронных подоболочек в четных изотопах  $\text{Sn}$  с  $A < 110$ .

Дальнейшим направлением развития модели взаимодействующих бозонов является введение других степеней свободы гексадекапольных бозонов с  $J = 4$ , дипольных с  $J = 1$ , октупольных бозонов с  $J = 3$ .

Для описания ядер с нечетным числом нуклонов создана модель взаимодействующих бозонов и фермионов. Гамильтониан этой модели состоит из трех частей:

- Бозонной
- Фермионной
- Бозон-фермионного взаимодействия

Однако эти модели содержат большое число параметров и волновые функции настолько сложны, что феноменологический анализ полученных спектров затруднителен.

Зависимость энергии  $2_1^+, 4_1^+, 6_1^+, 8_1^+, 10_1^+$  в четно-четных изотопах  $^{110-122}\text{Sn}$ , рассчитанная в динамической коллективной модели [13] в сравнении с экспериментальными данными приведена на рис. 30.

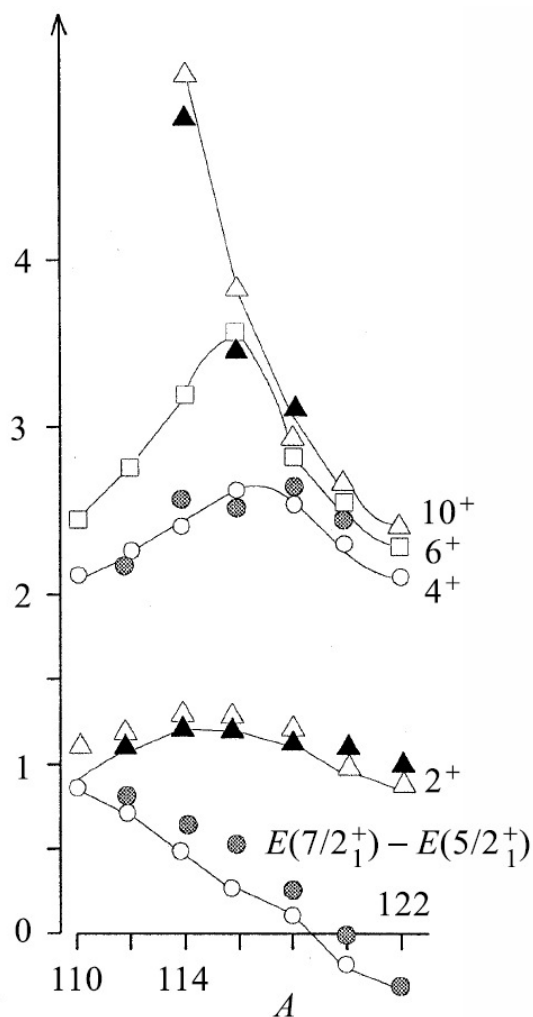


Рис. 30. Рассчитанная (светлые символы) и экспериментальная (темные символы) зависимости энергий  $2_1^+, 4_1^+, 6_1^+, 10_1^+$  состояний в четно-четных изотопах  $Sn$  ( $A=110-122$ ) от массового числа.

Более детальные расчеты спектра возбужденных состояний различной мультипольности изотопов  $^{112}Sn$  и  $^{114}Sn$  в многофононном приближении приведены на рис. 31, 32. Здесь так же, как и в работе [12] наблюдается удовлетворительное согласие с экспериментом. Однако только на основе удовлетворительного описания низколежащих коллективных состояний судить о преимуществах каждого расчета достаточно сложно.

Необходимы дополнительные критерии, на основе которых можно провести сравнение с экспериментом.

Сложность волновой функции, описывающей возбужденные состояния в многофононном приближении в случае  $^{112}Sn$  видна из табл. 18, в которой приведены компоненты волновых функций некоторых состояний  $^{112}Sn$  работы [13].

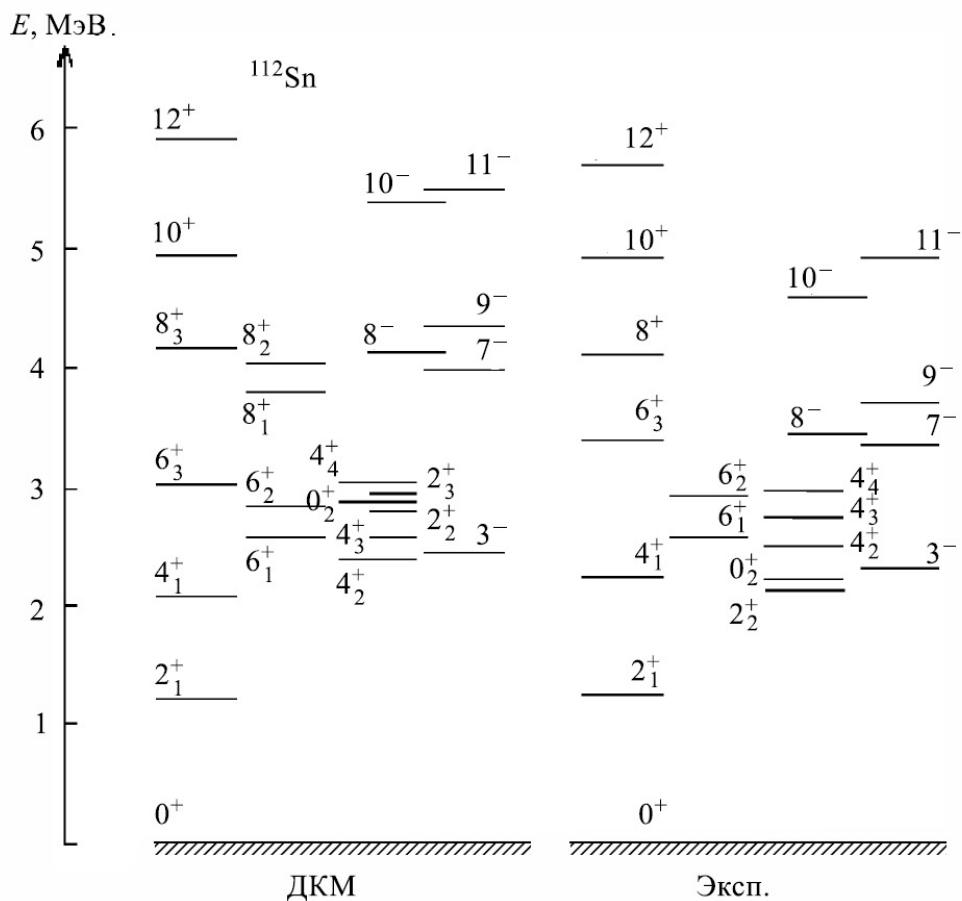


Рис. 31. Рассчитанный в ДКМ [13] и экспериментальный спектры возбужденных состояний  $^{112}\text{Sn}$ .

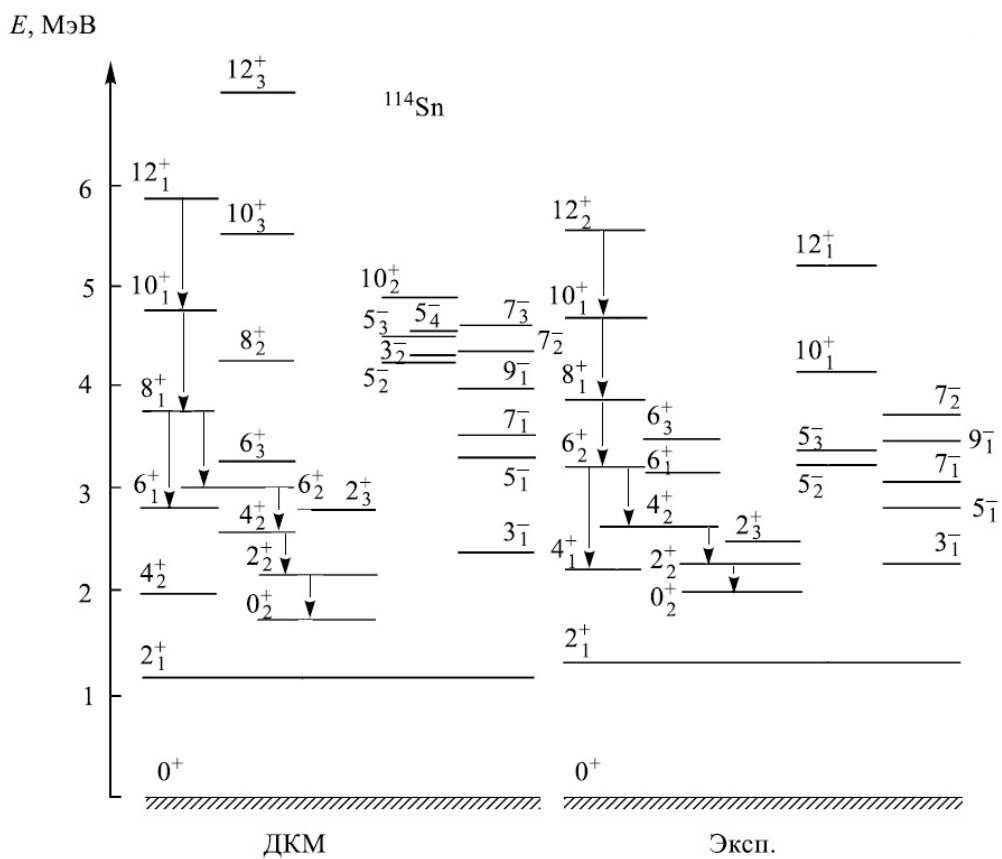


Рис. 32. Рассчитанный в ДКМ [13] и экспериментальный спектры возбужденных состояний  $^{114}\text{Sn}$ .

Табл. 18. Компоненты волновых функций некоторых состояний  $^{112}\text{Sn}$  [13].

$$\begin{aligned}
 |2_1^+\rangle &= 0,95|[2_1]_2^1\rangle + 0,25|[2_1]_2^2\rangle + \dots \\
 |4_1^+\rangle &= 0,72|[2_1]_4^2\rangle + 0,26|[2_1]_4^3\rangle + 0,53|[4_1]_4^1\rangle - 0,12|[4_2]_4^1\rangle - 0,21|[4_3]_4^1\rangle - \dots \\
 |6_3^+\rangle &= 0,70|[2_1]_6^3\rangle + 0,31|[2_1]_6^4\rangle - 0,28|[6_1]_6^1\rangle - 0,29|[6_2]_6^1\rangle + \\
 &\quad + 0,24|[2_1]_2^1[4_1]_4^1\rangle - 0,18|[2_1]_2^1[4_2]_4^1\rangle - 0,24|[2_1]_2^1[4_5]_4^1\rangle - \dots \\
 |8_3^+\rangle &= 0,55|[2_1]_8^4\rangle + 0,26|[2_1]_8^5\rangle - 0,32|[2_1]_4^2[4_1]_4^1\rangle - 0,21|[2_1]_4^2[4_2]_4^1\rangle - \\
 &\quad - 0,17|[2_1]_4^2[4_3]_4^1\rangle - 0,35|[2_1]_4^2[4_5]_4^1\rangle + 0,53|[2_1]_2^1[6_1]_6^1\rangle + \dots \\
 |10_1^+\rangle &= 0,53|[2_1]_{10}^5\rangle + 0,23|[2_1]_{10}^6\rangle + 0,33|[2_1]_6^3[4_1]_4^1\rangle - 0,33|[2_1]_6^3[4_5]_4^1\rangle - \\
 &\quad - 0,22|[2_1]_6^3[4_3]_4^1\rangle + 0,58|[2_1]_4^2[6_1]_6^1\rangle + \dots
 \end{aligned}$$

Запись состояний  $\lambda_k^+$  в виде  $[\lambda_i]_J^N$  означает, что состояние  $\lambda_k^+$  имеет компоненту, состоящую из  $N$  фоновых векторов  $[\lambda_i]$  с суммарным моментом  $J$ .

В приведенном примере первое состояние  $2_1^+$  имеет доминирующую компоненту  $0.95[2_1]_2^1$ . По мере увеличения  $J$  увеличивается как число возможных фононов, так и различных значений  $J$ , дающих вклад в данное состояние.

В работе [14] развит метод согласования экспериментальных данных по реакциям срыва и подхвата. В основе этого метода лежит более точный учет погрешностей в определении спинов и спектроскопических факторов ядерных состояний. На основе этого метода в работах [15,16] были рассчитаны энергии одночастичных нейтронных состояний и вероятности их заполнения в изотопах  $^{112,116,118,120,124}\text{Sn}$ .

Энергии нейтронных подоболочек приведены в табл. 19 и на рис. 33. В табл. 20 приведены относительные заселенности нейтронных подоболочек изотопов  $^{112,116,118,120,124}\text{Sn}$ .

Табл. 19. Энергии нейтронных подоболочек изотопов  $^{112,116,118,120,124}\text{Sn}$  (МэВ).

	$1g_{7/2}$	$2d_{5/2}$	$3s_{1/2}$	$2d_{3/2}$	$1h_{11/2}$
$^{112}\text{Sn}$	10.10	10.07	8.27	7.84	7.51
$^{116}\text{Sn}$	9.87	9.97	8.33	7.74	7.29
$^{118}\text{Sn}$	9.92	9.61	8.38	7.57	7.13
$^{120}\text{Sn}$	9.64	9.64	7.68	7.75	7.48
$^{124}\text{Sn}$	-	9.68	8.28	7.67	5.08

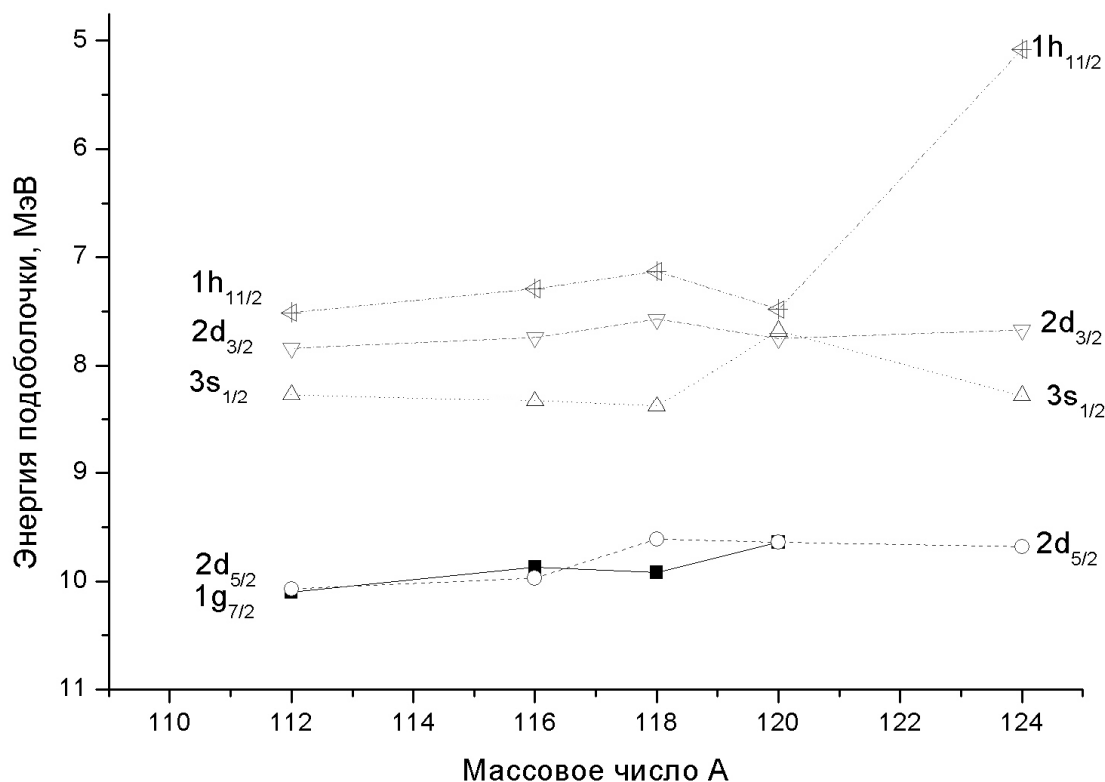


Рис. 33. Энергии нейтроны подболочек изотопов  $^{112,116,118,120,124}\text{Sn}$ .

Табл. 20. Заселенности нейтронных подболочек изотопов  $^{112,116,118,120,124}\text{Sn}$ .

Изотоп	Нейтронная подболочка									
	$1g_{7/2}$		$2d_{5/2}$		$3s_{1/2}$		$2d_{3/2}$		$1h_{11/2}$	
	[15, 16]	Табл. 2	[15, 16]	Табл. 2	[15, 16]	Табл. 2	[15, 16]	Табл. 2	[15, 16]	Табл. 2
$^{112}\text{Sn}$	0.69	1.0	0.75	0.75	0.18	0	0.16	0	0.10	0
$^{116}\text{Sn}$	0.90	1.0	0.85	1.0	0.47	0	0.27	0.5	0.17	0
$^{118}\text{Sn}$	0.93	1.0	0.84	1.0	0.65	1.0	0.37	0.5	0.23	0
$^{120}\text{Sn}$	0.95	1.0	0.88	1.0	0.52	1.0	0.53	1.0	0.43	0
$^{124}\text{Sn}$	-	1.0	0.97	1.0	0.89	1.0	0.70	0.5	0.36	0.5

Для каждого изотопа в качестве первого числа приводятся данные работ [15, 16], в качестве второго числа - полученные нами заселенности нейтронных состояний, приведенные в табл. 2. В целом имеется заметная корреляция в заселенности нейтронных подболочек, полученной нами на основе анализа спинов и четностей изотопов, и результатов анализа спектроскопических факторов. Некоторое различие следует отнести к тому, что в наших оценках не учитывается вклад в спектроскопический фактор возбужденных состояний и упрощенные волновые функции основных состояний ядер. В частности, учет корреляции в основном состоянии неизбежно приводит к некоторой диссипации одночастичных состояний. Но в целом сравнение показывает хорошую согласованность обоих методов анализа.

В табл. 21 значения одночастичных энергий нейтронных подболочек, полученные в результате анализа экспериментальных данных, сравниваются с результатами теоретических расчетов, выполненных в рамках модели Хартри-Фока-Боголюбова [17], в рамках релятивистской модели среднего поля [18] и в дисперсионной оптической модели [15, 16].

Табл. 21. Одночастичные значения энергии  $E_{njl}^{ДОМ}$  (дисперсионная оптическая модель),  $E_{njl}^{ХФБ}$  (модель Хартри-Фока-Боголюбова) и  $E_{njl}^{РМСЦ}$  (релятивистская модель среднего поля) для нейтронных состояний в ядрах  $^{116,118,120}\text{Sn}$ .

подболочка	$^{116}\text{Sn}$			
	$-E_{эксн}$ , МэВ	$-E_{njl}^{ДОМ}$ , МэВ	$-E_{njl}^{ХФБ}$ , МэВ	$-E_{njl}^{РМСЦ}$ , МэВ
$2d_{5/2}$	9.97	9.72	11.0	9.94
$1g_{7/2}$	9.87	9.36	9.8	11.26
$3s_{1/2}$	8.33	8.30	9.0	7.67
$2d_{3/2}$	7.74	8.26	8.4	6.72
$1h_{11/2}$	7.29	6.99	7.0	7.56

подболочка	$^{118}\text{Sn}$			
	$-E_{эксн}$ , МэВ	$-E_{njl}^{ДОМ}$ , МэВ	$-E_{njl}^{ХФБ}$ , МэВ	$-E_{njl}^{РМСЦ}$ , МэВ
$2d_{5/2}$	9.61	9.87	11.0	10.08
$1g_{7/2}$	9.92	9.64	10.0	11.43
$3s_{1/2}$	8.38	8.38	8.1	7.80
$2d_{3/2}$	7.57	8.34	8.4	6.84
$1h_{11/2}$	7.13	7.02	7.0	7.65

подболочка	$^{120}\text{Sn}$			
	$-E_{эксн}$ , МэВ	$-E_{njl}^{ДОМ}$ , МэВ	$-E_{njl}^{ХФБ}$ , МэВ	$-E_{njl}^{РМСЦ}$ , МэВ
$2d_{5/2}$	9.64	9.66	11.1	10.20
$1g_{7/2}$	9.64	9.45	10.1	11.64
$3s_{1/2}$	7.58	8.18	8.2	7.92
$2d_{3/2}$	7.52	8.14	8.5	6.97
$1h_{11/2}$	7.48	6.85	7.2	7.75

В целом результаты, полученные в рамках различных моделей достаточно хорошо согласуются друг с другом и описывают основные особенности структуры одночастичных состояний, наблюдающиеся в экспериментах. Различие между результатами отдельных расчетов и экспериментальными данными не превышает 1 МэВ.

В табл. 22 приводится полный спектр протонных и нейтронных одночастичных подболочек изотопа  $^{118}\text{Sn}$ , рассчитанный в динамической оптической модели [15, 17] и в

релятивистской модели среднего поля [18]. В обоих расчетах отчетливо проявляются магические числа  $N=Z=2$ ,  $N=Z=8$ ,  $N=Z=20$ ,  $N=Z=28$ ,  $N=Z=50$ ,  $N=82$ .

Видно, как по мере заполнения нейтронных и протонных оболочек уменьшается расстояние между ними и увеличивается плотность нуклонов, заселяющих данную подоболочку.

Табл. 22. Энергии нейтронных и протонных подоболочек в изотопе  $^{118}\text{Sn}$ .

подоболочка	энергия нейтронной подоболочки, МэВ		энергия протонной подоболочки, МэВ		
	$-E_{njl}^{\text{ДОМ}}$	$-E_{njl}^{\text{РМСП}}$	$-E_{njl}^{\text{ДОМ}}$	$-E_{njl}^{\text{РМСП}}$	
$1s_{1/2}$	71.44	64.29	61.98	54.73	$N=Z=2$
$1p_{3/2}$	58.46	54.50	50.05	45.55	$N=Z=8$
$1p_{1/2}$	56.49	53.33	47.31	44.29	
$1d_{5/2}$	44.81	43.14	36.97	34.78	$N=Z=20$
$1d_{3/2}$	40.71	40.26	31.27	31.67	
$2s_{1/2}$	38.65	36.56	29.11	27.54	
$1f_{7/2}$	30.38	31.09	21.99	23.22	$N=Z=28$
$1f_{5/2}$	23.67	25.95	13.83	17.85	$N=Z=50$
$2p_{3/2}$	21.88	22.58	12.97	14.43	
$2p_{1/2}$	19.80	21.13	11.29	12.94	
$1g_{9/2}$	15.54	18.82	10.12	11.45	
$2d_{5/2}$	9.87	10.08			$N=82$
$1g_{7/2}$	9.64	11.43			
$3s_{1/2}$	8.38	7.80			
$2d_{3/2}$	8.34	6.84			
$1h_{11/2}$	7.02	7.65			

Результаты расчета энергий нейтронных и протонных подоболочек, выполненных в работах [15, 16] и [9], сравниваются на рис. 34. В работах [15, 16] расчет выполнен для изотопа  $^{118}\text{Sn}$ , а в работе [9] – для изотопа  $^{121}\text{Sn}$ . Так как положение нейтронных и протонных подоболочек изотопов  $^{118}\text{Sn}$  и  $^{121}\text{Sn}$  слабо зависит от массового числа  $A$ , такое сравнение вполне допустимо. Существенное различие между результатами этих расчетов



обусловлено различием в выборе глубины потенциальной ямы. В работе [9] она составляет 43.2 МэВ для нейтронов и порядка 60 МэВ для протонов. В работах [15, 16] она порядка 80 МэВ, что приводит к существенному различию в положении глубоких одночастичных состояний  $1s_{1/2}$ ,  $1p_{3/2}$ ,  $1p_{1/2}$ .

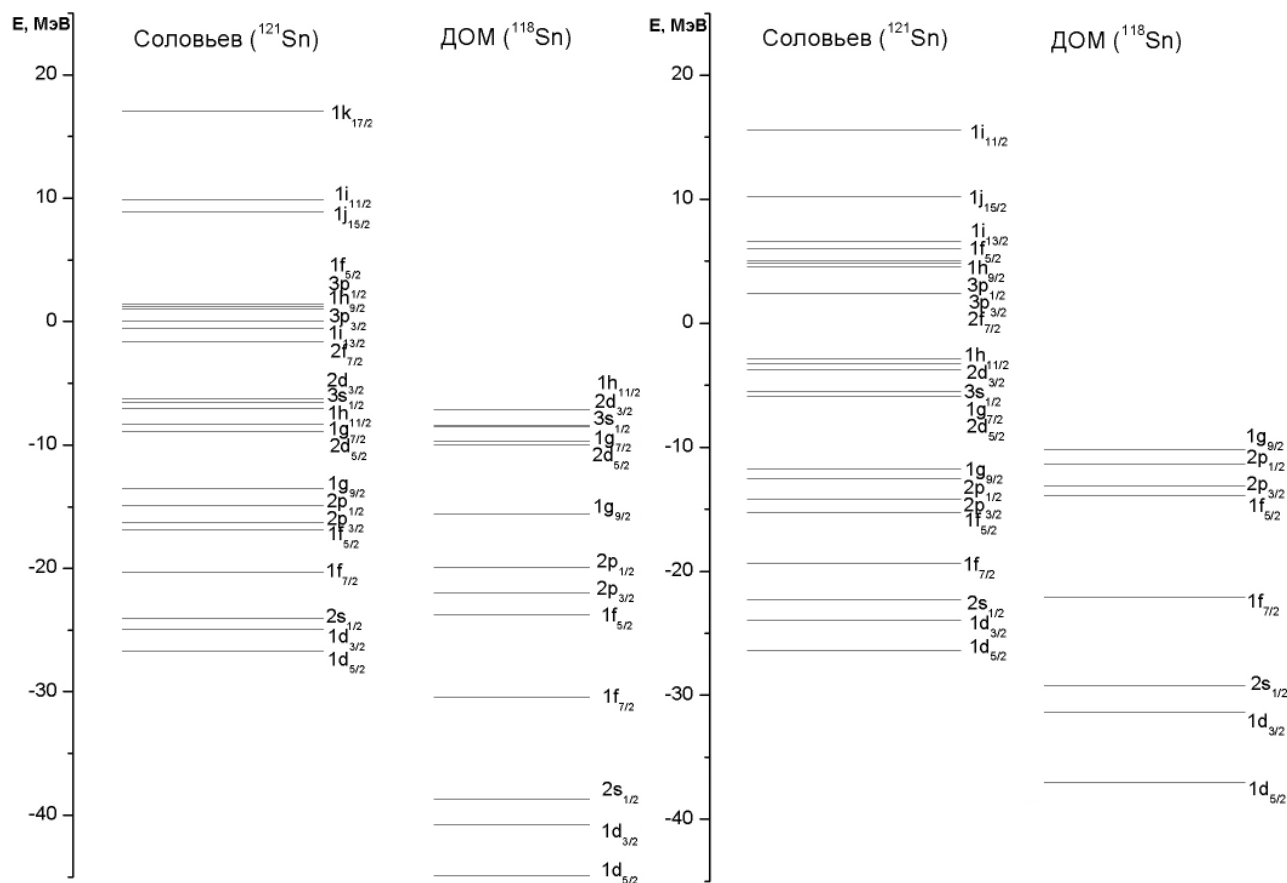


Рис. 34. Сравнение расчета полного спектра одночастичных состояний, выполненного в работах [15, 16] и [9]. В левой части рисунка приведен спектр нейтронов, в правой – протонов.

В табл. 23 приводятся схемы нейтронных и протонных одночастичных состояний, рассчитанные в работе [9] с потенциалом Вудса-Саксона.

Табл. 23. Энергии нейтронных и протонных одночастичных состояний, рассчитанные в работе [9].

элемент	A	N	Энергия одноквизичастичных уровней $I_{nlj}^{\pi}$				
			$5/2^+$ $2d_{5/2}$	$7/2^+$ $1g_{7/2}$	$1/2^+$ $3s_{1/2}$	$11/2^-$ $1h_{11/2}$	$3/2^+$ $2d_{3/2}$
Sr	89		0		1032		
Zr	91	51	0		1205	2170	
Mo	92		0		943	2247	
Zr	93	53	0		949		
Mo	95		0	766		1938	
Zr	95	55	0	422	954	2020	
Mo	97		0			1437	
Ru	99		0	340			
Ru	101	57	0	307	325	528	
Pd	103		0	244			
Pd	105	59	0	306	344	486	
Cd	107		0	205		856	
Sn	109			0		1256	
Pd	107	61	0		116	215	
Cd	109		0	205	60	463	
Sn	111		54	0	254	979	
Pd	109	63	0		112	188	
Cd	111		247	419	0	396	340
Sn	113		410	79	0	740	498
Cd	113	65			0	210	300
Sn	115			612	0	730	497
Te	117		247		0	310	
Cd	115	67			0	173	
Sn	117			712	0	317	158
Te	119				0	300	
Cd	117	69			0	113	
Sn	119			788	0	89	24
Te	121				0	294	212
Cd	119	71			0	146	27
Sn	121				60	63	0
Te	123				0	248	159
Sn	123	73			150	0	25
Te	125			642	0	150	35
Xe	127				0		125
Sn	125	75			215	0	28
Te	127				61	88	0
Xe	129				0	236	40
Ba	131				0	287	108
Te	129	77			180	106	0
Xe	131				80	164	0
Ba	133				0	289	12
Ce	135				0	246	83
Nd	137				0	520	104
Te	131	79			297	182	0
Xe	133				263	262	0
Ba	135				220	268	0
Ce	137				254	160	0
Nd	139				95	231	0
Sm	141				0	179	1,6
Xe	135	81			288	288	0
Ba	137				281	281	0
Ce	139			1347	252	252	0
Nd	141		1224	1346	194	194	0
Sm	143		1107	1369	107	107	0

Подводя итог рассмотрению структуры спектров низко-расположенных возбужденных состояний изотопов  $^{100-135}\text{Sn}$ , можно сделать следующие заключения:

- 1) В спектрах низковозбужденных состояний нечетных изотопов  $\text{Sn}$  отчетливо проявляется одночастичная природа.
- 2) Так как в нечетных изотопах  $^{100-135}\text{Sn}$  величина энергетической щели для протонных возбуждений составляет  $\sim 5$  МэВ и слабо изменяется с изменением массового числа  $A$ , низковозбужденные состояния в основном определяются переходом нейтрона в пределах оболочки  $N=50-82$ .
- 3) Первые возбужденные состояния  $2^+$  в четно-четных изотопах  $^{100-135}\text{Sn}$  слабо зависят от массового числа  $A$  и располагаются в районе энергии 1.2 МэВ. Наблюдающееся повышение энергии  $2^+$  при  $N=64$  свидетельствует о группировке подоболочек  $2d_{5/2}$  и  $1g_{7/2}$  и подоболочек  $3s_{1/2}$ ,  $1h_{11/2}$  и  $2d_{3/2}$ .
- 4) Так как область энергий, в которой располагаются подоболочки  $2d_{5/2}$ ,  $1g_{7/2}$ ,  $3s_{1/2}$ ,  $1h_{11/2}$  и  $2d_{3/2}$  составляет всего  $\sim 3$  МэВ, при заполнении их нейтронами часто наблюдается нарушение последовательности заполнения отдельных оболочек. Может происходить подхват нечетных частиц с частично заполненной подоболочки с меньшим значением  $j$  и образование связанной пары нейтронов с суммарным значением  $J^P = 0^+$  на подоболочке с полным моментом  $j$ , имеющим большее значение.
- 5) Энергия связи пары нейтронов на подоболочке зависит от спина  $j$  заполняемой подоболочки. Пары нуклонов на подоболочке с большим  $j$  связаны сильнее, чем на подоболочке с меньшим  $j$ .
- 6) Возбужденные состояния в четно-четных изотопах  $\text{Sn}$  располагаются в области энергии возбуждения выше 1 МэВ, что приводит к сложной многофононной природе возбужденных состояний.

## Литература

---

- 1 M. Goepfer-Mayer. Phys. Rev. 74 (1948), 235; Phys. Rev. 75 (1949), 1969
- 2 O. Haxel, J.H.D. Jensen, H.E. Suess. Phys. Rev. 75 (1949), 1766
- 3 S. Raman, C.W. Nestor, P. Tikkanen. Atomic Data and Nuclear Data Tables 78, 1 (2001)
- 4 N.J. Stone. Atomic Data and Nuclear Data Tables 90, 75 (2005)
- 5 Б.С. Ишханов, В.Н. Орлин. Ядерная физика 68, 1407 (2005)
- 6 База данных ЦДФЭ
- 7 D. Seweryniak. Nuclear Physics News 19, N1, 18 (2009)
- 8 D. Seweryniak et al Nucl Instr Meth B70, 358 (1992)
- 9 В.Г. Соловьев. Теория атомного ядра. Ядерные модели. Москва, Энергоиздат. 1981
- 10 L.Y. Jia, H. Zhang, Y.M. Zhao. Phys Rev C76, 054305 (2007)
- 11 A. Arima, F. Iachello. Ann Phys 99, 253 (1976), 111, 201 (1978), 123, 468 (1979)
- 12 M. Hjorth-Jensen, T.T.S. Kuo, E. Osnes. Phys. Rep. 261, 125 (1995)
- 13 В.Е. Митрошин. ЭЧАЯ т33, вып. 6, 1445 (2002)
- 14 I.N. Boboshin et. al. Nucl. Phys. A, 1989, v496, p93
- 15 О.В. Беспалова и др. Известия РАН. Серия физическая, 2005, т.69, N1, стр.116-119
- 16 О.В. Беспалова и др. Известия РАН. Серия физическая, 2005, т.69, N5, стр.678-681
- 17 M. Kleban et. al. Phys. Rev. C, 2002, 65, p 024309
- 18 S. Typel, N.N. Wolter. Nucl. Phys. A, 1999, v656, p331.

**Б.С. Ишханов**  
**С.Ю. Трощев**  
**В.А. Четверткова**

**НИЗКОЛЕЖАЩИЕ СОСТОЯНИЯ ИЗОТОПОВ Sn**

Препринт НИИЯФ МГУ № 2009-7/851

Работа поступила в ОНТИ 06.08.2009