

## Ядерная спектроскопия изотопов Cd

Б. С. Ишханов<sup>1,2\*</sup> А. А. Костюков<sup>2†</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,  
физический факультет, кафедра общей ядерной физики.

<sup>2</sup>Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына МГУ имени М. В. Ломоносова.  
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2  
(Статья поступила 15.07.2013; Подписана в печать 12.09.2013)

Исследована структура основного и низко возбужденных состояний изотопов кадмия. Проанализированы результаты экспериментальных работ, в которых получены спектроскопические факторы изотопов Cd в прямых реакциях срыва и подхвата. Проведено сравнение структуры ядерных уровней изотопов Cd, полученных из экспериментальных данных по спектроскопическим факторам в оболочечной модели, с данными, рассчитанными в бозон-фермионной и квазичастично-фонной моделях.

PACS: 21.10.Jx, 21.60.Cs

УДК: 539.144.3

Ключевые слова: структура ядерных состояний, спектроскопический фактор, степень заполненности, оболочечная модель, бозон-фермионная модель, квазичастично-фонная модель.

### ВВЕДЕНИЕ

Изучение низколежащих возбужденных состояний атомных ядер дает информацию о структуре атомных ядер и особенностях динамики ядерной материи. В этом отношении изотопы кадмия дают уникальную возможность исследовать изменение свойств атомных ядер в зависимости от заполнения нейтронами одночастичных состояний ядер в широком диапазоне массовых чисел  $A$ . Известно 37 изотопов Cd, среди которых 8 стабильных изотопов. В изотопах Cd происходит заполнение нейтронами оболочки  $51 \leq N \leq 82$ . Информация о заполненности одночастичных состояний нейтронами в различных изотопах Cd была получена в экспериментах однонуклонной передачи в ядерных реакциях срыва и подхвата. Расчеты спектра возбужденных состояний выполнены в различных ядерных моделях. Из сравнения экспериментальных данных с результатами теоретических расчетов следует сложная природа низколежащих возбужденных состояний. Одночастичные возбуждения оказываются сильно связаны с коллективными колебаниями, что существенно усложняет структуру спектра низколежащих возбужденных состояний. Описание спектра этих состояний в изотопах Cd позволяет сопоставить возможности различных теоретических моделей в описании результатов экспериментов.

### 1. МОДЕЛЬ ЯДЕРНЫХ ОБОЛОЧЕК

Атомное ядро представляет собой связанное состояние  $A$  нуклонов. Состояние нуклонов в ядре описывают с помощью уравнения Шредингера, используя

гамильтониан:

$$H = \sum_{i=1}^A T_i + \sum_{i=1}^A \sum_{\alpha < i} V_{i\alpha},$$

где  $T_i$  — оператор кинетической энергии нуклона  $i$ ,  $V_{i\alpha}$  — оператор потенциальной энергии взаимодействия нуклонов  $i$  и  $\alpha$ .

Однако в силу сложности решения уравнения Шредингера с таким гамильтонианом обычно используют различные приближенные методы описания атомных ядер — модели ядер. Одна из широко используемых моделей — модель ядерных оболочек.

Основанием для построения модели оболочек явилось то, что на фоне экспериментально измеренной монотонной зависимости энергии связи ядра от массового числа  $A$  были обнаружены ядра, в которых энергия связи больше, чем у соседних ядер. Эти ядра имеют также повышенные энергии отделения нейтрона и протона и повышенную распространенность в природе. Такие ядра получили название магических, а числа протонов или нейтронов в них — магических чисел.

Магические числа протонов и нейтронов: 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126.

Приближение модели оболочек сводится к тому, что многочастичная задача сводится к построению практически одинакового для всех нуклонов потенциала притяжения  $V(r)$  (потенциальной ямы), в котором нуклоны рассматриваются как независимые частицы. Наиболее близок к реальному ядерному потенциалу потенциал Вудса–Саксона:

$$V_{WS}(r) = -\frac{V_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)},$$

где  $V_0 \approx 50$  МэВ,  $R = 1,3 \times A^{1/3}$  Фм — радиус ядра,  $a = 0,6$  Фм — параметр, характеризующий плотность ядерной материи на периферии ядра. В случае потенциала Вудса–Саксона для решения уравнения Шредингера необходимы численные расчеты на ЭВМ. Задачу

\*E-mail: bsi@depni.sinp.msu.ru

†E-mail: akostuckov@googlemail.com

можно существенно упростить, если использовать различные модельные гамильтонианы, допускающие аналитическое решение, и в частности использовать потенциал гармонического осциллятора:

$$V(r) = -V'_0 + \frac{1}{2}m\omega_0^2 r^2,$$

где  $V'_0 = 30 \text{ МэВ}$ ,  $m$  — масса нуклона,  $\omega_0 = \sqrt{\frac{2V'_0}{mR^2}} \approx 41 \times A^{-1/3} \text{ МэВ}$ .

Уровни гармонического осциллятора эквидистантны и вырождены по орбитальному моменту нуклона  $\mathbf{l}$ . В потенциале Вудса–Саксона вырождение по  $\mathbf{l}$  снимается. Однако, как в случае потенциала Вудса–Саксона, так и потенциала гармонического осциллятора удалось объяснить только три первых магических числа  $N = 2, 8, 20$ .

В простейших одночастичных моделях считалось, что взаимодействие между нуклонами не зависит от спинов  $\mathbf{s}$  нуклонов. Поэтому ядерные состояния характеризовались двумя квантовыми числами:  $n$  (главное квантовое число) и  $\mathbf{l}$  (орбитальный момент нуклона). Учет зависимости ядерного взаимодействия от спина нуклона приводит к дальнейшему усложнению ядерного потенциала модели оболочек:

$$V(r) = -V_{WS}(r) + V_2(r) \cdot \mathbf{l}\mathbf{s} + V_3(r)\mathbf{s}_1\mathbf{s}_2. \quad (1)$$

Особенно широкое распространение модель ядерных оболочек получила после того, как в работах Гепперт-Майер [1] и Йенсена [2] было показано, что введение спин-орбитального взаимодействия между нуклонами позволяет описать все магические числа нуклонов.

Максимальное число протонов или нейтронов в оболочке с квантовым состоянием  $\mathbf{j}$   $N = 2j + 1$ . В потенциале (1) снимается вырождение по полному моменту нуклона  $j = l + s$ , которое в зависимости от взаимной ориентации спинового  $\mathbf{s}$  и орбитального  $\mathbf{l}$  моментов принимает два значения:  $j = l + 1/2$  и  $j = l - 1/2$ . Объяснение всех магических чисел достигается за счет того, что уровень с  $j = l + 1/2$  опускается ниже по энергии и может при больших значениях  $\mathbf{l}$  оказаться в соседней более низко расположенной по энергии оболочке. Эмпирическая оценка величины спин-орбитального расщепления  $\Delta E(ls)$ , полученная на основе экспериментальных данных:

$$\begin{aligned} \Delta E(ls) &= E(j = l + 1/2) - E(j = l - 1/2) = \\ &= -12(2l + 1)A^{-2/3} \text{ МэВ}. \end{aligned}$$

Ядерные состояния, учитывающие спиновое состояние нуклона, характеризуются набором квантовых чисел  $(n, l, j, j_z)$ . Согласно одночастичной модели оболочек, в ядре, по мере увеличения массового числа  $A$ , в соответствии с принципом Паули происходит последовательное заполнение протонных и нейтронных одночастичных состояний.

Следующим важным проявлением ядерной динамики является спаривание тождественных нуклонов, находящихся на одной оболочке. Ярким проявлением спаривания нуклонов является то, что все четно-четные ядра (ядра, имеющие четное число протонов и четное число нейтронов) связаны наиболее сильно по сравнению со своими соседями (четно-нечетными и нечетно-нечетными ядрами) и имеют в основном состоянии спин  $\mathbf{J}$  и четность  $P$ :

$$J^P = 0^+.$$

Если две тождественные частицы находятся в оболочке  $(n, l, j)$  над остовом с моментом  $\mathbf{J}$  и четностью  $P$   $J^P = 0^+$ , то суммарный момент этих частиц  $\mathbf{J}$  может принимать только четные значения  $|j - j| \leq J \leq |j + j|$ . Четность этих состояний  $P = [(-1)^l]^2 = +1$ . При этом низшим по энергии оказывается состояние  $J^P = 0^+$ . Т.е. спаривание двух нуклонов, находящихся в состояниях  $|j, m >$  и  $|j, -m >$ , происходит, когда их угловые моменты складываются в полный момент  $\mathbf{J} = \mathbf{j} + \mathbf{j} = 0$ . Экспериментально получено, что энергия спаривания двух тождественных нуклонов  $\delta$  приближенно описывается соотношением:

$$\delta = 12 \times A^{-1/2} \text{ МэВ},$$

что составляет величину  $\sim 1.2 \text{ МэВ}$  для ядер с массовым числом  $A \approx 100$ .

Спаривание нуклонов приводит к отклонениям в последовательности заполнения одночастичных состояний модели оболочек. Экспериментально установлено, что при заполнении ядерных оболочек, сильно различающихся величиной  $\mathbf{j}$ , более выгодно заполнение парой тождественных нуклонов состояния с большим значением  $\mathbf{j}$ . Так конфигурация  $(s_{1/2})^2 h_{11/2}$  имеет меньшую энергию связи, чем  $s_{1/2}(h_{11/2})^2$ , что объясняет значение спина  $J^P = 1/2^+$  основных состояний нечетных изотопов Cd ( $A = 111, 113, 115, 117$ ).

Рассмотренная выше модель оболочек справедлива для описания сферических ядер. Наиболее адекватно она описывает магические ядра и ядра, имеющие один нуклон сверх заполненной оболочки или одну вакансию в заполненной оболочке. Однако, по мере увеличения числа нуклонов над заполненным сферическим остовом проявляется еще один фактор ядерной динамики. Внешние нуклоны над заполненным сферически симметричным остовом приводят к его деформации — ядро деформируется. Деформация атомного ядра приводит к расщеплению ядерных состояний  $(n, l, j, j_z)$  в зависимости от величины проекции полного момента ядра на его ось симметрии. В случае деформированных ядер, имеющих форму эллипсоида, ядерный потенциал (потенциал Нильссона) [3] имеет вид:

$$\begin{aligned} V_{Nilsson}(r) &= -V_0 - \frac{1}{2}m(\omega_{xy}^2(x^2 + y^2) + \omega_z^2 z^2) + \\ &+ C\mathbf{l}\mathbf{s} + D\mathbf{l}^2, \quad \omega_{xy} \neq \omega_z. \end{aligned}$$

Положение одночастичных уровней в потенциале Нильссона зависит от величины и знака параметра деформации ядра  $\beta$ .

Таким образом, основные факторы, влияющие на ядерную динамику — это:

- параметры усредненного одночастичного потенциала ядра;
- спин-орбитальное взаимодействие нуклонов;
- спаривание тождественных нуклонов;
- деформация атомного ядра.

Изотопы Cd имеют 20 протонов в оболочке  $Z = 29-50$ . Важной характеристикой модели ядерных оболочек является число нейтронов (протонов), находящихся в состоянии, характеризующемся квантовыми числами  $n, l, j, j_z$ . Максимальное число нейтронов (протонов) в оболочке  $(n, l, j, j_z)$  равно  $N_{\max} = 2j + 1$ . Для наглядности вводят параметр  $V_j^2 = N/N_{\max} = N/(j+1)$ , характеризующий заполненность оболочки  $(n, l, j, j_z)$ . Очевидно, что для полностью заполненной нейтронами (протонами) оболочки  $(n, l, j, j_z)$   $V_j^2 = 1$ . Если на оболочке нейтронов (протонов) нет, то  $V_j^2 = 0$ . В табл. I приведена заполненность  $V_j^2$  протонных состояний изотопов  $^{111,113}\text{Cd}$  [4–7] в оболочке  $Z = 29-50$ . Сравнение заполненности протонных состояний изотопов  $^{111,113}\text{Cd}$  [4–7], приведенное в табл. I, показывает, что заполнение нейтронных состояний не сказывается на заполнении протонных состояний в изотопах Cd. Протонные состояния  $1f_{5/2}, 2p_{3/2}$  и  $2p_{1/2}$  заполнены полностью. В состоянии  $1g_{9/2}$  имеется вакансия  $\sim 1-2$  протона. Однако, число нейтронов  $N$  в изотопах Cd влияет на величину энергии отделения одного и двух протонов.

На рис. 1 показаны зависимости энергии отделения протона  $B_p$  и энергии отделения двух протонов  $B_{2p}$  от числа нейтронов в изотопах Cd. При увеличении числа нейтронов от 47 до 83 энергия отделения протона увеличивается от 0.7 МэВ до 16.4 МэВ. Изотоп  $^{95}\text{Cd}$  ( $N = 47$ ) сильно перегружен протонами и находится непосредственно вблизи границы протонной радиоактивности. В зависимости энергии отделения протона  $B_p$  от числа нейтронов в ядре проявляется спаривание нейтронов, приводящее к увеличению энергии отделения  $B_p$  для четно-четных ядер.

В изотопах Cd с массовым числом  $A > 100$  происходит заполнение нейтронами состояний  $1g_{7/2}, 2d_{5/2}, 2d_{3/2}, 3s_{1/2}$ , и  $1h_{11/2}$  оболочки  $N = 51-82$ . Диаграмма одночастичных нейронных состояний показана на рис. 2. Порядок заполнения нейтронных состояний в изотопах Cd зависит от величины спин-орбитального взаимодействия, числа нейтронов на оболочке  $(n, l, j)$  и энергии спаривания нейтронов. Характерные особенности схемы одночастичных состояний нейтронов изотопов Cd:

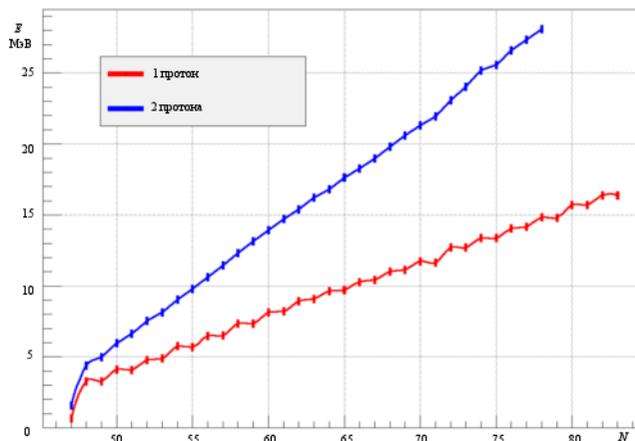


Рис. 1: Энергия отделения протона  $B_p$  и энергия отделения двух протонов  $B_{2p}$  в зависимости от числа нейтронов  $N$  в изотопах Cd

- Энергетический интервал, в котором расположены нейтронные одночастичные состояния оболочки  $N = 51-82$  составляет  $\sim 2.5$  МэВ.
- Расстояние между нижним нейтронным состоянием  $2d_{5/2}$  оболочки  $N=51-82$  и верхним нейтронным состоянием  $1g_{9/2}$  оболочки  $N=29-50$  (величина энергетической щели между оболочками  $N = 29-50$  и  $N = 51-82$ ) составляет  $\sim 4$  МэВ.
- Расстояние между верхним нейтронным состоянием  $1h_{11/2}$  оболочки  $N=51-82$  и нижним нейтронным состоянием  $2f_{7/2}$  оболочки  $N = 83-126$  составляет  $\sim 4$  МэВ.
- В случае протонных одночастичных состояний расстояние между оболочками  $Z = 29-50$  и  $Z = 51-82$  составляет  $\sim 5$  МэВ. Поэтому низколежащие возбужденные состояния в нечетных изотопах Cd обусловлены в основном переходами неспаренного нейтрона.
- Энергия спаривания нейтронов в четно-четных изотопах Cd составляет  $\sim 1.2$  МэВ.
- 5 состояний  $2d_{5/2}, 1g_{7/2}, 2d_{3/2}, 3s_{1/2}$ , и  $1h_{11/2}$ , составляющих оболочку  $N = 51-82$ , группируются, образуя пару близко расположенных состояний  $2d_{5/2}, 1g_{7/2}$  и 3 близко расположенных состояния  $3s_{1/2}, 2d_{3/2}, 1h_{11/2}$  с образованием слабо выраженной энергетической щели между этими группами состояний.

## 2. МЕХАНИЗМЫ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Одна из первых моделей описания ядерных реакций — модель составного ядра была предложена Н. Бором [8]. Согласно этой модели налетающая на

Таблица I: Заполненности  $V_j^2$  протонных состояний изотопов  $^{111,113}\text{Cd}$  [4–7]

Протонное состояние	Значения заполненности $V_j^2$ протонных состояний			
	$^{111}\text{Cd}$ [4]	$^{111}\text{Cd}$ [7]	$^{113}\text{Cd}$ [5]	$^{113}\text{Cd}$ [6]
$1g_{9/2}$	0.82	0.90	0.82	0.89
$2p_{1/2}$	0.96	0.99	0.95	0.99
$2p_{3/2}$	0.99	1.0	0.98	1.0
$1f_{5/2}$	0.99	1.0	0.99	1.0

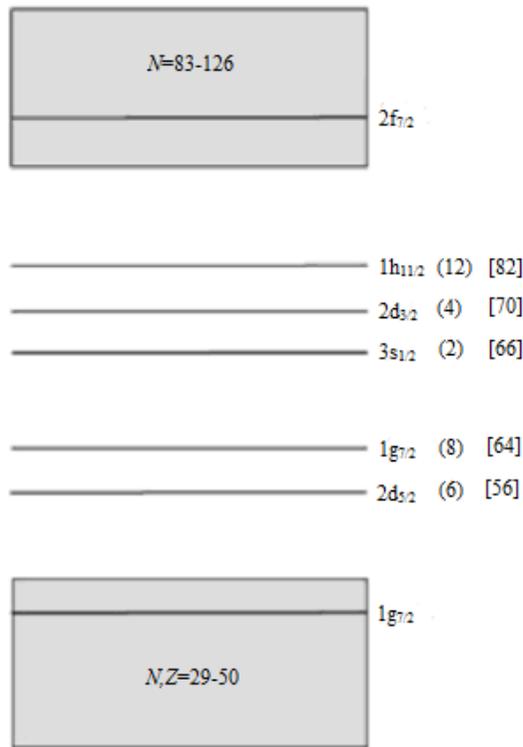


Рис. 2: Диаграмма одночастичных состояний оболочки  $N=51-82$ . Круглыми скобками обозначено число нейтронов на уровне, квадратными — полное число нейтронов  $N$ , заполняющих данные состояния и все состояния, расположенные ниже по энергии

ядро частица  $X$  захватывается ядром  $A$ , что приводит к образованию составного ядра ( $A + X$ ), которое затем распадается с образованием различных частиц в выходном канале. Однако вскоре было обнаружено большое число ядерных реакций, которые нельзя было объяснить в рамках модели Бора. Так, например, угловые распределения неупруго рассеянных быстрых нейтронов на ядрах обнаруживают асимметрию вперед в с.ц.и., которую нельзя объяснить механизмом образования составного ядра. Аналогичные отклонения от модели Бора наблюдались и в реакциях с тяжелыми ионами. Объяснение экспериментальных данных по неупругому рассеянию нуклонов в реакциях (p,p) и (n,p) состояло в том, что налетающий нуклон не

образует составную систему, а передает часть своей энергии одному нуклону ядра, который сразу испускается из ядра. Такой механизм реакции получил название прямого или поверхностного взаимодействия, т.к. он происходит в основном на нуклонах, находящихся на поверхности ядра и слабо связанных с ядром [9, 10]. В реакциях прямого взаимодействия переход от начального ядра к конечному ядру происходит прямо, непосредственно, без промежуточного этапа образования составного ядра. Прямое взаимодействие двух ядер происходит путем передачи одного или нескольких нуклонов от одного ядра другому. Совершенно необычно с точки зрения механизма Бора протекают многие реакции под действием дейтронов, для которых механизм образования составного ядра не позволяет объяснить ни функцию возбуждения, ни угловое распределение вылетающих частиц. Так, не удавалось объяснить, почему при низких энергиях дейтронов ( $E_d < 2.0$  МэВ) выход реакции (d,p) был больше, чем выход реакции (d,n): казалось, что нейтрону легче вылететь из составного ядра, т.к. протону необходимо преодолеть кулоновский потенциальный барьер. Тем не менее, сечение реакции (d,p) было больше сечения реакции (d,n).

Прямые ядерные реакции наиболее существенны для налетающих частиц с энергией 10–30 МэВ. При энергии меньше 10 МэВ длина волны налетающей частицы превышает размер ядра, поэтому налетающая частица взаимодействует сразу со всеми нуклонами ядра. При энергиях больше 30 МэВ ядро становится прозрачным для налетающей частицы, и она взаимодействует не только с нуклонами, находящимися на поверхности ядра, но и с более сильно связанными нуклонами, находящимися на глубоко расположенных по энергии ядерных оболочках, что приводит к многочастичным возбужденным состояниям атомного ядра.

Прямыми ядерными реакциями являются реакции срыва и подхвата (рис. 3). В результате взаимодействия нуклона или легкого ядра с ядром с массовым числом  $A$ , налетающий нуклон или легкое ядро может подхватить из ядра  $A$  нуклон, при этом массовое число образовавшегося конечного ядра окажется равным  $A - 1$ . Такие реакции называют реакциями подхвата. Примеры реакций подхвата: реакции (p,d), (d, $^3\text{He}$ ), (t, $\alpha$ ), (d,t), ( $^3\text{He}$ , $\alpha$ ). Исследуемое ядро может также сорвать нуклон с налетающего ядра, и тогда массовое число

конечного ядра станет равным  $A + 1$ . Такие реакции называют реакциями срыва, их примерами могут служить реакции:  $(d,p)$ ,  $(d,n)$ ,  $({}^3\text{He},d)$ ,  $(\alpha,t)$ ,  $(t,d)$ ,  $(\alpha,{}^3\text{He})$ .

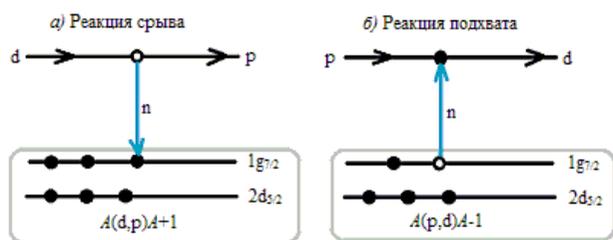


Рис. 3: Схематическое представление реакции а) срыва с образованием ядра  $A+1$  в состоянии  $7/2^+$ ; б) подхвата с образованием ядра  $A-1$  в состоянии  $7/2^+$

В прямых ядерных реакциях исследуют заполненности одночастичных ядерных состояний  $V_j^2$ . Вероятность нуклону занять незаполненное состояние  $(n, l, j)$  ядра пропорциональна числу вакантных мест в этом состоянии. Аналогично, вероятность подхватить нуклон налетающей частицей пропорциональна заполненности ядерного состояния.

Взаимодействие дейтронов с атомными ядрами при энергии, сравнимой с высотой кулоновского барьера, было проанализировано в 1951 г. Батлером [11], который показал, что, изучая энергетические и угловые распределения продуктов реакции  $(d,p)$ , можно получить информацию об энергетических состояниях конечного ядра, образующегося в этих реакциях, т.е. определить их энергию  $E$ , орбитальный момент количества движения  $l$  и четность  $P$ . В соответствии с законом сохранения энергии в реакции  $(d,p)$  кинетическая энергия протона однозначно определяет энергию возбуждения образующегося ядра. Применение законов сохранения момента количества движения и четности позволяет по четности и спину основного состояния ядра-мишени и по характеру углового распределения продуктов реакции определить четность состояний образующегося ядра  $A + 1$ . Вероятность нейтрону занять различные ядерные состояния ядра  $A + 1$  определяется заполненностью  $V_j^2$  соответствующего состояния.

При захвате ядром с массовым числом  $A$  свободного нейтрона с кинетической энергией  $T_n \geq 0$ , энергия возбуждения  $W$  образующегося ядра  $A + 1$  определяется соотношением:

$$W = \varepsilon_n + T'_n = \varepsilon_n + \frac{A}{A+1} T_n,$$

где  $\varepsilon_n$  — энергия связи нейтрона в ядре  $A + 1$ ,  $T'_n$  — кинетическая энергия нейтрона и ядра в с.ц.и. Поэтому, при захвате ядром нейтрона с нулевой кинетической энергией, возбуждение ядра не может быть меньше энергии связи нейтрона в ядре  $A + 1$ , которая в среднем равняется 8 МэВ. Особенность взаимодействия с ядром нейтрона, связанного в дейтроне, в реакции срыва состоит в том, что в этом случае нейтрон

может возбудить в ядре  $A + 1$  состояния с энергией  $E < \varepsilon_n$ . Кинетическая энергия вылетающих протонов  $T_p$  определяется соотношением:

$$T_p = E - E_d - (E_f - E_b),$$

где  $E$  — кинетическая энергия относительного движения дейтрона и ядра  $A$ ,  $E_d = 2.2 \text{ МэВ}$  — энергия связи дейтрона,  $E_b$  — энергия начального состояния ядра  $A$ ,  $E_f$  — энергия конечного ядра  $A + 1$ .

Если  $E_b - E_f < 0$ , то нейтрон занимает одно из связанных состояний конечного ядра  $A + 1$ . Каждому дискретному значению разности энергий  $(E_f - E_b)$  соответствует группа протонов с энергией  $E_p$ . Измерив энергию вылетающих протонов можно получить информацию о том, какое состояние ядра  $A + 1$  занял захваченный нейтрон.

Полные моменты  $\mathbf{J}$  состояний ядер  $A$  и  $A + 1$  и полный момент  $\mathbf{j}$  переданного нейтрона в реакциях срыва связаны законом сохранения момента количества движения:

$$\mathbf{J}_{A+1} = \mathbf{J}_A + \mathbf{l} + \mathbf{s},$$

где  $\mathbf{l}$  — орбитальный,  $\mathbf{s}$  — спиновый моменты нейтрона.

Угловое распределение протонов в реакции срыва  $(d,p)$  зависит от того, какое состояние в ядре  $A + 1$  займет нейтрон. Если нейтрон оказывается в  $s$ -состоянии, то в угловом распределении протонов наблюдается сильный максимум под углом  $0^\circ$ . При захвате в состоянии  $p$  ( $l = 1$ ),  $d$  ( $l = 2$ ),  $f$  ( $l = 3$ ) главные максимумы расположены под большими углами. Чем больше орбитальный момент количества движения  $l$ , передаваемый нейтроном ядру, тем под большим углом по направлению пучка дейтронов наблюдается главный максимум в угловом распределении протонов (рис. 4). Однако, при анализе угловых распределений протонов следует иметь в виду, что при взаимодействии дейтронов с ядром  $A$ , наряду с реакциями срыва, могут также происходить реакции, идущие через стадию образования составного ядра. Различие в угловых распределениях этих двух типов реакций состоит в том, что угловое распределение протонов, образующихся в результате механизма составного ядра, симметричны относительно  $90^\circ$ . Интерференция между этими механизмами приводит к искажению углового распределения протонов.

Если в реакции возможно несколько значений орбитального момента  $l$ , то в угловом распределении вылетающих частиц будет несколько максимумов, при этом наиболее интенсивным будет максимум, соответствующий наименьшему углу  $\theta$  вылетающей частицы. Из сравнения экспериментально измеренной зависимости  $\sigma_{exp}(\theta)$  и теоретической зависимости сечения  $\sigma_{DWBA}(\theta)$ , рассчитанной в борновском приближении, определяется квантовое число  $l$  — величина переданного орбитального момента нуклона.

Сечение  $\sigma_{DWBA}(\theta)$  при сильной зависимости от углового момента  $l$  мало чувствительно к величине

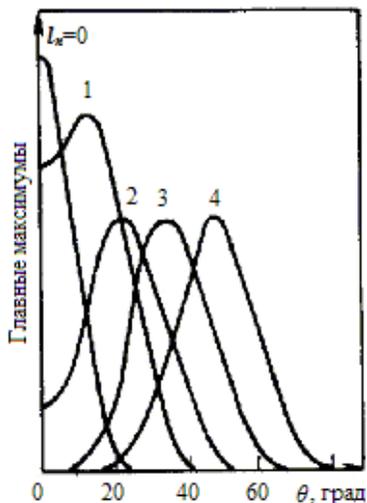


Рис. 4: Связь квантового числа орбитального момента переданного нейтрона  $l_n$  с углом рассеяния протона  $\theta$

полного переданного момента  $j$ . Эксперименты срыва и подхвата, в случае если они не проводятся с поляризованными частицами, не позволяют определять полный момент  $j$  переданного нуклона. В этих экспериментах определяется только орбитальный момент  $l$  переданного нейтрона.

### 3. СПЕКТРОСКОПИЧЕСКАЯ СИЛА И СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЙ ФАКТОР

Рассмотрим в качестве примера реакции срыва  $A + d \rightarrow (A + 1) + p$ . Начальное состояние  $A + d$  представляет собой состояние, в котором дейтрон и ядро  $A$ , удаленные на бесконечно большое расстояние, движутся навстречу друг другу с энергией относительного движения  $E$ . Волновая функция состояния начальной системы:

$$\Phi = \varphi_d(r)\psi_i(r),$$

где  $\varphi_d(r)$  — волновая функция дейтрона,  $\psi_i(r)$  — волновая функция основного состояния начального ядра  $A$ .

Конечное состояние системы  $(A+1)+p$  соответствует захвату ядром  $A$  нейтрона из дейтрона с образованием ядра  $A + 1$  в состоянии  $\psi_f(r)$  и удалению протона на бесконечное расстояние.

Протекание реакции срыва нейтрона в реакции  $A(d,p)A + 1$  можно разделить на 3 последовательных этапа:

1. Рассеяние дейтрона  $d$  во входном канале на ядре  $A$ , которое обычно описывается оптической моделью.
2. Одноступенчатая передача нейтрона  $n$  от дейтрона  $d$  ядру  $A$  на одночастичное состояние ядра  $A + 1$ .

3. Рассеяние протона  $p$  на ядре  $A + 1$ , которое также описывается оптической моделью.

Обычно экспериментально измеренное сечение реакции срыва представляется в виде трех сомножителей:

$$\frac{d\sigma_{\text{exp}}(l, j)}{d\Omega} = N \cdot S_i(l, j) \cdot \frac{d\sigma_{DWBA}(l, \theta)}{d\Omega}, \quad (2)$$

где  $\frac{d\sigma_{DWBA}(l, \theta)}{d\Omega}$  — сечение реакции срыва в борновском приближении искаженных волн DWBA, которое рассчитывается теоретически,  $N$  — численный множитель, описывающий разделение дейтрона  $d$  на протон  $p$  и нейтрон  $n$ , и  $S_i(l, j)$  — спектроскопическая сила конечного состояния  $(l, j)_i$  ядра  $A + 1$ . Т. е. спектроскопическая сила  $S_i(l, j)$ , определяется как множитель, нормирующий дифференциальные сечения  $\frac{d\sigma_{\text{exp}}(l, j, \theta)}{d\Omega}$  и  $\frac{d\sigma_{DWBA}(l, \theta)}{d\Omega}$  по абсолютной величине при фиксированном значении величины  $N$ . Спектроскопический фактор  $c^2 S_i(l, j)$  и спектроскопическая сила  $S_i(l, j)$  ядерного состояния связаны соотношением:

$$S_i(l, j) = \frac{2J_d + 1}{2J_i + 1} c^2 S_i(l, j).$$

Спектроскопический фактор  $c^2 S_i(l, j)$  отражает вероятность того, что нейтрон занимает одну из одночастичных орбит ядра  $A$  с образованием ядра  $A + 1$  в конечном состоянии  $(l, j)_i$ . Поэтому сумма по всем состояниям  $(l, j)_i$  спектроскопических факторов передачи нейтрона с фиксированными значениями орбитального и полного моментов  $l, j$  пропорциональна числу свободных мест (вакансий) на подболочке  $(n, l, j)$  ядра  $A$ . Аналогично для реакций подхвата сумма спектроскопических факторов  $c^2 S_i(l, j)$  по всем состояниям  $(l, j)_i$  пропорциональна числу нейтронов на подболочке  $(n, l, j)$  начального ядра  $A$ .

Спектроскопический фактор  $c^2 S_i(l, j)$  показывает степень перекрытия волновых функций ядра-мишени, захватившего нейтрон и образовавшегося конечного ядра  $A + 1$  в различных возбужденных состояниях.

$$c^2 S(l, j) = \left[ \int \Psi_{j_f} [\Phi_j \Psi_{j_i}]_{j_f} d\tau \right]^2,$$

где  $\Phi_j$  описывает нейтрон, захваченный в состояние  $(n, l, j)$ ,  $\Psi_{j_i}$  — волновая функция начального ядра  $A$ ,  $\Psi_{j_f}$  — волновая функция конечного ядра  $A + 1$ ,  $j_f$  — полный момент образовавшегося ядра  $A + 1$  в результате сложения моментов начального ядра  $j_i$  и нуклона  $j$ .

Примером анализа прямых ядерных реакций является исследованная в работе [12] реакция срыва  $^{114}\text{Cd}(d,p)^{115}\text{Cd}$ , при энергии налетающих дейтронов  $T_d = 12 \text{ МэВ}$ .

Закон сохранения энергии в реакции  $^{114}\text{Cd}(d,p)^{115}\text{Cd}$ :

$$\varepsilon_n + T_d = \varepsilon_d + W(^{115}\text{Cd}) + T_p, \quad (3)$$

где  $\varepsilon_n$  — энергия связи нейтрона в ядре  $^{115}\text{Cd}$ ,  $\varepsilon_d = 2.2 \text{ МэВ}$  — энергия связи дейтрона,  $W(^{115}\text{Cd})$  — энергия возбуждения образовавшегося в результате реакции ядра  $^{115}\text{Cd}$ ,  $T_p$  — кинетическая энергия образовавшегося в реакции протона.

При постоянной энергии налетающих дейтронов  $T_d$  из (3) следует, что

$$W(^{115}\text{Cd}) + T_p = T_p^{\text{max}} = \text{const.}$$

Измеряя кинетические энергии протонов, можно определить энергетические состояния образовавшегося в результате реакции ядра  $^{115}\text{Cd}$ . В частности, из разности  $T_p^{\text{max}} - T_p$  можно определить разность энергий основного и возбужденных состояний изотопа  $^{115}\text{Cd}$ . Протоны регистрировались с помощью фотопластинок, помещенных в фокальной плоскости магнитного спектрометра [12]. Было зарегистрировано большое число групп протонов, показывающее насколько сложен измеряемый спектр протонов (рис. 5). Группа протонов с максимальной энергией  $T_p^{\text{max}}$ , образующих правый максимум, помеченный индексом 0, соответствует основному состоянию ядра  $^{115}\text{Cd}$ . Максимумы, находящиеся левее, соответствуют возбужденным состояниям ядра  $^{115}\text{Cd}$ . На верхней шкале приведены энергии (кэВ), соответствующие образованию различных возбужденных состояний ядра  $^{115}\text{Cd}$ .

Протонные спектры измерялись под 12 углами от  $8^\circ$  до  $55^\circ$ , что позволило получить угловые распределения протонов. На рис. 6 приведены угловые распределения различных групп протонов реакции  $^{114}\text{Cd}(d,p)^{115}\text{Cd}$ , соответствующие нейтронам с орбитальным моментом  $l_n = 0, 2, 4, 5$ . Эталонные угловые распределения, соответствующие различным орбитальным моментам нейтрона  $l_n = 0, 2, 4, 5$  для различных групп протонов показаны на рис. 6 пунктирными линиями. По близости полученной кривой  $\sigma_{exp}(\theta)$  к эталонной кривой  $\sigma_{DWBA}(\theta)$  определялось квантовое число  $l$ . Момент количества движения  $J$  основного состояния изотопа  $^{115}\text{Cd}$ :

$$J(^{115}\text{Cd}) = J(^{114}\text{Cd}) + s_n + l_n = 0 + 1/2 + 0 = 1/2,$$

четность основного состояния  $P(^{115}\text{Cd})$  при  $l_n = 0$ :

$$P(^{115}\text{Cd}) = P(^{114}\text{Cd})P_n(-1)^l = (+1)(+1)(-1)^l = +1,$$

что соответствует заполнению нейтронного уровня  $3s_{1/2}$ . Для первого возбужденного состояния  $E^* = 0.178 \text{ МэВ}$ :

$$J(^{115}\text{Cd}) = J(^{114}\text{Cd}) + s_n + l_n = 11/2.$$

Аналогично определялись значения спин-четности для остальных состояний ядра  $^{115}\text{Cd}$ .

Для каждого состояния ядра  $^{115}\text{Cd}$  были рассчитаны значения спектроскопических сил  $S_i(l, j)$ . Полученные значения спектроскопических сил для возбужденных состояний ядра  $^{115}\text{Cd}$  с энергией  $E < 1.0 \text{ МэВ}$  приведены в табл. II. Наличие в спектре протонов большого числа уровней со значениями орбитального момента

$l = 2$  указывает на то, что одночастичные состояния под действием остаточного взаимодействия «распределяются» по большому числу возбужденных состояний ядра  $^{115}\text{Cd}$ .

Спектроскопические факторы изотопов Cd ( $A = 106, 110, 111, 112, 113, 114, 116$ ) получены в работах [4–7, 12–19]. Т.к. для анализа данных необходимо разделять отдельные возбужденные состояния конечного ядра, эксперименты выполнены на  $p, d, t$   $\alpha$ -частицах, ускоренных до энергии 10–15 МэВ. При этом обеспечено высокое энергетическое разрешение ускоренных частиц. Ускорители должны иметь достаточно высокую интенсивность пучка и высокую стабильность интенсивности во время эксперимента, т.к. приходится измерять реакции с малым сечением. Обычно это ускорители Ван де Граафа, тандем-генераторы, циклотроны.

При выборе энергии пучка дейтронов необходимо учесть в реакции  $(d,p)$  большую роль кулоновского взаимодействия между налетающим дейтроном и ядром-мишенью, которое уменьшает величину сечения прямой реакции и приводит к сглаживанию углового распределения вылетающих в результате реакции протонов. Т.к. кулоновское взаимодействие сильнее проявляется для дейтронов с энергией  $E_d \approx 12\text{--}13 \text{ МэВ}$ , увеличение энергии дейтронов до  $E_d = 17 \text{ МэВ}$  делает более корректным использование борновского приближения.

В реакциях срыва и подхвата была получена информация о спектроскопических факторах  $c^2S_i(l, j)$  на 7 изотопах Cd:  $A = 106, 110, 111, 112, 113, 114, 116$ . В изотопах Cd с массовым числом  $A \cong 105\text{--}117$  происходит заполнение одночастичных нейтронных состояний  $3s_{1/2}, 2d_{3/2}, 2d_{5/2}, 1g_{7/2}$  и  $1h_{11/2}$ . В одночастичной модели оболочек предполагается последовательное заполнение нейтронами низших одночастичных состояний по мере увеличения массового числа  $A$  в соответствии с принципом Паули. Парное взаимодействие нуклонов нарушает порядок последовательного заполнения уровней, что приводит к одновременному заполнению нескольких состояний. Поэтому несколько одночастичных состояний оказываются заполненными лишь частично. Взаимодействие между частицей с квадрупольными колебаниями остова дополнительно приводит к тому, что одночастичные состояния ядра распределяются по нескольким возбужденным состояниям ядра. Все это существенно усложняет извлечение информации о спектроскопических факторах и последовательности заполнения одночастичных состояний изотопов Cd. Из информации о спектроскопических факторах  $c^2S_i(l, j)$  на изотопах  $^{106\text{--}116}\text{Cd}$  были получены величины заселенностей нейтронных уровней  $N_j$  этих изотопов (табл. III), и значения заполненности  $V_j^2 = \frac{N_j}{2j + 1}$  нейтронных уровней этих изотопов (табл. IV).

Из данных, приведенных в табл. III и IV, можно заключить, что заполнение одночастичного состояния  $2d_{5/2}$  нейтронами составляет свыше 70%. Исключение

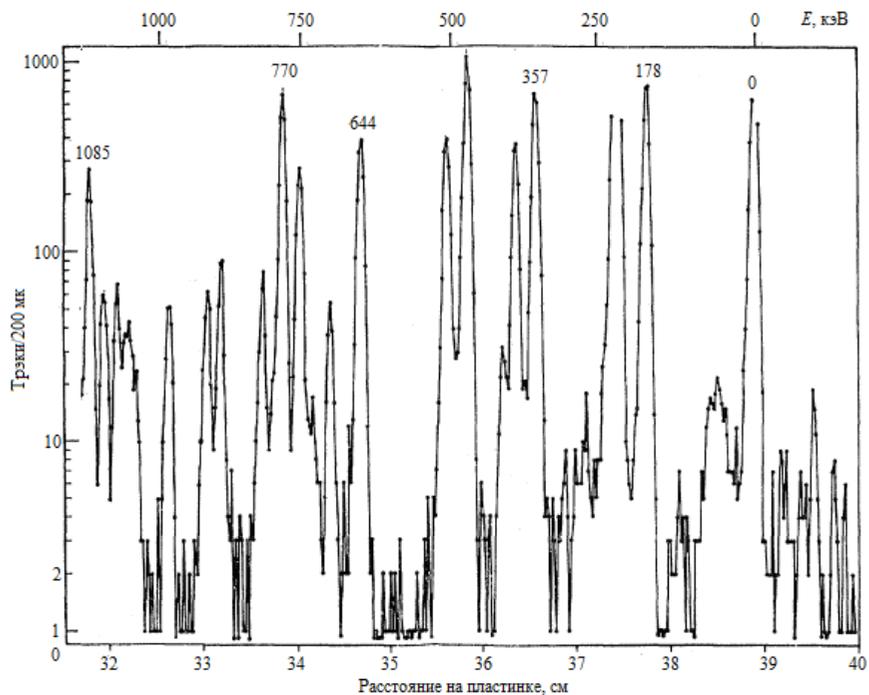


Рис. 5: Энергетический спектр протонов в реакции  $^{114}\text{Cd}(d,p)^{115}\text{Cd}$  под углом  $\theta = 50^\circ$  при энергии дейтронов  $E_d = 12 \text{ МэВ}$  [11]

Таблица II: Значения экспериментально измеренных в работе [11] энергетических уровней, сечений реакции  $^{114}\text{Cd}(d,p)^{115}\text{Cd}$ , значений орбитального момента  $l$  и спин-четностей  $J^P$  изотопа  $^{115}\text{Cd}$  и соответствующих спектроскопических сил  $S_i(l,j)$  изотопа  $^{114}\text{Cd}$

Энергия состояния, МэВ	Сечение реакции $\sigma(d,p)$ , мбн/ср	Орбитальный момент нейтрона, $l$	Спин-четность, $J^P$	Спектроскопическая сила, $S_i(l,j)$
0.0	2.80	0	$1/2^+$	0.35
0.178	0.46	5	$11/2^-$	0.33
0.227	2.29	2	$3/2^+$	0.53
0.357	0.72	2	$5/2^+$	0.096
0.389	0.27	4	$7/2^+$	0.27
0.469	0.82	2	$3/2^+$	0.184
0.503	0.45	2	$3/2^+$	0.103
0.644	0.70	0	$1/2^+$	0.085
0.695	0.03	(3)	$(7/2^-)$	0.0023
0.743	0.21	2	$3/2^+$	0.049
0.770	0.55	2	$3/2^+$	0.126
0.803	0.05	0	$1/2^+$	0.0061
0.872	0.05	3	$7/2^-$	0.0040
0.955	0.12	0	$1/2^+$	0.014

составляют данные работы [7]. Приведенные в табл. III и IV данные подтверждаются анализом низколежащих возбужденных состояний нечетных изотопов Cd (рис. 7).

Теоретические расчеты заселенности различных изотопов Cd были выполнены в нескольких работах [4, 5,

12–14, 16, 17, 20].

Энергии и заселенности нейтронных квазичастичных состояний  $3s_{1/2}$ ,  $2d_{3/2}$ ,  $2d_{5/2}$ ,  $1g_{7/2}$  и  $1h_{11/2}$  изотопа  $^{105}\text{Cd}$  рассчитывались в модели, развитой в работе [17]. На рис. 8 приведено сравнение экспериментально измеренных энергий и спектроскопических сил

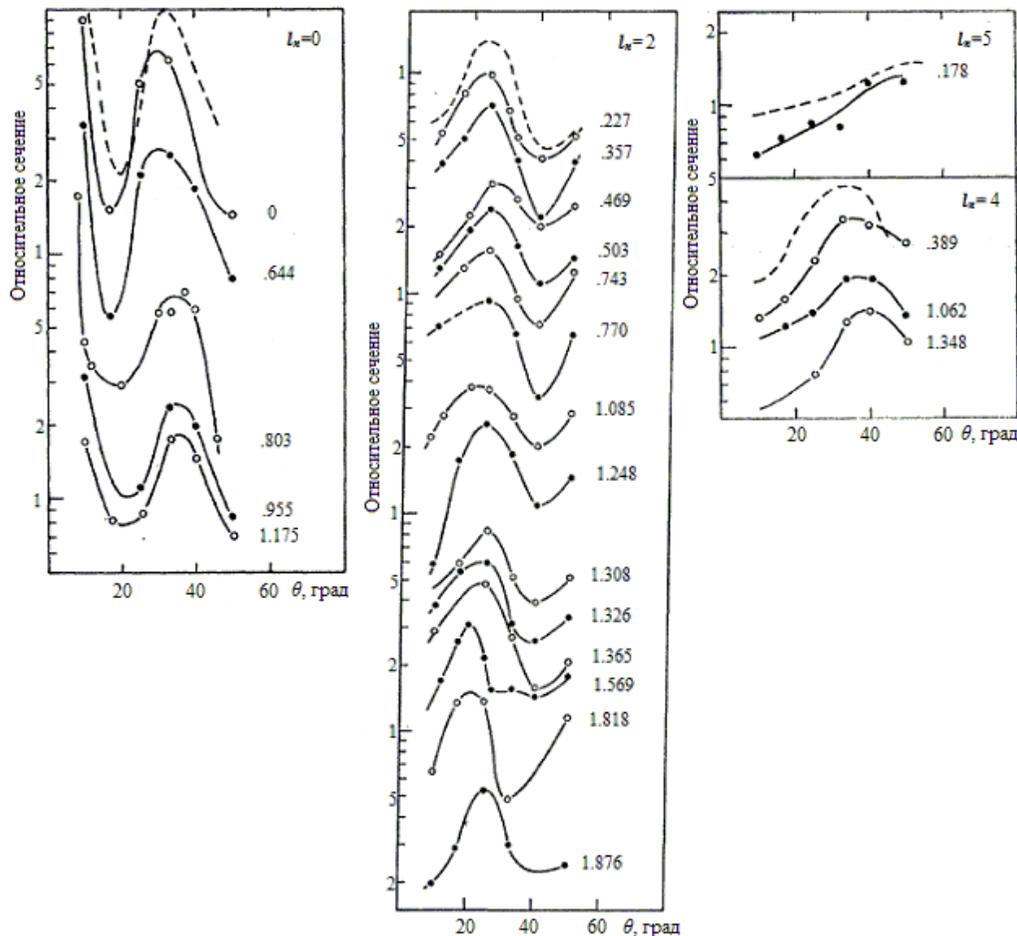


Рис. 6: Угловые распределения протонов в реакции  $^{114}\text{Cd}(d,p)^{115}\text{Cd}$ , соответствующие переходам с угловым моментом  $l_n = 0, 2, 4, 5$ . Справа указаны энергии возбуждения соответствующих энергетических уровней изотопа  $^{115}\text{Cd}$ . Пунктирной линией показаны ожидаемые угловые распределения для  $l_n = 0, 2, 4, 5$  [12]

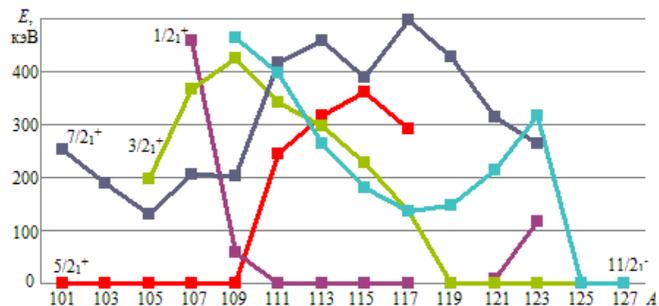


Рис. 7: Низколежащие возбужденные состояния в изотопах  $^{101-127}\text{Cd}$ . Основным состоянием нечетных изотопов  $^{111-117}\text{Cd}$  является состояние  $1/2^+$ , что соответствует квазичастичному состоянию  $3s_{1/2}$  [19]

с предсказаниями теории. Для состояний  $2d_{5/2}, 1g_{7/2}$  и  $1h_{11/2}$  порядок расположения и относительные расстояния находятся в хорошем соответствии с экспериментом. Теоретически предсказанное нейтронное квазичастичное состояние  $3s_{1/2}$  с энергией  $\sim 240$  кэВ экс-

периментально не было обнаружено ни в работе [17], ни в ранее выполненной работе [16]. Также экспериментально не обнаружено предсказанное нейтронное квазичастичное состояние  $2d_{3/2}$  с энергией 1550 кэВ, однако теоретически предсказанный спектроскопический фактор  $c^2S_i(l, j)$  этого состояния довольно мал (0.12).

В табл. V приведены результаты теоретических расчетов заполненности  $V_j^2$  квазичастичных нейтронных состояний изотопов  $^{111}\text{Cd}$  [4],  $^{113}\text{Cd}$  [5],  $^{114}\text{Cd}$  [14]. Результаты теоретических расчетов сильно различаются. Однако, в целом отчетливо проявляется тенденция увеличения числа нейтронов в одночастичных состояниях  $2d_{3/2}$  и  $2d_{5/2}$  с увеличением массового числа  $A$ . Наиболее низко расположенное по энергии состояние  $1g_{7/2}$  заполнено практически полностью ( $\sim 80\%$ ). Состояние  $3s_{1/2}$  заполнено наполовину. Объясняется это тем, что состояния  $3s_{1/2}$  и  $1h_{11/2}$  расположены близко по энергии. Расстояние между ними  $\sim 200$  кэВ. Т. к. состояние  $(1h_{11/2})^2 3s_{1/2}$  имеет большую энергию связи, чем состояние  $(3s_{1/2})^2 1h_{11/2}$  за счет сил спаривания,

Таблица III: Экспериментально измеренные значения заселенностей  $N_j$  нейтронных состояний изотопов Cd в работах [7, 14–16, 18, 19]

Изотоп	Заселенность нейтронных одночастичных состояний $N_j$				
	$2d_{5/2}$	$1g_{7/2}$	$3s_{1/2}$	$2d_{3/2}$	$1h_{11/2}$
$^{106}\text{Cd}$ [16]	4.5	0	0.28	0.44	–
$^{110}\text{Cd}$ [18]	$\geq 3.62$	4.61	0.43	$\geq 0.76$	1.14
$^{110}\text{Cd}$ [19]	4.5	6	0.2	0.76	2.4
$^{111}\text{Cd}$ [7]	1.57	2.73	1.1	0.85	0.49
$^{112}\text{Cd}$ [15]	4.56	2.08	0.62	0	7.2
$^{112}\text{Cd}$ [19]	4.5	6.4	0.52	0.96	–
$^{114}\text{Cd}$ [14]	5.34	$> 6.80$	1.08	1.28	6.60
$^{114}\text{Cd}$ [19]	4.7	–	0.66	1.0	4.2
$^{116}\text{Cd}$ [19]	5.04	–	0.76	1.2	–

Таблица IV: Заполненности  $V_j^2$  нейтронных состояний изотопов Cd в работах [7, 14–16, 18, 19]. Непосредственно измеренные в работах по исследованию реакции подхвата величины  $V_j^2$  выделены жирным шрифтом. В работах, где исследовались реакции срыва, величины  $V_j^2$  рассчитаны исходя из правила сумм  $V_j^2 + U_j^2 = 1$  и отмечены обычным шрифтом

Изотоп	Заполненности нейтронных состояний $V_j^2$				
	$2d_{5/2}$	$1g_{7/2}$	$3s_{1/2}$	$2d_{3/2}$	$1h_{11/2}$
$^{106}\text{Cd}$ [16]	0.75	0	0.14	0.11	–
$^{110}\text{Cd}$ [18]	$\geq 0.60$	<b>0.58</b>	<b>0.22</b>	$\geq 0.18$	<b>0.10</b>
$^{110}\text{Cd}$ [19]	<b>0.75</b>	<b>0.75</b>	<b>0.10</b>	<b>0.19</b>	<b>0.20</b>
$^{111}\text{Cd}$ [7]	<b>0.26</b>	<b>0.34</b>	<b>0.55</b>	<b>0.21</b>	<b>0.04</b>
$^{112}\text{Cd}$ [15]	0.76	0.26	0.31	0	0.60
$^{112}\text{Cd}$ [19]	<b>0.75</b>	<b>0.84</b>	<b>0.26</b>	<b>0.24</b>	–
$^{114}\text{Cd}$ [14]	0.89	$> 0.85$	0.55	0.32	0.55
$^{114}\text{Cd}$ [19]	<b>0.78</b>	–	<b>0.33</b>	<b>0.25</b>	<b>0.35</b>
$^{116}\text{Cd}$ [19]	<b>0.84</b>	–	<b>0.38</b>	<b>0.30</b>	–

состояние  $1h_{11/2}$  заполняется парой нейтронов при состоянии  $3s_{1/2}$  заполненном лишь наполовину.

В табл. VI сравниваются экспериментально измеренные величины полного спектроскопического фактора  $\sum c^2 S_{lj} = \sum c^2 S_i(l, j)$  изотопа  $^{113}\text{Cd}$ , извлеченные из результатов (d,p) и (d,t) экспериментов, выполненных на пучке поляризованных дейтронов с энергией  $E_d \cong 25$  МэВ, с результатами теоретических расчетов спектроскопических факторов на основе бозон–фермионной (Interacting Boson-Fermion Model) IBFM-1 [21] и квазичастично–фононной (Quasiparticle Phonon Model) QPM [22] моделей. В целом наблюдается удовлетворительное согласие теоретических расчетов с результатами экспериментов. Наблюдаемое различие в описании состояния  $3s_{1/2}$  и  $2d_{3/2}$  объясняет-

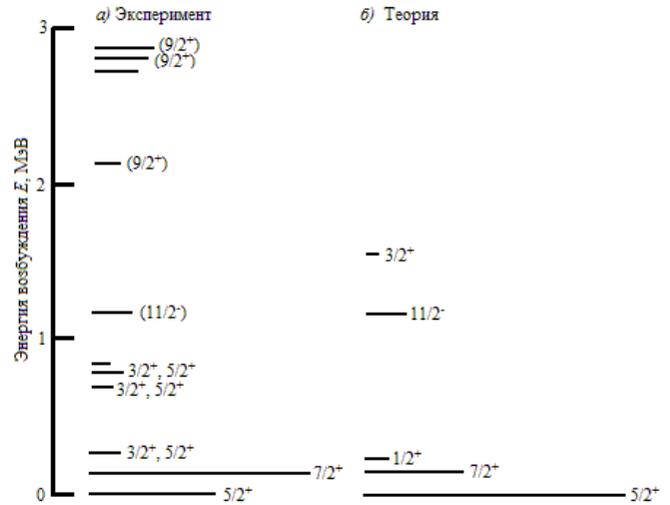


Рис. 8: Сравнение экспериментальных значений энергий в изотопе  $^{105}\text{Cd}$  в реакции подхвата  $^{106}\text{Cd}(^3\text{He}, \alpha)^{105}\text{Cd}$  с предсказаниями теории [17]

Таблица V: Теоретически рассчитанные заполненности  $V_j^2$  квазичастичных нейтронных состояний изотопов  $^{111}\text{Cd}$  [4],  $^{113}\text{Cd}$  [5],  $^{114}\text{Cd}$  [14]

Нейтронное состояние	Заполненности нейтронных состояний $V_j^2$		
	$^{111}\text{Cd}$ [4]	$^{113}\text{Cd}$ [5]	$^{114}\text{Cd}$ [14]
$1h_{11/2}$	0.18	0.23	0.24
$2d_{3/2}$	0.04	0.05	0.17
$3s_{1/2}$	0.28	0.38	0.65
$2d_{5/2}$	0.61	0.72	0.90
$1g_{7/2}$	0.88	0.92	0.71

ся тем, что, по-видимому, не все состояния  $J^P=1/2^+$  и  $J^P=3/2^+$  были однозначно идентифицированы в эксперименте [13]. Этот вывод согласуется с результатами расчетов [17]. Из результатов теоретических расчетов следует, что частично происходит заполнение нейтронами состояний  $1h_{9/2}$ ,  $2d_{7/2}$ ,  $3p_{3/2}$ ,  $3p_{1/2}$  оболочки  $N=83-126$  при незаполненной полностью оболочке  $N=51-82$ .

На рис. 9 приведены экспериментально измеренные спектроскопические силы состояний положительной четности  $2d_{5/2}$ ,  $1g_{7/2}$ ,  $3s_{1/2}$  и  $2d_{3/2}$  изотопа  $^{113}\text{Cd}$  в сравнении с теоретическими расчетами [20]. Заполненность нейтронами квазичастичных состояний в ядре  $^{113}\text{Cd}$ , рассчитанная в работе [5] на основе модели, учитывающей парное взаимодействие нуклонов, и связь одночастичных возбуждений с квадрупольными колебаниями в ядре  $^{114}\text{Cd}$  приведены в табл. V.

Результаты теоретических расчетов [15] заполненности одночастичных состояний  $V_j^2$  изотопа  $^{114}\text{Cd}$  приведены в табл. V. Теория достаточно хорошо согласует-

Таблица VI: Экспериментально полученный полный спектроскопический фактор  $\sum c^2S$  в сравнении с результатами на основе моделей IBFM-1 и QPM [13]

Состояние	Полный спектроскопический фактор, $\sum c^2S$					
	Реакция (d,t)			Реакция (d,p)		
	Эксп.	IBFM	QPM	Эксп.	IBFM	QPM
$3s_{1/2}$	0.30	0.51	0.60	0.72	1.49	1.40
$2d_{3/2}$	0.43	0.59	0.68	0.85	3.41	3.32
$2d_{5/2}$	1.10	5.06	5.12	1.16	0.94	0.88
$1g_{7/2}$	1.70	6.97	5.50	2.04	1.03	2.49
$1h_{11/2}$	1.01	1.86	1.96	6.38	10.14	10.04
$1h_{9/2}$	0.02	0.08	0.06	0.11	9.92	9.94
$2f_{7/2}$	0.15	0.16	0.11	0.48	7.84	7.89
$2f_{5/2}$	-	-	0.04	-	-	5.96
$3p_{3/2}$	0.001	0.04	0.04	0.17	3.96	3.96
$3p_{1/2}$	0.009	0.02	-	0.03	1.98	-

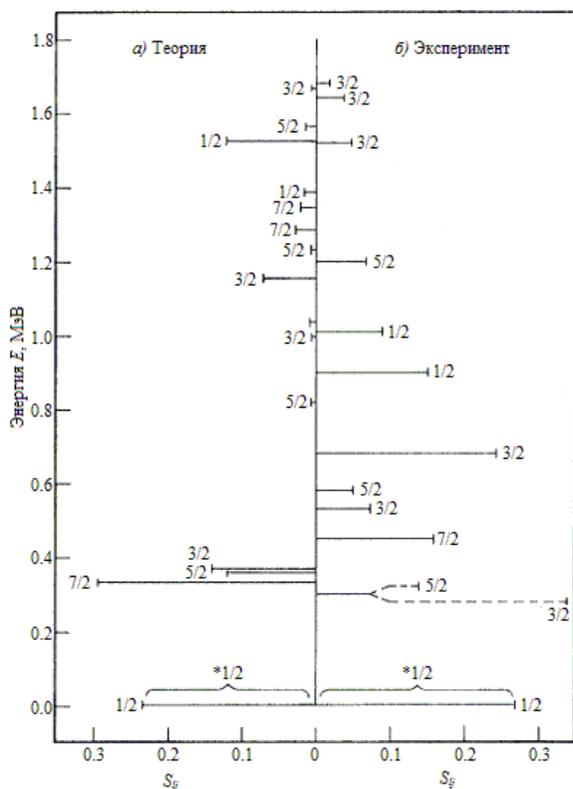


Рис. 9: Экспериментально измеренные спектроскопические силы состояний положительной четности  $2d_{5/2}$ ,  $1g_{7/2}$ ,  $3s_{1/2}$  и  $2d_{3/2}$  изотопа  $^{113}\text{Cd}$  в сравнении с теоретическими расчетами [20]

ся с экспериментом в описании заполненности низших состояний  $1g_{7/2}$  и  $2d_{5/2}$ . Как следует из модели, состояние  $3s_{1/2}$  заполнено наполовину. Наиболее сильное различие наблюдается в заполненности состояния  $1h_{11/2}$ . Это различие связано с тем, что в эксперимен-

те наблюдается всего одно состояние  $J^P=11/2^-$ , в то время как теоретически предсказывается широкий разброс состояний  $11/2^-$ . Как следует из данных, приведенных в табл. VII, низшие возбужденные состояния отрицательной четности от  $1/2^-$  до  $15/2^-$  имеют большую одночастичную компоненту  $1h_{11/2}$ .

Анализ информации о спектроскопических факторах, приведенных в работах [7, 14–16, 18, 19], показывает, что значения спектроскопических факторов из анализа данных, полученных в разных работах различаются в 1.5-2 раза.

Результаты теоретических расчетов и экспериментально измеренных величин спектроскопических факторов  $c^2S_i(l, j)$  зависят от:

- энергии возбуждения конечного ядра, при которой измерены спектроскопические факторы отдельных возбужденных состояний;
- структуры основного состояния начального ядра.

На рис. 10 приведены экспериментально измеренные в реакции  $^{113}\text{Cd}(d,t)^{112}\text{Cd}$  спектроскопические факторы  $c^2S$  состояний  $2d_{5/2}$ ,  $2d_{3/2}$ ,  $1g_{7/2}$  и  $1h_{11/2}$  [6]. В области энергии возбуждения до 3 МэВ измеренные спектроскопические факторы составляют меньше 30% полного спектроскопического фактора. В изотопах  $^{112}\text{Cd}$  и  $^{114}\text{Cd}$  первое состояние  $2^+$  квадрупольного возбуждения находится при энергии  $\sim 0.5$  МэВ. Поэтому следует ожидать, что и основное состояние  $^{113}\text{Cd}$  не будет чистым одночастичным состоянием. Теоретические расчеты, выполненные в двух предположениях о структуре основного состояния, учитывающие связь одночастичных и коллективных возбуждений, в целом подтверждают это. Основное состояние ядра  $^{113}\text{Cd}$  является суперпозицией двух состояний:

$$^{113}\text{Cd}_{g.s.} = \alpha \cdot ^{112}\text{Cd} \times s_{1/2} + [\beta \cdot 2_1^+ \times d_{5/2}]^{1/2},$$

Таблица VII: Одночастичные компоненты  $3s_{1/2}$ ,  $2d_{3/2}$ ,  $2d_{5/2}$ ,  $1g_{7/2}$ ,  $1h_{11/2}$  в волновых функциях состояний  $1/2^+$ ,  $3/2^+$ ,  $5/2^+$  и  $11/2^-$  в ядре  $^{113}\text{Cd}$ , рассчитанные в модели IBFM-1 [13]

$J^P$	Энергия, МэВ	$3s_{1/2}$ (%)	$2d_{3/2}$ (%)	$2d_{5/2}$ (%)	$1g_{7/2}$ (%)
$1/2_1^+$	0.0	86.6	8.1	4.6	0.6
$1/2_2^+$	0.775	14.5	28.6	54.8	1.8
$1/2_3^+$	1.044	37.4	9.3	30.7	22.5
$1/2_4^+$	1.586	12.1	22.9	33.1	31.8
$1/2_5^+$	1.694	4.3	5.6	62.5	27.4
$3/2_1^+$	0.294	18.4	70.6	3.5	7.3
$3/2_2^+$	0.722	4.7	9.0	81.8	4.4
$3/2_3^+$	0.766	38.7	27.1	10.7	23.3
$3/2_4^+$	1.051	29.3	50.8	9.4	10.3
$3/2_5^+$	1.105	10.5	20.0	22.1	47.3
$3/2_6^+$	1.222	0.0	2.5	81.2	16.2
$5/2_1^+$	0.306	1.6	0.5	96.1	1.6
$5/2_2^+$	0.633	65.4	8.0	24.6	1.8
$5/2_3^+$	0.862	1.8	2.1	32.2	63.7
$5/2_4^+$	1.031	18.4	5.1	46.5	29.8
$5/2_5^+$	1.091	13.1	74.7	5.4	6.5
$5/2_6^+$	1.223	3.4	7.3	75.9	13.2

$J^P$	Энергия, МэВ	$1h_{11/2}$ (%)	$2f_{7/2}$ (%)	$3p_{3/2}$ (%)	$1h_{9/2}$ (%)	$3p_{1/2}$ (%)
$1/2_1^-$	2.045	92.3	7.3	0.28	0.01	0.0050
$3/2_1^-$	1.195	93.0	6.7	0.16	0.02	0.0020
$5/2_1^-$	0.855	94.5	5.3	0.06	0.06	0.0003
$7/2_1^-$	0.522	94.6	5.2	0.07	0.03	0.0007
$9/2_1^-$	0.638	96.9	2.9	0.02	0.06	0.0001
$11/2_1^-$	0.264	97.2	2.7	0.03	0.02	0.0002
$13/2_1^-$	1.109	97.4	2.4	0.02	0.06	0.0001
$15/2_1^-$	0.815	95.5	4.3	0.07	0.03	0.0005

где  $\alpha^2 + \beta^2 = 0.6 + 0.4$ ,  $2_1^+$  — первое  $2^+$  возбужденное состояние  $^{112}\text{Cd}$ .

Основными источниками систематических ошибок в определении спектроскопических факторов  $c^2S$ , получаемых из анализа реакций срыва и подхвата являются:

- недостаточная надежность абсолютной нормировки спектроскопических сил;
- частичное невыполнение предположений, лежащих в основе DWBA-подхода, что обусловлено отсутствием надежной информации о значениях численных параметров оптической модели, используемых в DWBA анализе;
- недостаточная точность аппроксимации экспериментальных данных теоретической кривой  $\sigma_{DWBA}(\theta)$ ;
- отсутствие информации о величине  $j$  полного переданного углового момента, т. к. в эксперимен-

тах с неполяризованным пучком из реакций срыва и подхвата извлекается информация только об орбитальном моменте  $l$  нуклона.

Одним их наиболее явных и очевидных источников ошибки в абсолютной нормировке данных является неоднозначность в определении величины  $N$ , описывающей фрагментацию налетающей частицы на вылетающую частицу и частицу, захватываемую ядром-мишенью. Коэффициент  $N$  входящий в соотношение (2) обычно считается одинаковым для всех конечных уровней, переданных моментов  $l$  и  $j$ . Величина  $N$  вычисляется теоретически на основании модельных предположений о форме волновых функций и величине численных параметров, описывающих фрагментацию налетающей частицы, поэтому коэффициент  $N$  для каждой реакции, вообще говоря, не является одинаковым числом. Поэтому, имеется определенный произвол в выборе величины  $N$  в процессе обработки результатов эксперимента. Большой разброс коэффици-

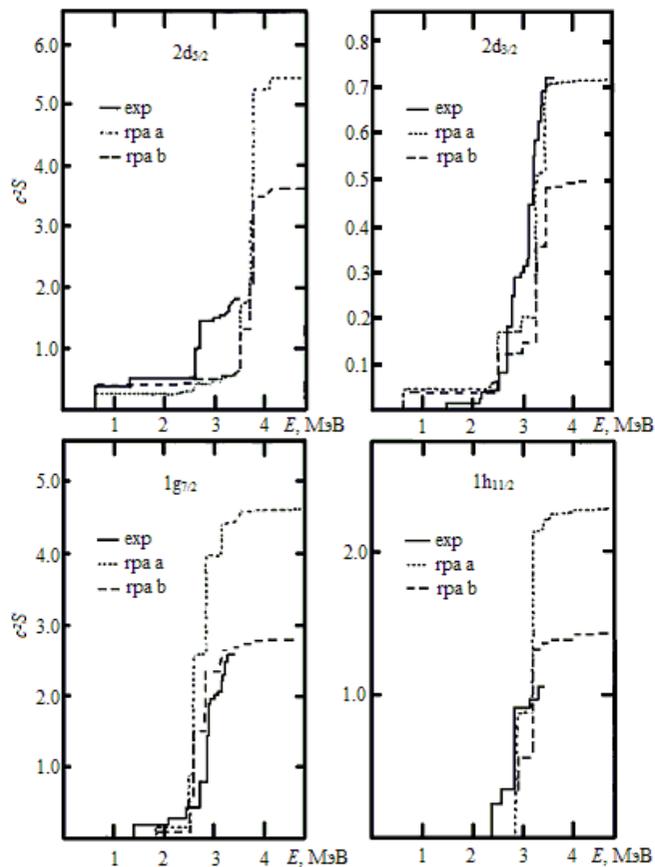


Рис. 10: Экспериментально измеренные в реакции  $^{113}\text{Cd}(d,t)^{112}\text{Cd}$  спектроскопические факторы  $c^2S$  состояний  $2d_{5/2}$ ,  $2d_{3/2}$ ,  $1g_{7/2}$  и  $1h_{11/2}$  [6]

ентов  $N$  может привести к различию между данными в 1.5 раза и более.

Существенным источником ошибки является выбор параметров DWBA-модели. Так, например, изменение радиуса  $r_0$  потенциала Вудса–Саксона в пределах 3% изменяет параметры сечения  $\sigma_{DWBA}(\theta)$  в пределах 30%. Абсолютные величины спектроскопических сил зависят от выбранных параметров DWBA-модели.

Роль выбора параметров модели при теоретических расчетах реакции срыва в борновском приближении исследовалась в работе [23]. В табл. VIII приведены результаты расчетов сечения  $\sigma_{DWBA}$  реакции  $(d,p)$  в максимуме углового распределения при энергии падающих дейтронов  $E_d = 12$  МэВ. В зависимости от параметров потенциала Вудса–Саксона и выбора базиса входных состояний оптической модели величины сечений изменяются на десятки процентов. Изменения зависят как от описания структуры ядер-мишеней (Sn–Cd), так и от состояний, в которые захватывается нейтрон.

Значения измеряемых в эксперименте величин сечения  $\sigma_{exp}(\theta)$  содержат систематические отклонения, которые также приводят к появлению ошибки в нормировке величин спектроскопических факторов  $c^2S_i(l, j)$ .

Из экспериментов нуклонного срыва и подхвата с неполяризованными частицами извлекают только орбитальный момент  $l$  переданного нуклона. Для идентификации полного углового момента  $j$  необходимо выбрать между значениями  $j = l + 1/2$  и  $j = l - 1/2$ . Исключением является случай  $l = 0$ , для которого полный угловой момент  $j$  определен однозначно  $j = 1/2$ . Знание полного момента необходимо для интерпретации того, какая одночастичная сила проявляется в эксперименте. В некоторых случаях известны расхождения между полученными данными о полных моментах и уточненными современными данными. Так в работе [14] наблюдалось всего одно состояние  $11/2^-$ , однако теория предсказывает большее число состояний. В результате получается большая неопределенность в значении соответствующего спектроскопического фактора  $c^2S$  состояния  $1h_{11/2}$  в силу сложности извлечения данных для состояния  $11/2^-$  из энергетических спектров.

Спектроскопические факторы изотопа  $^{106}\text{Cd}$  измерялись в двух экспериментах [16, 17] в реакции  $^{106}\text{Cd}(d,t)^{105}\text{Cd}$  и в реакции  $^{106}\text{Cd}(^3\text{He},\alpha)^{105}\text{Cd}$ . Полученные значения спектроскопических факторов  $c^2S$  приведены в табл. IX. В работе [17] спектроскопические факторы измерены до энергии возбуждения ядра  $^{105}\text{Cd}$   $E^* = 2874$  кэВ, в то время как в работе [16] спектроскопические факторы измерены только до энергии возбуждения  $E^* = 262$  кэВ. Уже в величинах спектроскопических факторов основного и первых двух возбужденных состояний, между результатами, полученными в работах [16] и [17] имеется существенное различие, обусловленное низкой энергией возбужденных состояний, измеренных в [16].

В работе [23] были проанализированы причины появления так называемой  $1g_{7/2}$ - $1h_{11/2}$  аномалии в реакциях срыва  $(d,p)$  в ядрах, расположенных вблизи массового числа  $A=110$ . Суть  $1g_{7/2}$ - $1h_{11/2}$  аномалии состояла в следующем. Было обнаружено, что в некоторых изотопах и в частности в изотопах  $^{112,114}\text{Cd}$  заселенности состояний противоречат теоретическим предсказаниям описания основных состояний этих ядер. Ожидалось, что одночастичное состояние  $1g_{7/2}$ , расположенное ниже по энергии, должно быть преимущественно заполнено нейтронами, а состояние  $1h_{11/2}$ , расположенное выше по энергии, преимущественно свободным. Однако, в экспериментах на пучке дейтронов с энергией  $E_d=12$  МэВ была обнаружена обратная ситуация. Результаты работы [23] приведены в табл. X. Здесь же для сравнения приведено заполнение состояний  $1g_{7/2}$  и  $1h_{11/2}$  в изотопе  $^{116}\text{Sn}$ , имеющем такое же число нейтронов в оболочке  $N=51-82$ , как в изотопе  $^{114}\text{Cd}$ . Для ядра  $^{116}\text{Sn}$  заполнение оболочек  $1g_{7/2}$  и  $1h_{11/2}$  полностью соответствует теоретическим предсказаниям. Различие в заполнении состояний  $1g_{7/2}$  и  $1h_{11/2}$  объясняется низкой энергией дейтронов в ранее выполненных экспериментах [24, 25].

Таким образом анализ спектроскопических факторов изотопов Cd показывает, что оболочечная модель

Таблица VIII: Результаты расчета модельного сечения  $\sigma_{DWBA}$  в максимуме углового распределения реакции (d,p) на изотопах Pd, Cd и Sn. Энергия дейтронов  $E_d=12$  МэВ [23]

Параметр оптической модели дейтрона	Модельное сечение $\sigma_{DWBA}$ , мбн					
	Полный базис	Обрезанный базис	Полный базис	Обрезанный базис	Полный базис	Обрезанный базис
	$1g_{7/2}$		$1h_{11/2}$		$3s_{1/2}$	
A-Pd	70	57	63	49	2500	2100
A-Cd	69	64	83	56	3300	2300
A-Sn	89	16	71	11	490	630
B-Pd	64	63	52	55	3000	2300
B-Cd	66	64	64	56	3100	2700
B-Sn	47	24	26	19	1280	890

Таблица IX: Сравнение величин спектроскопических факторов  $c^2S$  изотопа  $^{105}\text{Cd}$ , полученных в работах [16, 17]

Энергия возбуждения, МэВ	Спин-четность $J^P$	Спектроскопический фактор $c^2S$ [17]	Спектроскопический фактор $c^2S$ [16]
0.0	$5/2^+$	$2.2 \pm 0.1$	1.54
0.134	$7/2^+$	$3.8 \pm 0.1$	4.69
0.262	$5/2^+, 3/2^+$	$0.37 \pm 0.01, 0.45 \pm 0.01$	0.50
0.679	$5/2^+, 3/2^+$	$0.16 \pm 0.01, 0.19 \pm 0.01$	
0.776	$5/2^+, 3/2^+$	$0.43 \pm 0.01, 0.52 \pm 0.01$	
0.836	-	$0.27 \pm 0.12$	
1.162	$(11/2^-)$	$0.67 \pm 0.02$	
2.123	$(9/2^+)$	$0.29 \pm 0.01$	
2.730	-	$0.24 \pm 0.10$	
2.818	$(9/2^+)$	$0.82 \pm 0.02$	
2.874	$(9/2^+)$	$1.04 \pm 0.03$	

Таблица X: Заполненности  $V_j^2$  нейтронных состояний  $1g_{7/2}$  и  $1h_{11/2}$  в изотопах  $^{112}\text{Cd}$ ,  $^{114}\text{Cd}$  и  $^{116}\text{Sn}$  в результате реакции (d,p) на этих изотопах при энергиях налетающих дейтронов  $E_d = 12$  МэВ и  $E_d = 17$  МэВ [22]

Состояние	Заполненности нейтронных состояний $V_j^2$		
	$^{112}\text{Cd}$	$^{114}\text{Cd}$	$^{116}\text{Sn}$
Энергия дейтронов $E_d = 12$ МэВ ( $^{112}\text{Cd}$ $E_d = 13$ МэВ)			
$1g_{7/2}$	0.26	0.48	0.82
$1h_{11/2}$	0.60	0.67	0.31
Энергия дейтронов $E_d = 17$ МэВ			
$1g_{7/2}$	0.69	0.66	0.78
$1h_{11/2}$	0.53	0.29	0.29

ядра является хорошей основой для изучения свойств атомных ядер. В то же время очевидно, что структура атомных ядер гораздо сложнее, чем предсказывается

моделью ядерных оболочек. В ядерной динамике наряду с одночастичными движениями существенную роль играют коллективные степени свободы ядра.

#### 4. ВОЗБУЖДЁННЫЕ СОСТОЯНИЯ ИЗОТОПОВ Cd

На рис. 11 схематически показано образование возбужденных состояний оболочечной модели в четных и нечетных ядрах. В нечетном ядре неспаренная частица может перейти в одно из более высокорасположенных свободных состояний, или может произойти переход пары нуклонов в более высоко расположенное состояние. В четном ядре возбужденное состояние может образоваться в результате перехода пары нуклонов на более высокорасположенное состояние, либо в результате разрыва связанной пары нуклонов.

Атомные ядра имеют не только однонуклонные степени свободы, которые проявляются в частичных или дырочных возбужденных состояниях, но и коллективные степени свободы. В четно-четных ядрах наиболее

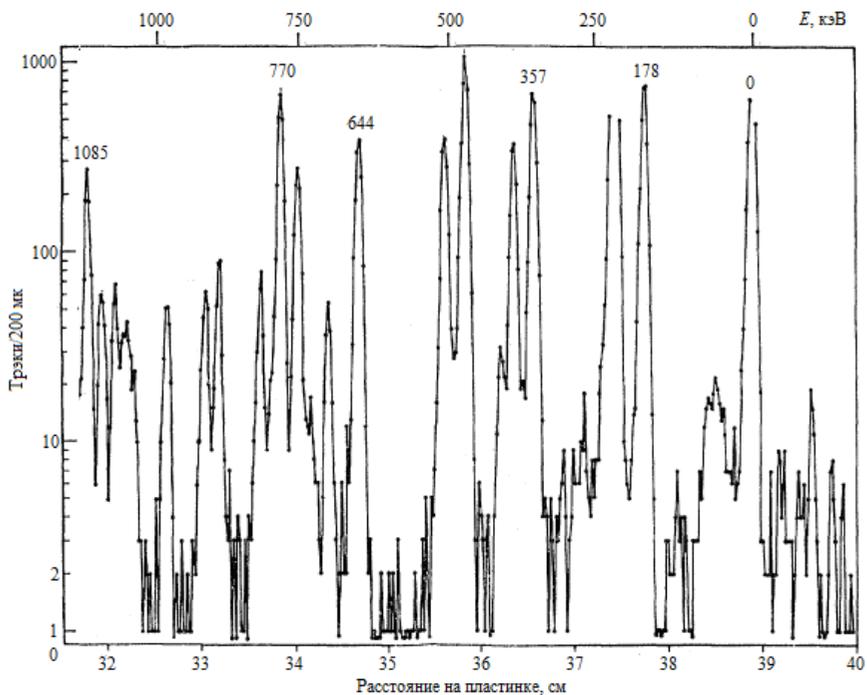


Рис. 5: Энергетический спектр протонов в реакции  $^{114}\text{Cd}(d,p)^{115}\text{Cd}$  под углом  $\theta = 50^\circ$  при энергии дейтронов  $E_d = 12 \text{ МэВ}$  [11]

Таблица II: Значения экспериментально измеренных в работе [11] энергетических уровней, сечений реакции  $^{114}\text{Cd}(d,p)^{115}\text{Cd}$ , значений орбитального момента  $l$  и спин-четностей  $J^P$  изотопа  $^{115}\text{Cd}$  и соответствующих спектроскопических сил  $S_i(l,j)$  изотопа  $^{114}\text{Cd}$

Энергия состояния, МэВ	Сечение реакции $\sigma(d,p)$ , мбн/ср	Орбитальный момент нейтрона, $l$	Спин-четность, $J^P$	Спектроскопическая сила, $S_i(l,j)$
0.0	2.80	0	$1/2^+$	0.35
0.178	0.46	5	$11/2^-$	0.33
0.227	2.29	2	$3/2^+$	0.53
0.357	0.72	2	$5/2^+$	0.096
0.389	0.27	4	$7/2^+$	0.27
0.469	0.82	2	$3/2^+$	0.184
0.503	0.45	2	$3/2^+$	0.103
0.644	0.70	0	$1/2^+$	0.085
0.695	0.03	(3)	$(7/2^-)$	0.0023
0.743	0.21	2	$3/2^+$	0.049
0.770	0.55	2	$3/2^+$	0.126
0.803	0.05	0	$1/2^+$	0.0061
0.872	0.05	3	$7/2^-$	0.0040
0.955	0.12	0	$1/2^+$	0.014

составляют данные работы [7]. Приведенные в табл. III и IV данные подтверждаются анализом низколежащих возбужденных состояний нечетных изотопов Cd (рис. 7).

Теоретические расчеты заселенности различных изотопов Cd были выполнены в нескольких работах [4, 5,

12–14, 16, 17, 20].

Энергии и заселенности нейтронных квазичастичных состояний  $3s_{1/2}$ ,  $2d_{3/2}$ ,  $2d_{5/2}$ ,  $1g_{7/2}$  и  $1h_{11/2}$  изотопа  $^{105}\text{Cd}$  рассчитывались в модели, развитой в работе [17]. На рис. 8 приведено сравнение экспериментально измеренных энергий и спектроскопических сил

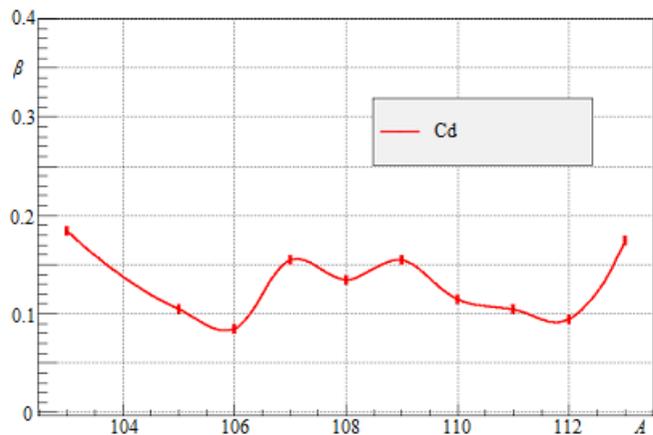


Рис. 13: Величина квадрупольной деформации  $\beta$  изотопов Cd в зависимости от массового числа

$J^P = 0^+$ . Первое возбужденное состояние  $J^P = 2_1^+$  и расположено при энергии  $E^* = 0.558$  МэВ. При энергии  $E^* \approx 1.2-1.3$  МэВ, примерно в два раза превышающей положение первого возбужденного состояния  $J^P = 2_1^+$ , находится группа уровней со спин-четностью  $J^P = 0^+, 2^+, 4^+$ , что является доказательством двухфоновного колебательного возбуждения ядра. Аналогичная ситуация имеет место в четно-четном изотопе  $^{112}\text{Cd}$  и в других четно-четных изотопах Cd.

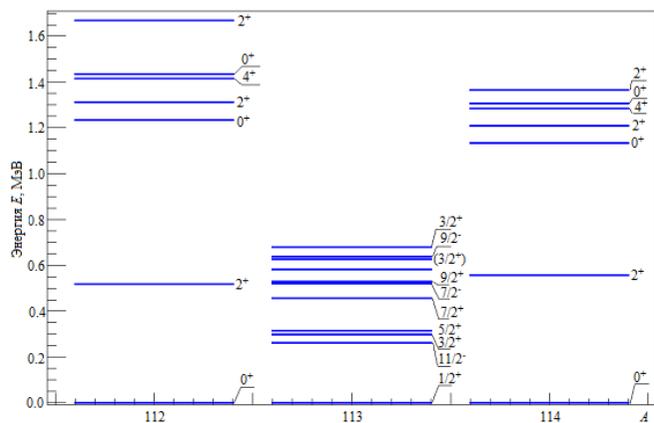


Рис. 14: Схема возбужденных состояний изотопов  $^{112-114}\text{Cd}$

На рис. 15 показано положение низших возбужденных состояний  $0^+, 2^+, 4^+$  в четно-четных изотопах кадмия ( $A = 110-130$ ). Основное состояние четно-четных изотопов Cd ( $A = 100-130$ ) имеет спин-четность  $J^P = 0_1^+$ . Первое возбужденное состояние  $2_1^+$  расположено в области энергий 0.6–0.7 МэВ. При вдвое большей энергии расположен триплет состояний  $0_2^+, 2_2^+, 4_1^+$ . Такая картина согласуется с классической схемой возбуждения колебательных состояний в сферических ядрах. Повышение энергии уровня  $2_1^+$  в изотопах  $^{102}\text{Cd}$  и  $^{130}\text{Cd}$  связано с близостью числа нейтронов в этих изотопах к магическим числам  $N = 50$  и  $N = 82$ , соответственно.

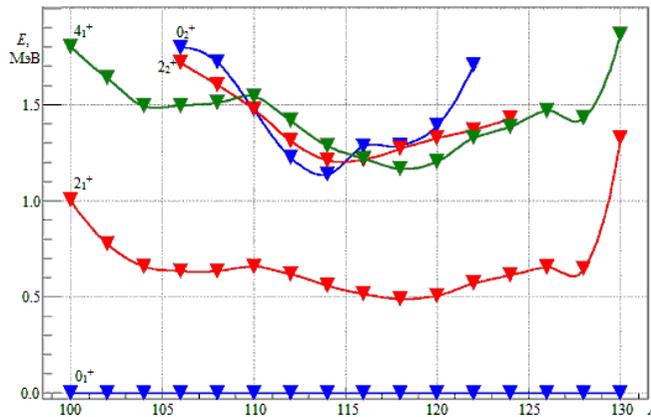


Рис. 15: Положение нижних уровней  $0^+, 2^+, 4^+$  в четно-четных изотопах Cd ( $A = 100-130$ )

Из приведенных данных следует, что в изотопах Cd ( $A = 106-122$ ) при описании спектра возбужденных состояний необходимо учитывать связь одночастичных и колебательных степеней свободы ядер.

На рис. 7 показано положение первых возбужденных состояний  $J^P = 5/2_1^+, 7/2_1^+, 3/2_1^+, 1/2_1^+, 11/2_1^-$  в нечетных изотопах Cd ( $A = 101-127$ ). Исходя из значений спинов и четностей в работе [19] дана одночастичная интерпретация этих состояний. Основное состояние нечетных изотопов Cd ( $A = 101-109$ ) имеет спин-четность  $J^P = 5/2^+$ . В нечетных изотопах  $A = 111-117$  основное состояние имеет  $J^P = 1/2^+$ . В нечетных изотопах  $A = 119-123$  наиболее низко по энергии опускается состояние  $J^P = 3/2^+$ . Значение  $J^P = 11/2^-$  в основном состоянии имеют лишь два изотопа Cd ( $A = 125-127$ ). Первые возбужденные состояния  $5/2_1^+, 7/2_1^+, 3/2_1^+, 1/2_1^+, 11/2_1^-$ , имеющие наибольшие компоненты одночастичных возбуждений, расположены в области энергии  $E < 500$  кэВ.

Из приведенных на рис. 7 данных видно, что по мере увеличения числа нейтронов в оболочке  $N = 51-82$  происходит опускание по энергии одночастичных состояний  $2d_{3/2}$  и  $1h_{11/2}$ , обусловленное тем, что эти состояния сдвигаются к границе Ферми и происходит заполнение этих состояний нейтронами. Уровни  $5/2^+$  и  $7/2^+$  поднимаются вверх с увеличением массового числа  $A > 109$ . Последнее объясняется тем, что по мере заполнения нейтронами валентной оболочки  $N = 51-82$  увеличивается глубина ядерного потенциала и состояния  $2d_{5/2}$  и  $1g_{7/2}$  сдвигаются относительно границы Ферми в область заполненных состояний. Переходы из глубже расположенных заполненных по энергии нейтронных состояний  $2d_{5/2}$  и  $1g_{7/2}$  соответствуют большей энергии одночастичных переходов.

В работе [13] было проанализировано свыше 80 возбужденных состояний в области энергий до 2 МэВ, образующихся в ядре  $^{113}\text{Cd}$  под действием пучка поляризованных дейтронов в реакциях  $^{112}\text{Cd}(d,p)^{113}\text{Cd}$  и  $^{114}\text{Cd}(d,t)^{113}\text{Cd}$ . Измерение угловых распределений и асимметрии вылетающих протонов p и тритонов t

позволило в большинстве случаев однозначно определить не только орбитальный момент  $l$ , но и спин  $j$  образующихся состояний  $^{113}\text{Cd}$ . Результаты эксперимента сравниваются с теоретическими расчетами на основе бозон-фермионной модели (IBFM) [21] и квазичастичной фононной модели (QPM) [22]. В моделях в качестве ядерного кора было выбрано четно-четное ядро  $^{112}\text{Cd}$ . Сравнение экспериментальных данных [13] с теоретическими расчетами на основе IBM-1 модели показано на рис. 16. Экспериментальный спектр в низкоэнергетической части ( $E < 2.5$  МэВ) в целом хорошо описывается в теоретической модели, если учесть одно-, двух- и трех-фононные состояния  $J^P = 2^+$ . Однако, наблюдаются отличия от этой простой модели. В частности видно октапольное возбуждение  $3^-$  при энергии  $\sim 2$  МэВ, так называемые «intruder» состояния и состояния типа «две частицы — две дырки». «Intruder» состояния — это состояния, имеющие те же квантовые числа, что и колебательные состояния, но природа их отлична от колебательного движения. Они могут быть обусловлены когерентным переходом нескольких нуклонов в более высоко расположенное по энергии возбужденное состояние. Низшее состояние такого возбуждения  $J^P = 0^+$  расположено при энергии 1.3 МэВ. Спектр возбужденных состояний, предсказываемый в IBM-1 [13] модели, имеет более сложную структуру, т. к. в расчетах [13] учитывались только  $s$ - и  $d$ -бозоны и не учитывались  $f$ -бозоны. Поэтому описание состояний, построенных на  $J^P = 3^-$ , неполное.

Энергия спаривания нейтронов в ядре  $^{112}\text{Cd}$   $\sim 1.1$  МэВ. Поэтому возбужденные состояния, соответствующие возбуждениям пары нейтронов, будут располагаться в области энергии  $E > 1.0$  МэВ. В теоретических расчетах на основе QPM ядро  $^{113}\text{Cd}$  рассматривалось как связанная с кором  $^{112}\text{Cd}$  квазичастица, находящаяся в состояниях  $3s_{1/2}$ ,  $2d_{3/2}$ ,  $2d_{5/2}$ ,  $1g_{7/2}$  и  $1h_{11/2}$ . Модель QPM одинаково хорошо описывает четно-четные и нечетные ядра [13].

В табл. VII, взятой из работы [13] приведена структура волновых функций состояний  $1/2^+$ ,  $3/2^+$ ,  $5/2^+$  и  $11/2^-$  в области энергии возбуждения до  $\sim 1.5$  МэВ, рассчитанная на основе IBFM-1 модели. На примере волновых функций состояния  $J^P = 1/2^+$  видно, что только самое низкорасположенное состояние (основное состояние) имеет большую примесь одночастичной компоненты  $3s_{1/2}$  — 86.6%. В более высокорасположенных состояниях  $J^P = 1/2^+$  вклад одночастичной компоненты составляет меньше 40%. Аналогичная ситуация имеет место и в других первых возбужденных состоя-

ниях с данным  $j$ . Состояние  $3/2^+$ , расположенное при энергии 0.294 МэВ имеет примесь одночастичной компоненты  $2d_{3/2}$  70.6%.

Волновая функция первого состояния отрицательной четности  $J^P = 11/2^-$ , расположенного при энергии 0.264 МэВ, имеет большую одночастичную компоненту  $1h_{11/2}$ . В то же время одночастичная компонента  $1h_{11/2}$  разбросана по большому числу первых возбужденных состояний отрицательной четности  $J^P$  от  $1/2^-$  до  $11/2^-$ .

В области энергии до 0.5 МэВ возбужденные состояния  $^{113}\text{Cd}$  образуются в результате связи четырех квазичастичных состояний положительной четности  $3s_{1/2}$ ,  $2d_{3/2}$ ,  $2d_{5/2}$  и  $1g_{7/2}$  с состояниями  $0_1^+$  и  $2_1^+$  кора  $^{112}\text{Cd}$ . В области энергий  $E = 0.6$ – $1.5$  МэВ возбужденные состояния имеют большую компоненту типа  $J_{qp}^P \times [2_1^+ \times 2_1^+] J$ , где  $J^P = 0^+$ ,  $2^+$ ,  $4^+$ . Состояния типа  $J_{qp}^P \times 3^-$  расположены в области энергии возбуждения  $E > 2.5$  МэВ. Аналогичная структура возбужденных состояний характерна и для других нечетных изотопов Cd.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Модель ядерных оболочек с учетом остаточного взаимодействия между нуклонами позволяет описать многие особенности ядерной динамики. В изотопах Cd ярко проявляются многие особенности структуры атомных ядер с  $A > 100$ . Четно-четные изотопы Cd имеют в основном состоянии  $J^P = 0^+$  и служат хорошим вакуумом для соседних нечетных изотопов. Учет связи одночастичных возбуждений неспаренного нейтрона с коллективными колебаниями ядерного остова позволяет описать спектр возбужденных состояний в области энергии до  $\sim 2$  МэВ. Из сравнения экспериментально измеренных спектров с расчетами в бозон-фермионной и квазичастично-фононной моделях ядра однозначно следует сложная структура возбужденных состояний ядра — волновая функция даже низших состояний является суперпозицией одночастичных и коллективных степеней свободы в ядре. Извлекаемые из эксперимента спектроскопические факторы с одной стороны указывают на важную роль в ядерной динамике одночастичных степеней свободы, с другой стороны точность их определения составляет  $\sim 10\%$ , что не позволяет сделать однозначный выбор между различными ядерными моделями.

[1] *Goepfert-Mayer M.* Phys. Rev. **75**. 1969 (1949). DOI: 10.1103/PhysRev.75.1969.  
 [2] *Haxell O., Jensen J., Suess H.* Phys. Rev. **75**. 1766 (1949). DOI: 10.1103/PhysRev.75.1766.2.  
 [3] *Nilsson S.G.* Dan. Mat. Fys. Medd. **29**. 16 (1955).

[4] *Barnes P.D., Comfort J.R., Bockelman C.K.* Phys. Rev. **155**. 1319 (1967). DOI: 10.1103/PhysRev.155.1319.  
 [5] *Comfort J.R., Bockelman C.K., Barnes P.D.* Phys. Rev. **157**. 1065 (1967). DOI: 10.1103/PhysRev.157.1065.  
 [6] *Blasi N., Micheletti S., Pignanelli M., De Leo R.,*

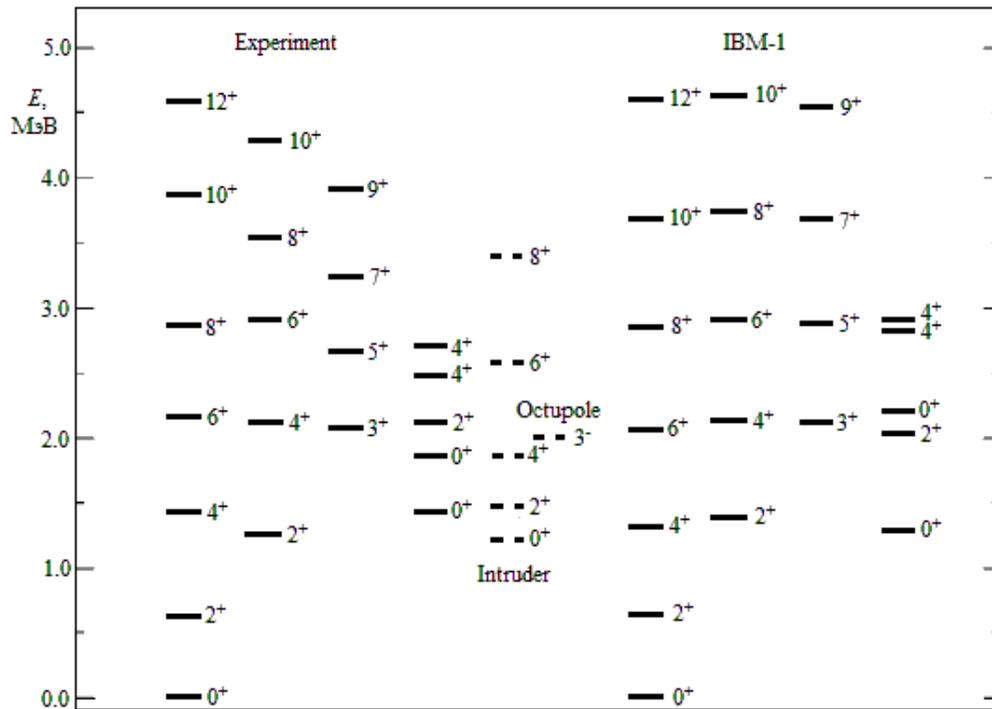


Рис. 16: Сравнение экспериментальных данных о возбужденных состояниях ядра  $^{112}\text{Cd}$  с расчетами модели IBM-1 [13]

Hertenberger R., Eckle F.J., Kader H., Schiemenz P., Graw G. Nucl. Phys. A. **511**. 251 (1990). DOI: 10.1016/0375-9474(90)90158-I.

[7] Blasi N., Micheletti S., Pignatelli M., De Leo R., Hertenberger R., Bisemberg M., Hofer D., Kader H., Schiemenz P., Graw G. Nucl. Phys. A. **536**. 1 (1992). DOI: 10.1016/0375-9474(92)90243-D.

[8] Бор. Н. УФН **14**. С. 425. (1936).

[9] Austern N., Janouch F. Selected topics in nuclear theory (Vienna : International Atomic Energy Agency. 1963).

[10] Шануро И.С. УФН **92**. С. 549. (1967).

[11] Батлер С. Ядерные реакции срыва. Пер. с англ. (М.: Изд-во ин. лит., 1960).

[12] Moorhead J.B., Cohen B.L., Moyer R.A. Phys. Rev. **165**. 1287 (1968). DOI: 10.1103/PhysRev.165.1287.

[13] Bucurescu D., Eisermann Y., Graw G., Hertenberger R., Wirth H.-F., Ponomarev Yu.V. Nucl. Phys. A. **756**. 54. (2005). DOI: 10.1016/j.nuclphysa.2005.03.012.

[14] Silva R.J., Gordon G.E. Phys. Rev. **136**. B. 618 (1964). DOI: 10.1103/PhysRev.136.B618.

[15] Goldman L.H., Kremenek J., Hinds S. Phys. Rev. **179**, 1172 (1969). DOI: 10.1103/PhysRev.179.1172.

[16] Degnan J.H., Rao G.R. Phys. Rev. **7**. C. 2131 (1973). DOI: 10.1103/PhysRevC.7.2131.

[17] Chapman R., Dracoulis G.D. J. Phys. G: Nucl. Phys. **1**. 657 (1975). DOI: 10.1088/0305-4616/1/6/013.

[18] Chan K.C., Cohen B.L., Shabason L. Phys. Rev. **11**. C. 1064 (1975). DOI: 10.1103/PhysRevC.11.1064.

[19] Rosner B. Phys. Rev. **136**. B. 664 (1964). DOI: 10.1103/PhysRev.136.B664.

[20] Jennings B.K. arXiv:1102.3721. 2011.

[21] Iachello F., Arima A. The Interacting Boson Model. (Cambridge Univ. Press, Cambridge. MA. 1987).

[22] Soloviev V.G. Theory of Atomic Nuclei: Quasiparticles and Phonons. (Institute of Physics. Bristol and Philadelphia. 1992).

[23] Cohen B.L., Moyer R.A., Moorhead J.B., Goldman L.H., Diehl R.C. Phys. Rev. **176**. 1401 (1968). DOI: 10.1103/PhysRev.176.1401.

[24] Cohen B.L., Moorhead J.B., Moyer R.A. Phys. Rev. **161**. 1257 (1967). DOI: 10.1103/PhysRev.161.1257.

[25] Moorhead J.B., Cohen B.L., Moyer R.A. Phys. Rev. **165**. 1287 (1968). DOI: 10.1103/PhysRev.165.1287.

## Nuclear spectroscopy of Cd isotopes

B.S. Ishkhanov<sup>1,2,a</sup> A.A. Kostyukov<sup>2,b</sup>

<sup>1</sup>M.V.Lomonosov Moscow State University, Physical Department. Moscow, 119991, Russia

<sup>2</sup>Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics M.V.Lomonosov Moscow State University. Moscow, 119991, Russia

E-mail: <sup>a</sup>bsi@depni.sinp.msu.ru, <sup>b</sup>akostuckov@googlemail.com

The structure of the ground and low excited states of the cadmium isotopes. The results of experimental studies on the measurement of Cd isotopes spectroscopic factors in stripping and pickup reactions were analyzed. The structure of the nuclear

levels of Cd isotopes obtained from experimental data on spectroscopic factors in the shell model were compared with the data calculated in the boson-fermion and the quasiparticle-phonon models.

PACS:21.10.Jx, 21.60.Cs

*Keywords:* nuclear states structure, spectroscopic factor, occupation probability, shell model, boson-fermion model, quasiparticle-phonon model.

*Received 15.07.2013.*

#### Сведения об авторах

1. Ишханов Борис Саркисович — доктор физ.-мат. наук, заведующий кафедрой общей ядерной, профессор; тел.: (495) 939-50-95, e-mail: bsi@depni.sinp.msu.ru.
  2. Костюков Александр Александрович — младший научный сотрудник, тел.: (495) 939-50-95, e-mail: akostuckov@gmail.com.
-