

# ПОВЕРХНОСТЬ $\beta(Z, N)$ ЯДЕРНОЙ ДЕФОРМАЦИИ ДЛЯ ЯДЕР С $Z = 2 \div 102$

*А.В.Юшков*

Институт ядерной физики Академии наук Республики Казахстан, Алма-Ата

Из экспериментальных данных по рассеянию  $\alpha$ -частиц средних энергий (20+140 МэВ) методом связанных каналов (МСК) и методом сдвига блэровских фаз (МСБФ) извлечены абсолютные величины и знаки равновесной квадрупольной ядерной деформации. Сопоставление экспериментальных данных с теоретическими, рассчитанными по сверхтекучей модели, показали их хорошее согласие не только по абсолютной величине, но и функциональное подобие в координатах  $(Z, N)$ . Главную роль в изотопических и изотонических зависимостях  $\beta(Z, N)$  в таких расчетах играет энергия возбуждения первого  $2^+$ -уровня в виде  $\beta \sim 1/E_{2^+}^{*1/2}$ , измеренная с наибольшей точностью в ядерной спектроскопии. Эта связь использована в данной работе для получения из экспериментальных данных по  $E_{2^+}^*$ , известных не только для всех стабильных, но и для большого количества радиоактивных четно-четных ядер, всей экспериментальной  $\beta(Z, N)$ -поверхности. Ее исследование позволило обнаружить ряд любопытных закономерностей как в абсолютных величинах ядерной деформации, так и в фазовых переходах формы ядер. Из этих закономерностей получены выводы относительно возможных причин конечности периодической таблицы для стабильных ядер и ограниченности дорожки стабильности для изотопических цепочек.

Absolute values and signs of the equilibrium quadrupole nuclear deformation were extracted from the experimental data on scattering of intermediate energy (20+140 MeV)  $\alpha$ -particles by means of the bound channels method (BCM) and the Blair phase shift method (BPSM). Comparison of the experimental data with the superfluid calculations showed not only their good agreement in magnitude but also functional likelihood in coordinates  $(Z, N)$ . Very important in isotopic and isotonic functions  $\beta(Z, N)$  is the excitation energy of the first  $2^+$  level in the form  $\beta \sim 1/E_{2^+}^{*1/2}$ , which is most precisely measured in nuclear spectroscopy. This relation is used in the present paper to obtain all the experimental  $\beta(Z, N)$  surface from the experimental  $E_{2^+}^{*1/2}$  data, known not only for all stable nuclei but also for many radioactive even-even ones. The study of the surface allowed us to find some interesting regular features both in magnitudes of nuclear deformation and in phase transitions of nuclear shapes. These regularities led us to the conclusions on possible reasons for finiteness of the periodic table and limitedness of the stability line for isotopic chains.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Деформация атомных ядер, их форма и состав — центральные проблемы современной ядерной физики. Их решение в теории — это решение проблемы многих тел с неизбежно вытекающими принципиально не

решаемыми точно вопросами о выборе остаточного взаимодействия и другими [1,2]. Устранить возникшие трудности можно, лишь сравнивая предсказания теоретической модели с результатами адекватного им эксперимента. Поэтому в рамках сформулированных проблем новые экспериментальные исследования равновесной деформации ядер или деформации их в возбужденных состояниях являются актуальными. Причем для отдельных уже изученных ядер актуально повышение точности измерений, для других ядер или их областей — систематическое накопление и анализ новых фактов. Но в целом для решения современных задач ядерной физики наиболее актуально получение систематических экспериментальных данных не для отдельных ядер, а, например, для ядерных изотопических цепочек или для достаточно обширных областей по  $N$  и  $Z$ .

Практически с момента открытия ядра [3] пространственно-геометрические соображения, первоначально, как правило, классические, были ведущими при разработке ядерных моделей. Используя геометрическую терминологию, можно утверждать, что первой пространственной моделью ядра была модель «ядро-точка» [3], давшая представления об уникальных ядерных свойствах: большой массе, предельной плотности, заряде и пространственной локализации. Эксперименты Хофштадтера с сотр. [4] окончательно утвердили имевшиеся уже к тому времени представления о модели «ядро-шар», так в ядерную физику вошли проблемы геометрии ядра — впервые появились параметры радиуса ядра  $R$  и толщины его поверхностного слоя  $\Delta R$ . Проблема формы ядра, в частности несферичности, возникла в момент рождения обобщенной ядерной модели Бора — Моттельсона [5,6], которую можно назвать моделью «ядро-сфероид». Возник еще один пространственный ядерный параметр — параметр квадрупольной ядерной деформации  $\beta_2$ , который по определению есть [5,6]:

$$\beta_2 = \left( \frac{16\pi}{45} \right)^{1/2} \frac{a-b}{R_0} = 1,06 \frac{a-b}{R_0} \quad (1)$$

и входит в выражение для формы ядра

$$R(\theta) = R_0 [1 + \beta_2 Y_{20}(\theta, \varphi)], \quad (2)$$

где  $a, b$  — полуоси сфероида,  $R_0 = 1,2 A^{1/3}$  — среднеквадратичный радиус ядра,  $Y_{20}(\theta, \varphi)$  — сферическая функция.

В эксперименте параметр квадрупольной ядерной деформации  $\beta_2$  непосредственно измерить еще никому не удалось, получают его из ядерных матричных переходов ядра в возбужденные состояния  $|C_1(2)|$ . Важ-

нейшими в связи с этим являются эксперименты, чувствительные к пространственным особенностям ядерной структуры. Ведущими среди таких экспериментов являются дифракционные, а среди них — упругое и неупругое рассеяние сложных частиц. Малость длины дебройлевской волны налетающей частицы  $\lambda$  по отношению к радиусу объекта-рассеивателя  $R$  — обязательное требование для осуществления ядерной дифракции — не только приводит процесс к высокой чувствительности к пространственной структуре ядра-объекта, но существенно упрощает определение амплитуды взаимодействия, в том числе позволяет в ряде случаев найти амплитуду в аналитическом виде. Это, в свою очередь, дает возможность извлечь из эксперимента параметр квадрупольной ядерной деформации  $\beta_2$  однозначно и достаточно просто.

В экспериментах по ядерным реакциям, нацеленных на измерение  $\beta_2$ , очень важен подбор соответствующих условий, типа налетающих частиц, их энергии, массы ядра-мишени, природы возбуждаемых ядерных состояний, чтобы выделить именно такой ядерный процесс, в котором взаимодействие практически полностью обусловлено волновой природой взаимодействующих ядерных объектов, а следовательно, их геометрией. Так, из всех ядерных реакций выделился процесс рассеяния, благодаря одинаковости волновых функций во входном и выходном каналах и существованию угловой и энергетической области «чистых» дифракционных взаимодействий. Процесс рассеяния стал одним из основных методов исследования структуры и, в частности, неферичности ядер.

С другой стороны, одной из «вечных» проблем экспериментальной ядерной физики было стремление взаимно увязать результаты, получаемые из ядерных реакций, с результатами ядерной спектроскопии, так как последняя дает рекордные точности измерений ядерных параметров. В данной работе показано, что это удалось сделать по отношению к параметру квадрупольной ядерной деформации.

Правда, и в ядерной спектроскопии, и в ядерном рассеянии извлекаемый параметр  $\beta_2$  остается сугубо модельной физической величиной, но совпадение абсолютных величин  $\beta_2$ , получаемых различными методами, особенно совпадение формы их функциональных зависимостей от  $N$  и  $Z$ :  $\beta_2(N)$ ,  $\beta_2(Z)$ , делают эти параметры уже безмодельными и адекватными физике структуры ядра.

В связи с реальным повышением точности и достоверности извлекаемых из эксперимента параметров квадрупольной ядерной деформации можно поставить вопрос об изучении закономерностей изменения  $\beta_2$  во всей области существования по  $Z$  и  $N$ . Чрезвычайно интересным является

вопрос о том, насколько плавно изменяется форма ядер в зависимости от их атомного веса, а также установление границ изменения знака деформации (эффекты сплюснутости-вытянутости), то есть переходов от вытянутой формы поверхности ядра ( $\text{sign } \beta_2 > 0$ ) к сплюснутой ( $\text{sign } \beta_2 < 0$ ). Такие эффекты сплюснутости-вытянутости названы в литературе фазовыми переходами формы ядер [7], являющимися, по существу, фазовыми переходами второго рода. Интересно отметить, что для осуществления фазового перехода формы в вычисленных теоретически [8] минимумах полной энергии от  $\text{sign } \beta_2 > 0$  к  $\text{sign } \beta_2 < 0$  требуется преодолеть весьма невысокий (по сравнению с величиной полной энергии) барьер высотой около 0,5 МэВ для средних ядер. С учетом того, что эти величины существенно зависят от выбора свободных теоретических параметров, становится понятной особая важность экспериментов и систематик, устанавливающих факты фазовых переходов формы ядер.

## 2. МЕТОДЫ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ВЕЛИЧИН И ЗНАКОВ ЯДЕРНОЙ ДЕФОРМАЦИИ

Итак, из экспериментальных данных по упругому и неупругому рассеянию ядерных частиц на ядрах необходимо извлечь следующие параметры структуры: радиус ядра  $R$ , толщину его поверхностного слоя  $\Delta R$ , ядерный матричный элемент коллективного квадрупольного перехода в первое  $2^+$ -состояние  $|C_1(2)|$ , абсолютную величину параметра квадрупольной ядерной деформации  $|\beta_2|$ , знак параметра квадрупольной ядерной деформации  $\text{sign } \beta_2$ . Из экспериментальных данных ядерной спектроскопии по энергиям первого  $2^+$ -состояния для изотопических цепочек путем пересчета в рамках сверхтекучей модели и нормировки к данным по ядерному рассеянию необходимо получить абсолютные величины квадрупольной ядерной деформации  $|\beta_2|$ , а в сопоставлении с данными теоретических расчетов  $\text{sign } \beta_2$ , данными по знакам электрических квадрупольных моментов  $\text{sign } Q_2$  и данными по  $\text{sign } \beta_2$  из неупругого ядерного рассеяния — восстановить  $\text{sign } \beta_2$  по всем изотопическим цепочкам и тем самым воссоздать всю поверхность со знаками  $\text{sign } \beta_2(Z, N)$  для всех известных к настоящему времени ядер.

Практическая реализация такой взаимосогласованной программы, к сожалению, невозможна в рамках одной ядерной модели и своеобразная «эклектика» при обработке экспериментальных данных неизбежна.

Однако этот недостаток объективно превращается, при таком объеме работы и многочисленности извлекаемых ядерных параметров, в свою противоположность. Достоинством такого глобального подхода, когда при обработке экспериментальных данных происходит смешивание различных ядерных моделей, становится определенное «обезмеливание» извлекаемых параметров ядерной структуры и максимальное приближение их к истине.

**Выбор типа реакции, сорта бомбардирующих частиц, энергетического и углового диапазона.** Обзор типов ядерных реакций и методов извлечения из угловых распределений дифференциальных сечений (УРДС) ядерных матричных элементов  $|C_1(2)|$ , а затем и  $\beta_2$ , дан в нашей работе [9]. Поскольку развита аналитическая теория, содержащая знак ядерной деформации  $\text{sign } \beta_2$  как параметр теории, однозначно извлекаемый из эксперимента лишь для упругого и неупругого рассеяния  $\alpha$ -частиц [10], то и выбор типа реакции и сорта частиц — однозначны (дифракционное рассеяние  $\alpha$ -частиц).

Выбор энергетического диапазона  $E_\alpha$  для налетающих  $\alpha$ -частиц диктуется требованием модели сильного поглощения, а именно, «чернота» ядра возникает при условии

$$kR \gg 1, \quad (3)$$

где  $k$  — волновое число налетающей  $\alpha$ -частицы. Это означает, что требуемый диапазон энергий находится в пределах

$$E_\alpha = 15+150 \text{ МэВ}. \quad (4)$$

Выбор углового диапазона для измерений УРДС упруго- и неупругорассеянных  $\alpha$ -частиц более сложен и неопределен. Теоретические критерии здесь также появляются из требований сильного поглощения и аналогичны (3):

$$kR\theta \gg 1, \quad (5)$$

где  $\theta$  — угол рассеяния регистрируемой  $\alpha$ -частицы. Однако (5) не учитывает кулоновских эффектов и не содержит ограничений сверху. Угловой диапазон, гарантирующий надежность, достоверность и однородность извлекаемых ядерных параметров (то есть «чистоту» их от присутствия иных, нежели дифракционных, механизмов рассеяния, а следовательно, соответствующих перенормировок их величин), нами подобран эмпирически на основе большой статистики выборки УРДС:

$$(\theta_c \sim 15-20^\circ) \leq \theta \leq 75^\circ, \quad (6)$$

где  $\theta_c$  — кулоновский угол. Диапазон (6) включает в себя 4, 5, 6 и 7-ю дифракционные фраунгоферовские осцилляции, поскольку первая, вторая и третья осцилляции сильно искажены резерфордским сечением и для анализа не годятся, а при углах больше  $75^\circ$  вступают в игру иные, нежели дифракционные, механизмы рассеяния, требующие для своего учета увеличения числа свободных теоретических параметров.

Извлечение из экспериментальных угловых распределений дифференциальных сечений радиусов ядер  $R$  и толщин поверхностного слоя ядра  $\Delta R$ . Для извлечения из эксперимента  $|\beta_2|$  необходимо знать, как это будет показано ниже, радиусы ядер  $R$ . Поэтому остановимся на выборе оптимального метода получения радиусов ядер  $R$  и толщины поверхностного слоя  $\Delta R$  из упругого рассеяния  $\alpha$ -частиц указанных в (4) энергий с наибольшей точностью и максимально свободных от модельных приближений и ограничений, тем более что величины  $R$  и  $\Delta R$  представляются и большой самостоятельный интерес.

Радиус ядра  $R$  может быть найден из полуклассической связи радиуса взаимодействия  $R_{вз}$  с орбитальным моментом  $l_0$  для траектории налетающей частицы, касательной к поверхности ядра [11]:

$$R_{вз} = \frac{1}{k} [n + \sqrt{n^2 + l_0(l_0 + 1)}], \quad (7)$$

где  $n$  — кулоновский параметр (параметр Зоммерфельда). Путем вычитания радиуса  $\alpha$ -частицы  $R_\alpha$  и радиуса действия ядерных сил  $r_{NN}$  обычно рекомендуется находить радиус собственно ядра  $R$  [12]:

$$R = R_{вз} - R_\alpha - r_{NN}. \quad (8)$$

При  $R_\alpha = 1,6$  фм,  $r_{NN} = 1,0$  фм формула (8) конкретизировалась [14]:

$$R = R_{вз} - 2,6, \text{ фм}. \quad (9)$$

Однако, как показали многочисленные измерения [13], радиус взаимодействия оказался зависящим от энергии  $E_\alpha$  (рис.1). Для исключения энергетической зависимости и корректного получения радиуса собственно ядра из рассеяния  $\alpha$ -частиц  $R$  введем более строгую формулу

$$R = R_{вз} - \lambda_\alpha - r_{NN}, \quad (10)$$

где  $\lambda = 2\pi\lambda$  — длина дебройлевской волны  $\alpha$ -частицы, содержащая в себе энергетическую зависимость  $R_{вз}$ . Из рис.1 видно, что процедура (10) действительно дает величину  $R$  уже как мировую константу. При этом данные по радиусам ядер  $R$ , полученные из рассеяния  $\alpha$ -частиц, удовлетво-

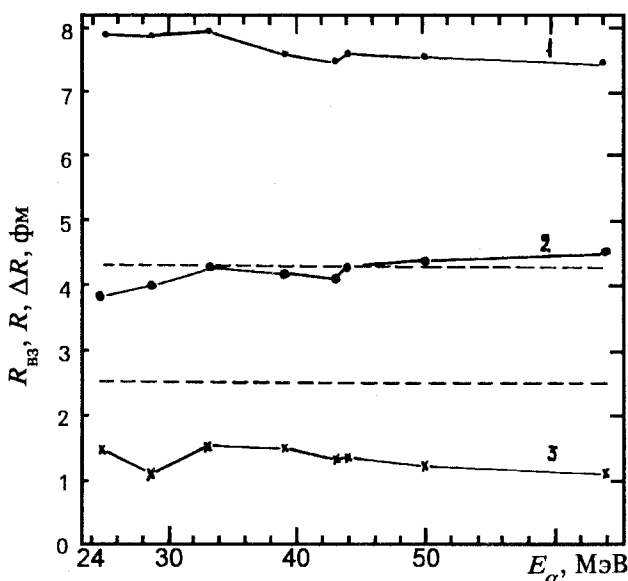


Рис. 1. Модельная зависимость радиальных структурных параметров  $R_{вз}$  — 1,  $R$  — 2 и  $\Delta R$  — 3 от энергии налетающих  $\alpha$ -частиц. Штриховой линией отмечены значения  $R$  и  $\Delta R$ , полученные из электронного рассеяния [14]

рительно совпадают с данными по электронному рассеянию (рис.1). Параметр толщины поверхностного слоя  $\Delta R$ , в принципе, не должен обнаруживать энергетическую зависимость, так как у налетающей  $\alpha$ -частицы граница поверхностного слоя размыта слабо [14]; это подтверждается и рис.1. По абсолютной величине  $\Delta R$ , в отличие от  $R$ , существенно отличается от полученного в электронном рассеянии (рис.1); причину можно искать в различии радиального распределения протонного и нейтронного компонентов в ядре.

Касательный угловой момент  $l_0$ , в свою очередь, определяется путем подгонок на ЭВМ теоретического дифракционного УРДС к экспериментальному, а затем используется в выражении (7). Единственной строгой формулой для амплитуды рассеяния в квантовой механике является выражение для амплитуды в виде разложения по парциальным волнам [15]:

$$f(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \exp(2i\sigma_l) (S_l - 1) P_l(\cos \theta), \quad (11)$$

где все обозначения обычные. Расходимость суммы по  $l$  в (11) из-за  $P_l(\cos \theta)$  может быть устранена путем специального выбора вида  $S$ -матрицы с обрезанием доли амплитуды с большими угловыми моментами. Практически удачной параметризацией, позволяющей реализовать эту идею и не исказить физическую сущность упругого взаимодействия в этом диапазоне по  $l$ , явилась параметризация, предложенная в [16]:

$$S_l = U + iV, \quad (12)$$

$$U = \left[ 1 + \exp \left( \frac{l_1 - l}{\lambda_1} \right) \right]^{-1}, \quad V = b \operatorname{ch}^{-2} \left( \frac{l - l_2}{2\lambda_2} \right),$$

где действительная часть  $S$ -матрицы параметризуется в виде размытой ферми-ступеньки, а мнимая — в виде локализованной на поверхности ядра колоколообразной функции,  $l_1, l_2, \lambda_1, \lambda_2, b$  — пять свободных параметров теории, причем параметр  $l_1$  отождествляется нами с угловым моментом  $l_0$ , а размытие края ядра  $\Delta R$  определяется из параметра  $\lambda_1$  (соответствующие формулы и текст программы на фортране можно найти в нашей работе [17]). Из (12) видно, что форма действительной части  $S$ -матрицы (в виде размытой ферми-ступеньки) совпадает с формой радиального распределения ядерной плотности [14, 18], а следовательно, данная параметризация  $S$ -матрицы адекватна и удовлетворяет необходимым требованиям для практического извлечения радиуса ядра из сопоставления теоретических (11), (12) и экспериментальных УРДС.

Аналитические реализации теоретических УРДС из (11), например [12], в смысле извлечения радиальных параметров  $R$  и  $\Delta R$  не удовлетворяют практическим требованиям точности [19] и систематически отклоняются от значений, полученных в рамках описанного выше точного параметризованного фазового анализа (ПФА) (11), (12). Величина  $\Delta R$  в ПФА дается выражением

$$\Delta R = \frac{2,2 (2l_1 + 1) \lambda_1}{k\sqrt{n^2 + l_1(l_1 + 1)}}. \quad (13)$$

В табл.1 даны систематизированные [20] данные по оптимальным параметрам ПФА из формул (11), (12), полученным фитированием теории к экспериментальным данным. В табл.2 собраны данные по радиусам ядер  $R$  и толщине поверхностного слоя  $\Delta R$ , полученные из радиусов взаимодействия  $R_{\text{вз}} = R_1$  по процедуре (10), а следовательно, не зависящие от энергии  $\alpha$ -частиц; в скобках для сравнения приведены отдельные данные



Таблица 1. Оптимальные параметры модели параметризованного фазового анализа, полученные фитированием к экспериментальным данным

Ядро	$E_{\alpha}$ , МэВ	$l_1$	$l_2$	$\lambda_1$	$\lambda_2$	$b$	$R_1$ , фм	$R_2$ , фм	$\Delta R_1$ , фм	$\Delta R_2$ , фм	$\sigma_r$ , мб	$\sigma_t$ , мб
$^4\text{He}$	53,4	5,807	6,850	0,526	0,671	0,372	4,042	4,696	1,449	1,481	538,1	1002
$^6\text{Li}$	23,8	5,415	6,883	1,231	0,736	0,305	4,915	6,062	4,226	2,025	994,6	1533
$^7\text{Li}$	42	7,308	5,700	1,268	0,990	0,316	4,483	3,590	3,089	1,936	799,7	1280
$^9\text{Be}$	23,8	8,157	8,352	0,457	0,603	0,565	6,209	6,341	1,358	1,448	1072	2179
$^{11}\text{B}$	28,3	7,903	11,775	1,871	1,690	0,543	5,274	7,541	4,809	3,484	873,9	1772
$^{12}\text{C}$	29,3	8,90(3)	9,08(35)	0,50(2)	0,34(7)	0,349(4)	5,72(1)	5,83(20)	1,25(5)	0,67(13)	969,0	1796
	38,1	10,270	11,379	0,977	0,743	0,590	5,623	6,170	2,117	1,291	948,8	1826
	39,0	10,34(18)	10,4(2)	0,56(4)	0,53(9)	0,63(5)	5,56(8)	5,57(3)	1,16(8)	0,91(17)	874,5	1754
	40,4	10,52(1)	10,53(2)	0,55(1)	0,55(2)	0,47(10)	5,57(1)	5,58(1)	1,16(1)	0,93(3)	920,6	1769
	45,0	11,07(6)	11,01(4)	0,56(2)	0,62(6)	0,62(2)	5,48(3)	5,46(2)	1,12(3)	0,98(10)	854,9	1731
	50,5	11,68(1)	11,52(1)	0,57(1)	0,68(2)	0,503(1)	5,45(1)	5,38(1)	1,08(1)	1,03(3)	880,1	1727
$^{13}\text{C}$	28,4	8,328	11,058	0,151	0,104	0,609	5,637	6,887	0,371	0,205	—	—
$^{14}\text{N}$	37,9	10,808	13,666	0,812	1,599	0,385	5,745	7,109	1,700	2,686	934,8	1863
$^{16}\text{O}$	27,3	9,347	11,424	0,622	1,088	0,207	5,931	7,063	1,249	2,989	988,7	1840
	28,5	9,378	11,692	0,583	0,934	0,204	5,809	7,044	1,377	1,756	970,2	1777
	40,1	11,79(2)	11,89(3)	0,61(5)	0,61(3)	0,347(2)	5,38(9)	5,92(13)	1,20(10)	0,96(46)	1028	1928
	42	12,217	12,908	0,734	0,122	1,061	5,955	6,260	1,419	0,289	—	—
$^{19}\text{F}$	37,9	12,145	15,185	0,605	0,596	0,257	6,108	7,472	1,191	0,800	1102	2046
$^{20}\text{Ne}$	27,3	10,677	12,264	0,760	1,342	0,229	6,528	7,358	1,743	2,471	1204	2197
	28,5	10,594	12,155	0,712	1,333	0,196	6,333	7,131	1,599	2,402	1138	2070
	42	13,21	11,09	0,770	0,652	0,316	6,225	5,329	1,428	0,969	1165	2138
	104	20,396	20,708	1,322	0,659	0,467	5,787	5,871	1,561	0,624	1094	2011
$^{24}\text{Mg}$	22,5	9,836	10,368	0,253	0,192	0,264	6,768	7,065	0,618	0,376	—	—
	28,4	10,937	12,469	0,568	0,933	0,156	6,471	7,233	1,239	1,635	1128	2076

Продолжение табл. 1

Ядро	$E_\alpha$ , МэВ	$l_1$	$l_2$	$\lambda_1$	$\lambda_2$	$b$	$R_1$ , фм	$R_2$ , фм	$\Delta R_1$ , фм	$\Delta R_2$ , фм	$\sigma_r$ , мб	$\sigma_r$ , мб
$^{24}\text{Mg}$	39,0	13,27(1)	13,52(1)	0,68(1)	0,68(1)	0,352(1)	6,38(1)	6,49(1)	1,27(1)	1,01(1)	1153	2165
	42	13,888	17,155	0,707	0,145	0,242	6,416	7,757	1,274	0,210	—	—
	44	13,992	16,175	0,830	1,106	0,289	6,299	7,174	1,461	1,562	1159	2156
	50,5	15,13(5)	15,19(3)	0,72(1,4)	0,86(8)	0,349(1)	6,24(1,9)	6,26(11,8)	1,18(2,3)	1,13(1,31)	1137	2154
$^{25}\text{Mg}$	44	14,579	14,990	0,606	0,611	0,520	6,497	6,661	1,061	0,858	1125	2296
	44	14,625	15,322	0,670	0,483	0,573	6,480	6,757	1,167	0,675	1179	2288
$^{27}\text{Al}$	40	13,729	13,850	0,405	0,125	0,732	6,462	6,512	0,735	0,182	—	—
	28,3	11,391	12,551	0,573	0,848	0,188	6,704	7,269	1,224	1,455	1167	2159
$^{28}\text{Si}$	39,0	13,85(1)	14,16(1)	0,71(1)	0,71(1)	0,349(1)	6,58(1)	6,71(1)	1,29(1)	1,04(2)	1202	2256
	50,5	15,85(3)	15,97(2)	0,75(5)	0,90(2)	0,349(1)	6,44(1)	6,49(6)	1,20(7)	1,16(3,0)	1192	2259
$^{31}\text{P}$	28,3	11,911	12,825	0,924	1,398	0,336	6,939	7,378	1,949	2,368	1247	2320
$^{40}\text{Ca}$	44	16,643	18,407	0,688	1,077	0,324	7,255	7,920	1,138	1,430	1389	2668
$^{44}\text{Ca}$	42	16,80	17,16	0,847	1,045	0,419	7,443	7,581	1,422	1,407	1459	2806
$^{48}\text{Ca}$	42	16,79	17,09	0,805	0,672	0,363	7,388	7,502	1,342	0,899	1471	2762
$^{46}\text{Ti}$	44	17,213	18,665	0,939	0,977	0,342	7,460	8,001	1,534	1,281	1491	2792
$^{48}\text{Ti}$	41	16,54	16,75	0,727	0,757	0,374	7,477	7,557	1,225	1,023	1443	2745
$^{50}\text{Ti}$	44	16,725	19,265	1,859	1,045	0,412	7,254	8,197	3,026	1,366	1548	2698
	44	17,278	18,763	0,926	0,972	0,355	7,436	7,986	1,503	1,266	1476	2776
$^{52}\text{Cr}$	29,0	13,22(4)	13,94(1)	0,76(2)	0,58(7)	0,318(1)	7,64(2)	7,96(5)	1,49(5)	0,91(11)	1341	2469
	40,4	16,30(1)	16,89(1)	0,83(1)	0,86(1)	0,350(1)	7,49(1)	7,72(1)	1,40(1)	1,17(1)	1425	2678
$^{54}\text{Cr}$	44	17,267	18,782	0,960	0,833	0,427	7,490	8,049	1,552	1,081	1459	2753
	50,0	18,54(1)	18,99(1)	0,88(2)	1,05(7)	0,349(1)	7,37(1)	7,53(2)	1,32(3)	1,27(8)	1451	2750
$^{54}\text{Fe}$	38,0	16,260	16,458	0,798	0,738	0,378	7,720	7,798	1,381	1,024	1496	2821
	16,53	8,784	9,682	0,402	0,0396	0,250	8,536	9,037	0,979	0,078	—	—
	29,3	13,22(3)	13,95(6)	0,77(2)	0,59(5)	0,353(3)	7,70(1,2)	8,02(2,9)	1,49(4,4)	0,93(7,0)	1314	2430

Продолжение табл. 1

Ядро	$E_{\alpha}$ , МэВ	$l_1$	$l_2$	$\lambda_1$	$\lambda_2$	$b$	$R_1$ , фм	$R_2$ , фм	$\Delta R_1$ , фм	$\Delta R_2$ , фм	$\sigma_r$ , мб	$\sigma_T$ , мб
$^{54}\text{Fe}$	38,0	15,993	17,034	0,940	0,871	0,361	7,708	8,118	1,623	1,208	1472	2741
	44	17,172	18,475	0,757	1,001	0,367	7,515	7,993	1,219	1,294	1409	2705
	29,3	13,30(2)	14,06(5)	0,78(2)	0,59(3)	0,327(1)	7,77(10)	8,10(23)	1,51(46)	0,92(46)	1322	2473
$^{56}\text{Fe}$	41	16,80	17,69	0,841	1,369	0,254	7,664	8,001	1,397	1,824	1481	2773
	44	17,738	18,841	0,954	1,200	0,360	7,704	8,108	1,533	1,547	1518	2875
	21	10,647	11,243	0,682	0,447	0,219	8,141	8,445	1,522	0,803	1248	2248
	44	18,056	19,743	1,598	0,895	0,359	7,802	8,419	2,562	1,152	1704	3008
$^{58}\text{Fe}$	45,0	17,92(3)	18,51(17)	0,88(5)	0,99(18)	0,307(77)	7,62(1)	7,82(6)	1,39(8)	1,25(23)	1504	2819
	50,5	19,15(3)	19,65(2)	0,90(2)	1,08(7)	0,349(3)	7,55(1)	7,72(2)	1,34(3)	1,30(8)	1505	2855
	64	22,17	22,28	0,979	1,09	0,341	7,576	7,609	1,308	1,167	1601	3031
	24,7	11,437	12,310	0,777	0,426	0,245	7,862	8,275	1,609	0,711	—	—
	28,5	13,121	13,542	0,595	0,856	0,285	7,923	8,110	1,163	1,343	1302	2458
$^{58}\text{Ni}$	33	14,95	15,41	0,87	0,51	0,41	7,96	8,15	1,58	0,74	1466	—
	40	15,94	16,85	0,991	0,808	0,371	7,516	7,863	1,658	1,085	1387	2566
	43	16,65	17,60	0,834	0,978	0,332	7,468	7,818	1,348	1,269	1373	2586
	44,4	17,85	17,31	0,897	0,391	0,524	7,766	7,570	1,430	0,499	1532	2868
	50,2	18,84	19,19	0,845	0,792	0,401	7,581	7,700	1,269	0,954	1479	2813
	50,5	18,95(4)	19,45(11)	0,90(3)	1,09(13)	0,339(6)	7,55(1)	7,72(4)	1,34(5)	1,30(14)	1479	2798
	64,3	21,80	21,90	0,861	0,991	0,380	7,496	7,527	1,146	1,058	1520	2916
$^{60}\text{Ni}$	38,0	15,959	16,723	1,037	0,822	0,308	7,736	8,034	1,775	1,129	1482	2698
	43	18,304	18,960	1,101	0,628	0,625	8,060	8,302	1,780	0,814	1622	3107
$^{60}\text{Ni}$ $^{62}\text{Ni}$	44	17,890	19,150	1,183	0,778	0,319	7,804	8,263	1,890	0,998	1605	2911
	38,0	16,153	16,980	1,066	0,781	0,273	7,796	8,118	1,821	1,071	1523	2752
	43	13,039	12,216	1,080	1,118	0,949	6,117	5,817	1,727	1,430	640,9	1620
44	18,536	18,692	0,933	0,837	0,376	8,023	8,080	1,488	1,071	1643	3088	

Продолжение табл. 1

Ядро	$E_{\alpha}$ , МэВ	$l_1$	$l_2$	$\lambda_1$	$\lambda_2$	$b$	$R_1$ , фм	$R_2$ , фм	$\Delta R_1$ , фм	$\Delta R_2$ , фм	$\sigma_r$ , мб	$\sigma_r$ , мб
$^{62}\text{Ni}$	50,5	19,27(2)	19,82(14)	0,91(4)	1,09(14)	0,327(6)	7,67(1)	7,86(5)	1,36(6)	1,31(16)	2899	1536
	21,3	10,332	11,439	0,849	0,166	0,471	8,049	8,602	1,851	0,293	—	—
$^{64}\text{Ni}$	40	16,31	17,19	0,891	0,856	0,222	7,611	7,945	1,482	1,143	1442	2643
	44	18,805	19,634	1,073	1,547	0,335	8,153	8,454	1,709	1,978	1685	3177
$^{65}\text{Cu}$	44	18,924	19,686	0,999	1,290	0,299	8,181	8,457	1,589	1,646	1711	3200
$^{64}\text{Zn}$	29,0	13,38(1)	14,21(1)	0,80(3)	0,62(2)	0,251(2)	7,99(1)	8,36(1)	1,53(5)	0,95(3)	1323	2463
	38,0	16,25(1)	16,98(1)	0,86(1)	0,87(1)	0,267(1)	7,87(1)	8,16(1)	1,46(1)	1,18(1)	1477	2730
	40	16,48	17,86	0,912	0,928	0,282	7,765	8,288	1,515	1,238	1459	2697
	41	17,254	18,025	1,006	1,004	0,274	7,943	8,232	1,653	1,324	1568	2880
	43	17,636	18,386	0,990	0,931	0,283	7,866	8,140	1,590	1,200	1564	2863
	44	18,032	18,456	0,977	1,135	0,274	7,905	8,059	1,553	1,447	1576	2920
$^{66}\text{Zn}$	50,5	19,39(3)	19,95(11)	0,92(4)	1,11(13)	0,350(1)	7,72(1)	7,91(4)	1,36(6)	1,32(15)	1525	2891
	29,0	13,54(5)	14,38(3)	0,81(4)	0,63(8)	0,256(1)	8,05(2)	8,42(1)	1,64(8)	0,96(11)	1378	2511
	38,0	16,43(1)	17,18(1)	0,87(1)	0,875(1)	0,36(1)	7,93(1)	8,22(1)	1,47(1)	1,19(1)	1482	2778
	50,5	19,47(4)	20,05(8)	0,92(4)	1,11(1)	0,384(5)	7,78(1)	7,97(3)	1,37(6)	1,32(12)	1539	2940
$^{68}\text{Zn}$	29,0	13,70(5)	14,55(2)	0,81(3)	0,63(6)	0,225(1)	8,11(2)	8,48(1)	1,55(6)	0,97(10)	1407	2557
	38,0	16,60(1)	17,37(1)	0,87(1)	0,88(1)	0,249(1)	7,98(1)	8,28(1)	1,48(1)	1,19(1)	1531	2826
	40	16,66	17,47	1,025	0,808	0,242	7,806	8,112	1,697	1,074	1512	2742
	43	17,90	18,67	1,017	0,787	0,266	—	—	—	—	—	—
$^{70}\text{Zn}$	50,5	19,79(2)	20,39(4)	0,93(2)	1,13(5)	0,300(8)	7,83(1)	8,03(1)	1,38(2)	1,33(6)	1585	2988
	29,0	13,85(6)	14,72(3)	0,82(3)	0,64(8)	0,229(1)	8,16(2)	8,54(1)	1,56(7)	0,97(12)	1434	2603
	38,0	16,77(1)	17,56(1)	0,88(1)	0,89(1)	0,319(1)	8,03(1)	8,34(1)	1,48(1)	1,20(1)	1540	2873
	50,5	19,99(4)	20,60(1)	0,94(5)	1,13(10)	0,347(1)	7,88(1)	8,09(4)	1,38(7)	1,34(12)	1601	3036
$^{74}\text{Ge}$	39,0	17,53	19,38	0,99	1,23	0,26	8,26	8,96	1,65	1,63	1641	1641
$^{84}\text{Kr}$	38,4	18,60	17,84	0,976	0,504	0,266	8,926	8,638	1,627	0,673	1885	3453

Продолжение табл. 1

Ядро	$E_{\alpha}$ , МэВ	$t_1$	$t_2$	$\lambda_1$	$\lambda_2$	$b$	$R_1$ , фм	$R_2$ , фм	$\Delta R_1$ , фм	$\Delta R_2$ , фм	$\sigma_r$ , мб	$\sigma_i$ , мб
$^{88}\text{Sr}$	42	18,66	18,81	0,868	0,681	0,311	8,554	8,609	1,380	0,868	1692	3157
$^{89}\text{Y}$	42	18,777	18,887	0,811	0,813	0,366	8,635	8,675	1,288	1,035	1681	3190
$^{90}\text{Zr}$	50,1	20,98(3)	21,60(7)	0,99(5)	1,10(11)	0,366(11)	8,54(1)	8,75(2)	1,45(6)	1,29(10)	1751	3322
$^{92}\text{Zr}$	65	27,32	28,80	1,80	1,70	0,250	9,205	9,640	2,323	1,761	2387	4315
$^{94}\text{Zr}$	50,1	21,47(3)	22,12(6)	1,12(4)	0,99(10)	0,305(7)	8,69(1)	8,90(2)	1,63(6)	1,16(12)	1868	3466
$^{92}\text{Mo}$	31	14,854	15,423	0,682	0,742	0,339	8,917	9,150	1,226	1,073	1447	2737
	38,0	17,031	17,633	0,927	0,546	0,301	8,641	8,868	1,530	0,724	1590	2918
	49,2	21,36(5)	22,11(6)	1,30(5)	0,99(10)	0,210(8)	8,82(2)	9,07(2)	1,91(7)	1,16(12)	1944	3513
$^{94}\text{Mo}$	50,5	21,46(11)	22,35(16)	0,99(12)	1,12(32)	0,361(32)	8,71(3)	9,01(6)	1,44(18)	1,30(37)	1805	3429
$^{96}\text{Mo}$	45,0	19,90(8)	20,76(14)	0,82(10)	1,31(32)	0,405(35)	8,77(3)	9,07(5)	1,29(16)	1,60(39)	1692	3311
$^{98}\text{Mo}$	40	17,443	18,392	1,079	0,222	0,172	8,501	8,849	1,736	0,287		
	45,0	20,37(7)	21,20(12)	1,07(9)	1,15(19)	0,333(17)	8,93(2)	9,22(4)	1,64(14)	1,41(24)	1855	3472
$^{100}\text{Mo}$	38,0	17,407	18,06	1,109	0,743	0,139	8,753	8,998	1,826	0,983	1696	3035
$^{106}\text{Pd}$	38,0	17,59	18,37	1,03	1,12	0,205	8,998	9,289	1,685	1,472	1690	3078
$^{107}\text{Ag}$	40	17,07	20,54	1,969	1,069	0,151	8,569	9,834	3,133	1,377	1713	2840
$^{112}\text{Sn}$	44	20,37	20,98	0,907	1,56	0,440	9,331	9,544	1,386	1,914	1767	3508
	50,1	21,26(11)	22,62(7)	1,40(11)	0,88(11)	0,325(16)	8,92(3)	9,36(2)	2,01(15)	1,02(12)	1862	3375
$^{114}\text{Sn}$	44	20,51	21,02	0,883	1,66	0,413	9,374	9,552	1,349	2,036	1793	3550
	50,1	21,68(12)	23,03(10)	1,71(13)	0,95(15)	0,290(20)	9,05(4)	9,49(3)	2,45(19)	1,09(17)	1992	3522
$^{116}\text{Sn}$	40,4	17,96(28)	19,87(16)	1,43(18)	0,76(24)	0,315(45)	8,95(10)	9,64(6)	2,25(29)	0,97(31)	1705	3023
	44	20,010	20,54	1,032	1,443	0,366	9,195	9,379	1,574	1,767	1776	3387
	65,7	26,42	26,80	1,11	1,45	0,280	9,067	9,176	1,407	1,474	2064	3897
$^{118}\text{Sn}$	44	19,486	19,839	0,964	1,43	0,354	9,008	9,130	1,467	1,747	1681	3211
$^{120}\text{Sn}$	44	19,343	19,613	1,108	1,49	0,288	8,953	9,047	1,685	1,818	1707	3169
	50,5	22,17(6)	22,8(1)	1,04(6)	1,27(15)	0,322(14)	9,15(2)	9,34(4)	1,48(9)	1,46(18)	1902	3502

Продолжение табл. 1

Ядро	$E_{\alpha}$ , МэВ	$l_1$	$l_2$	$\lambda_1$	$\lambda_2$	$b$	$R_1$ , фм	$R_2$ , фм	$\Delta R_1$ , фм	$\Delta R_2$ , фм	$\sigma_r$ , мб	$\sigma_r$ , мб
$^{122}\text{Sn}$	44	19,889	20,153	1,084	1,289	0,300	9,138	9,229	1,650	1,574	1795	3340
$^{124}\text{Sn}$	40,4	18,9(4)	20,8(4)	1,41(25)	1,08(51)	0,24(6)	9,26(14)	9,96(14)	2,23(38)	1,37(65)	1860	3308
	50,5	22,36(5)	22,8(2)	1,04(5)	1,29(3)	0,298(13)	9,20(2)	9,33(7)	1,49(7)	1,48(15)	1939	3646
$^{122}\text{Te}$	42	19,056	19,339	0,961	1,008	0,257	9,196	9,296	1,488	1,253	1734	3214
$^{124}\text{Te}$	42	18,717	18,872	0,944	1,082	0,249	9,072	9,127	1,460	1,342	1673	3101
$^{126}\text{Te}$	42	19,517	19,807	0,986	1,087	0,254	9,349	9,452	1,528	1,351	1813	3361
$^{128}\text{Te}$	42	19,335	19,720	0,992	1,051	0,251	9,281	9,417	1,535	1,306	1783	3298
$^{130}\text{Te}$	42	19,474	19,777	0,990	1,078	0,261	9,325	9,432	1,532	1,339	1801	3341
$^{148}\text{Sm}$	50	23,300	23,172	1,180	1,202	0,246	9,943	9,902	1,676	1,368	2140	3955
$^{150}\text{Sm}$	50	22,706	23,097	1,120	1,376	0,278	9,748	9,874	1,588	1,565	2011	3756
$^{152}\text{Sm}$	50	22,777	22,966	1,208	1,379	0,281	9,767	9,838	1,712	1,568	2038	3781
$^{166}\text{Er}$	50	24,789	24,018	1,474	1,608	0,144	10,612	10,364	2,084	1,819	2468	4453
$^{176}\text{Yb}$	50	23,278	23,225	1,257	1,408	0,243	10,186	10,169	1,765	1,585	2129	3919
$^{206}\text{Pb}$	39,0	17,47	17,97	1,24	3,36	0,47	10,42	—	1,84	—	—	—
$^{207}\text{Pb}$	39,0	17,07	19,41	1,42	1,09	0,38	10,28	—	2,09	—	—	—
$^{208}\text{Pb}$	39,0	17,71	18,99	0,92	0,86	0,34	10,50	10,93	1,36	1,03	1490	—

Примечания: 1) Данные по оптимальным параметрам ПФА частично взяты из работ [19, 21—24], основная часть получена нами.

2) Ссылки на литературные источники см. в работе [20].

3) Потрешности в параметрах ПФА и других величинах, представленные в скобках, получены либо усреднением из серии подгонок, либо на основе потрешностей исходных экспериментальных данных.

4) Параметры  $R_1$  и  $R_2$  вычислялись по формуле (7),  $\Delta R_1$  и  $\Delta R_2$  — (13),  $\sigma_r$  и  $\sigma_r$  вычислялись по формулам из [15].

Таблица 2. Радиусы ядер  $R$  и толщина поверхностного слоя  $\Delta R$ , полученные из рассеяния  $\alpha$ -частиц

Ядро	Радиус ядра $R$ , фм		Толщина поверхностного слоя $\Delta R$ , фм		Ядро	Радиус ядра $R$ , фм		Толщина поверхностного слоя $\Delta R$ , фм	
$^4\text{He}$	1,02	(1,10)	1,45	(1,4)	$^{58}\text{Ni}$	4,27	(4,28)	1,44	(2,5)
$^6\text{Li}$	1,46	(1,56)	4,23	(2,3)	$^{60}\text{Ni}$	4,51		1,78	
$^7\text{Li}$	1,24		3,09		$^{62}\text{Ni}$	4,53		1,52	
$^9\text{Be}$	0,981	(1,80)	1,36	(2,0)	$^{64}\text{Ni}$	4,21		1,48	
$^{11}\text{B}$	0,614	(2,00)	4,81	(2,0)	$^{63}\text{Cu}$	4,86		1,71	
$^{12}\text{C}$	1,56	(2,30)	1,17	(1,85)	$^{65}\text{Cu}$	4,90		1,59	
$^{13}\text{C}$	1,13		0,371		$^{64}\text{Zn}$	4,52		1,66	
$^{14}\text{N}$	1,76	(2,40)	1,70	(1,85)	$^{66}\text{Zn}$	4,45		1,49	
$^{16}\text{O}$	1,52	(2,60)	1,28	(1,8)	$^{68}\text{Zn}$	4,49		1,53	
$^{19}\text{F}$	2,30		1,19		$^{70}\text{Zn}$	4,57		1,47	
$^{20}\text{Ne}$	2,32		1,58		$^{74}\text{Ge}$	4,85		1,65	
$^{24}\text{Mg}$	2,67	(2,93)	1,26	(2,6)	$^{84}\text{Kr}$	5,51		1,63	
$^{25}\text{Mg}$	3,0		1,06		$^{88}\text{Sr}$	5,25	(4,80)	1,38	(2,3)
$^{26}\text{Mg}$	3,0		1,17		$^{89}\text{Y}$	5,33		1,29	
$^{27}\text{Al}$	2,87		0,735		$^{90}\text{Zr}$	5,43		1,45	
$^{28}\text{Si}$	2,92	(2,95)	1,24	(2,8)	$^{92}\text{Zr}$	6,36		2,32	
$^{31}\text{P}$	2,91		1,95		$^{94}\text{Zr}$	5,59		1,63	
$^{32}\text{S}$	—	(3,26)	—	(2,6)	$^{92}\text{Mo}$	5,39		1,55	
$^{40}\text{Ca}$	3,89	(3,64)	1,14	(2,5)	$^{94}\text{Mo}$	5,62		1,44	
$^{44}\text{Ca}$	4,04		1,42		$^{96}\text{Mo}$	5,55		1,29	
$^{48}\text{Ca}$	4,00		1,34		$^{98}\text{Mo}$	5,43		1,69	
$^{46}\text{Ti}$	4,12		1,53		$^{100}\text{Mo}$	5,34		1,83	
$^{48}\text{Ti}$	3,99		1,23		$^{106}\text{Pd}$	5,59		1,69	
$^{50}\text{Ti}$	4,11		1,50		$^{107}\text{Ag}$	5,23		3,13	
$^{51}\text{V}$	—	(3,98)	—	(2,2)	$^{115}\text{In}$	—	(5,24)	—	(2,3)
$^{52}\text{Cr}$	4,06		1,44		$^{112}\text{Sn}$	5,96		1,70	
$^{54}\text{Cr}$	4,23		1,38		$^{114}\text{Sn}$	6,03		1,90	
$^{54}\text{Fe}$	4,09		1,45		$^{116}\text{Sn}$	5,95		1,75	
$^{56}\text{Fe}$	4,21		1,48		$^{118}\text{Sn}$	5,78		1,47	
$^{58}\text{Fe}$	4,48		1,35		$^{120}\text{Sn}$	5,90		1,59	
$^{59}\text{Co}$	—	(4,09)	—	(2,5)	$^{122}\text{Sn}$	5,92		1,65	

Продолжение табл.2

Ядро	Радиус ядра $R$ , фм	Толщина поверхностного слоя $\Delta R$ , фм	Ядро	Радиус ядра $R$ , фм	Толщина поверхностного слоя $\Delta R$ , фм
$^{124}\text{Sn}$	6,04	1,86	$^{152}\text{Sm}$	6,69	1,71
$^{122}\text{Sb}$	— (5,32)	— (2,5)	$^{166}\text{Er}$	7,54	2,08
$^{122}\text{Te}$	5,92	1,49	$^{176}\text{Yb}$	7,12	1,77
$^{124}\text{Te}$	5,80	1,46	$^{181}\text{Ta}$	— (6,45)	— (2,8)
$^{126}\text{Te}$	6,08	1,53	$^{197}\text{Au}$	— (6,38)	— (2,32)
$^{128}\text{Te}$	6,01	1,54	$^{206}\text{Pb}$	7,09	1,84
$^{130}\text{Te}$	6,05	1,53	$^{207}\text{Pb}$	6,95	2,09
$^{148}\text{Sm}$	6,87	1,68	$^{208}\text{Pb}$	7,17 (6,5)	1,36 (2,3)
$^{150}\text{Sm}$	6,68	1,59	$^{209}\text{Bi}$	— (6,47)	— (2,7)

- Примечания: 1) В скобках даны  $R$ ,  $\Delta R$ , полученные из рассеяния электронов [14].  
 2) Погрешности в  $R$ ,  $\Delta R$  равны 1—3 (редко — 5—6) единицам в последней значащей цифре.  
 3) Параметры ядер, для которых выполнены измерения при различных энергиях налетающих  $\alpha$ -частиц, получены путем оценки достоверности первичных экспериментальных данных и последующим усреднением параметров  $R$  и  $\Delta R$  при различных энергиях.  
 4) В случае рассеяния тождественных частиц  $^4\text{He}(\alpha, \alpha)^4\text{He}$  операция определения радиуса была иная, в соответствии с физическим смыслом:  $R = R_{\text{вз}}/2 - r_{\text{NN}}$ ; аналогично найдены радиусы для  $^6\text{Li}$  и  $^7\text{Li}$  в связи с большим вкладом кластерного  $^4\text{He}$ -компонента.

по электронному рассеянию [14]. Для тех ядер, для которых в мировой литературе имелись экспериментальные данные по УРДС для различных энергий  $\alpha$ -частиц, после процедуры (10) выполнена выборка (путем отбрасывания наименьших и наибольших значений) с последующим усреднением и вычислением среднеквадратичной погрешности. В табл.3 приведены оптимальные параметры модели метода комплексных угловых моментов (МКУМ), а также параметры дебройлевской волны  $\lambda = 1/k$ . Полнота и систематичность представленных в табл.2 значений позволяет надеяться, что данные по  $R$  и  $\Delta R$  в ней — наиболее корректные из всех известных в литературе данных, полученных из рассеяния  $\alpha$ -частиц.

Еще раз хотелось бы подчеркнуть, что значения  $R$  и  $\Delta R$ , полученные не из строгой формулы (11), а из аналитических ее реализаций типа [12],



Таблица 3. Оптимальные параметры модели метода комплексных угловых моментов

Ядро	$E_\alpha$ , МэВ	$k$ , фм <sup>-1</sup>	$\theta_c$ , град	$l_0$	$\beta$	$b$	$ \alpha $	$\gamma$	$ C_1(2) $ , фм	$ \beta_2 $
$^{12}_6\text{C}$	18	1,40	16,4	6,22(5)	0,29(1)	0,70(1)	0,53(1)	2,04(1)	0,59(1)	0,36(3)
	20,16	1,48	15,3	6,29(5)	0,59(1)	0,34(1)	0,72(1)	1,84(1)	0,58(1)	0,38(3)
	22,75	1,57	13,3	6,82(6)	0,60(1)	0,14(1)	1,07(2)	1,76(1)	0,84(1)	0,56(4)
	24	1,62	13,2	6,70(6)	1,28(1)	0,37(1)	3,32(5)	1,86(1)	0,59(1)	0,42(3)
	26,1	1,68	11,8	7,19(7)	1,57(2)	0,60(1)	2,18(4)	2,12(1)	0,75(1)	0,52(4)
	29,3	1,79	9,9	8,07(8)	2,16(2)	0,76(1)	4,1(1)	1,64(1)	0,48(1)	0,32(2)
	31,5	1,85	8,5	9,1(1)	1,63(2)	0,68(1)	2,42(5)	1,54(1)	0,65(1)	0,39(2)
	33,4	1,91	8,6	8,73(9)	2,20(3)	0,42(1)	4,2(1)	1,45(1)	0,50(1)	0,33(2)
	36	1,98	9,4	7,68(7)	1,86(2)	0,14(1)	3,68(7)	2,40(1)	0,46(1)	0,39(3)
	39,0	2,06	8,3	8,41(9)	0,88(3)	0,70(1)	0,80(3)	2,15(1)	0,64(1)	0,50(4)
40,4	2,09	7,3	9,3(1)	2,20(3)	0,48(1)	2,68(8)	1,70(1)	0,69(1)	0,48(3)	
40,5	2,10	7,3	9,3(1)	2,42(3)	0,12(1)	3,8(1)	1,82(1)	0,73(1)	0,52(3)	
41	2,11	7,4	9,2(1)	2,27(3)	0,20(1)	3,25(8)	1,94(1)	0,71(1)	0,52(3)	
45,0	2,21	6,6	9,9(1)	0,57(2)	0,84(1)	0,64(2)	1,52(1)	0,57(1)	0,41(2)	
50,5	2,35	6,1	10,1(1)	1,80(3)	0,32(1)	2,41(6)	1,85(1)	0,52(1)	0,40(3)	
60	2,56	5,1	11,0(2)	1,54(3)	0,51(1)	1,80(4)	1,85(1)	0,52(1)	0,40(3)	
65	2,66	4,4	12,4(2)	2,51(5)	0,27(1)	2,14(7)	0,67(1)	0,33(1)	0,23(1)	
104	3,36	2,9	14,5(3)	2,86(6)	0,64(1)	3,0(1)	1,99(1)	0,60(1)	0,49(3)	
139	3,89	2,0	18,3(4)	3,10(9)	0,79(1)	2,8(1)	1,11(1)	0,48(1)	0,35(2)	
1370	12,21	0,36	32,8(2)	19,6(8)	0,26(1)	12(2)	2,09(1)	0,65(1)	1,55(29)	
$^{16}_8\text{O}$	18,3	1,51	19,2	7,00(6)	0,13(1)	0,27(1)	1,22(1)	1,96(1)	0,29(1)	0,16(1)
	21,8	1,64	16,1	7,68(3)	2,12(3)	0,24(1)	3,0(2)	2,57(1)	0,60(1)	0,35(3)
	23,7	1,71	13,1	9,07(5)	0,67(1)	0,27(1)	1,23(2)	0,97(1)	0,34(1)	0,17(1)

Продолжение табл.3

Ядро	$E_\alpha$ , МэВ	$k$ , $\text{фм}^{-1}$	$\theta_c$ , град	$l_0$	$\beta$	$b$	$ a $	$\gamma$	$ C_1(2) $ , фм	$ \beta_2 $
$^{16}_8\text{O}$	27,3	1,84	13,1	8,4(4)	1,40(9)	0,36(2)	1,7(2)	1,93(2)	0,46(3)	0,28(3)
	40,1	2,23	7,9	11,5(2)	2,0(1)	1,09(8)	2,2(5)	3,7(2)	0,24(3)	0,18(3)
	40,5	2,24	8,2	11,11(7)	3,21(3)	0,18(1)	4,69(8)	1,67(1)	0,36(1)	0,22(1)
	104	3,59	3,2	17,9(3)	4,75(6)	0,56(1)	5,3(2)	4,62(1)	0,35(1)	0,23(1)
	12,7	1,34	36,7	6,4(3)	1,05(5)	0,10(1)	1,9(1)	1,45(2)	0,57(39)	0,25(19)
$^{24}_{12}\text{Mg}$	31,5	2,12	13,9	11,11(7)	2,45(2)	0,30(1)	3,54(5)	1,42(2)	0,59(1)	0,30(2)
	39,0	2,35	10,9	12,7(3)	2,88(8)	0,31(1)	3,9(3)	4,5(1)	0,72(2)	0,46(5)
	42	2,44	10,5	12,7(1)	3,49(4)	0,10(1)	4,9(1)	1,75(1)	0,68(1)	0,37(2)
	50,5	2,68	7,6	16,1(5)	2,3(1)	0,51(2)	2,3(2)	3,5(2)	0,88(1)	0,50(4)
	16,2	1,55	33,4	7,3(3)	3,5(2)	0,97(1)	11(2)	2,18(2)	0,60(1)	0,27(4)
$^{28}_{14}\text{Si}$	19,5	1,70	27,9	8,1(4)	3,3(2)	0,83(2)	9(1)	2,09(2)	0,59(4)	0,29(2)
	21,6	1,79	24,2	8,9(5)	1,33(9)	0,59(2)	1,8(2)	1,57(2)	0,63(4)	0,31(4)
	23,3	1,86	23,3	8,9(5)	3,6(2)	0,39(1)	12(2)	1,57(2)	0,45(11)	0,23(7)
	25,1	1,93	25,9	7,7(4)	1,01(6)	0,13(4)	1,9(2)	0,43(2)	0,55(5)	0,36(6)
	27	2,00	19,2	10,09(6)	1,45(2)	0,35(1)	1,83(5)	1,66(2)	0,82(1)	0,42(4)
$^{48}_{22}\text{Ti}$	39,0	2,40	13,7	11,8(3)	1,71(8)	0,44(3)	1,5(1)	2,4(2)	0,72(5)	0,45(8)
	41	2,46	12,8	12,4(9)	1,3(1)	0,78(1)	2,1(3)	2,24(2)	0,50(5)	0,10(1)
	50,5	2,74	9,2	15,5(4)	2,7(1)	0,39(2)	2,8(2)	4,3(2)	0,25(4)	0,15(3)
	104	3,93	4,8	21(3)	5,4(8)	0,29(1)	7(2)	1,57(2)	0,60(11)	0,34(8)
	27,2	2,12	25,1	12,0(9)	5,0(4)	0,25(1)	17(6)	0,92(2)	0,45(5)	0,18(3)
$^{48}_{22}\text{Ti}$	28,4	2,16	24,7	11,9(9)	2,5(2)	0,23(1)	3,7(8)	2,17(2)	0,40(3)	0,17(2)
	31	2,26	22,0	12,8(10)	2,9(3)	0,30(3)	4,4(9)	2,09(2)	0,59(9)	0,25(5)
	50,5	2,89	12,5	17,9(6)	3,3(1)	0,29(1)	3,9(5)	1,1(3)	0,29(5)	0,15(3)

Продолжение табл.3

Ядро	$E_{\alpha}$ , МэВ	$k$ , фм <sup>-1</sup>	$\theta_c$ , град	$l_0$	$\beta$	$b$	$ a $	$\gamma$	$ C_1(2) $ , фм	$ \beta_2 $
$^{48}_{22}\text{Ti}$	104	4,14	5,9	26,7(8)	4,8(2)	0,29(1)	4,8(4)	1,51(1)	0,43(2)	0,19(1)
	140	4,81	4,9	27,5(9)	7,4(3)	0,21(1)	10,2(8)	1,94(3)	0,37(5)	0,19(3)
	29,0	2,20	25,1	12,7(3)	3,07(8)	0,46(1)	6,0(4)	1,54(14)	0,43(5)	0,20(5)
$^{52}_{24}\text{Cr}$	40,4	2,60	14,9	18,3(4)	3,72(9)	0,16(1)	8,4(5)	3,08(1)	0,20(1)	0,07(1)
	50,0	2,90	13,9	17,5(5)	2,65(10)	0,25(1)	2,6(2)	1,41(24)	0,22(5)	0,11(3)
$^{54}_{26}\text{Fe}$	16,05	1,64	51,5	8,5(5)	2,64(15)	1,47(4)	7,8(18)	2,36(2)	0,22(1)	0,07(1)
	29,3	2,22	27,1	12,6(3)	3,92(10)	0,51(1)	12,4(11)	1,6(1)	0,21(3)	0,10(1)
$^{56}_{26}\text{Fe}$	29,3	2,22	24,1	14,2(4)	3,43(11)	0,64(1)	6,4(6)	3,8(2)	0,38(6)	0,16(4)
	104	4,19	7,3	25(4)	4,9(9)	0,195(1)	5,6(4)	2,24(2)	0,33(13)	0,16(7)
$^{58}_{26}\text{Fe}$	45,0	2,76	16,5	16,9(3)	3,57(9)	0,18(1)	5,6(4)	1,89(1)	0,39(10)	0,16(1)
	50,5	2,92	14,8	17,9(6)	3,3(6)	0,47(11)	4,1(2)	1,7(3)	0,36(8)	0,18(5)
$^{64}_{28}\text{Ni}$	64,3	3,30	10,6	22(3)	4,4(6)	0,27(1)	7,7(6)	1,18(1)	0,25(1)	0,10(1)
	32,3	2,34	31,3	11,1(8)	3,0(2)	0,27(1)	6,0(13)	3,65(8)	0,36(8)	0,17(5)
$^{62}_{28}\text{Ni}$	34,4	2,41	25,5	13,4(11)	3,2(3)	0,48(2)	6,1(13)	2,66(2)	0,33(44)	0,14(21)
	42	2,67	26,0	11,8(8)	3,5(3)	0,84(1)	5,2(11)	0,90(2)	0,32(1)	0,10(4)
$^{62}_{28}\text{Ni}$	43	2,70	18,4	16,6(16)	3,9(5)	0,40(1)	7,5(24)	1,05(2)	0,33(9)	0,13(4)
	50,2	2,92	15,4	18,5(4)	3,82(9)	0,10(1)	6,0(4)	1,65(2)	0,26(1)	0,104(10)
$^{62}_{28}\text{Ni}$	50,5	2,93	16,2	17,5(5)	3,0(7)	0,38(13)	2,9(19)	1,9(3)	0,31(17)	0,15(1)
	64,3	3,30	12,3	20,4(5)	4,1(2)	0,26(1)	2,5(3)	1,97(2)	0,29(5)	0,12(2)
$^{62}_{28}\text{Ni}$	152	5,07	6,5	25,2(7)	6,6(3)	0,37(1)	8,5(7)	2,92(1)	0,47(6)	0,30(3)
	1370	15,23	0,74	74,5(63)	28,6(26)	0,66(1)	15,3(74)	2,36(1)	0,58(1)	0,41(4)
$^{62}_{28}\text{Ni}$	32,3	2,35	26,1	13,5(11)	3,0(3)	0,41(1)	4,7(12)	2,48(2)	0,44(5)	0,17(3)
	33	2,37	25,0	13,9(11)	1,1(1)	0,42(1)	0,84(10)	1,57(2)	0,67(8)	0,26(15)

Продолжение табл.3

Ядро	$E_{\alpha}$ , МэВ	$k$ , фм <sup>-1</sup>	$\theta_{\alpha}$ , град	$l_0$	$\beta$	$b$	$ a $	$\gamma$	$ C_1(2) $ , фм	$ \beta_2 $
<sup>62</sup> Ni 28	50	2,94	14,2	20,1(24)	3,3(5)	0,25(1)	6,0(17)	2,69(2)	0,33(7)	0,12(3)
	50,5	2,94	14,6	19,5(4)	3,9(1)	0,11(1)	6,0(5)	0,70(1)	0,42(1)	0,12(3)
	100	4,13	6,4	32(6)	7,4(15)	0,28(1)	14(9)	2,80(2)	0,44(8)	0,15(3)
<sup>64</sup> Zn 30	22	1,95	50,4	9,20	1,79	0,45	0,82	0,56	0,24	0,110
	29,0	2,23	30,5	12,8(3)	2,7(6)	0,38(1)	4,6(36)	2,1(2)	0,31(20)	0,14(10)
	38,0	2,55	22,4	15,6(4)	3,2(2)	0,27(3)	4,7(10)	1,7(3)	0,32(15)	0,14(8)
	40	2,62	20,6	16,2	3,6	0,36	6,9	1,38	0,42	0,19
	43	2,72	20,1	16,3	4,3	0,38	9,8	2,11	0,48	0,23
<sup>66</sup> Zn 30	50,5	2,93	16,3	18,7(8)	3,96(20)	0,40(1)	5,8(9)	1,9(3)	0,27(6)	0,12(3)
	29,0	2,23	29,4	13,4(3)	2,9(1)	0,39(1)	6,0(10)	1,7(2)	0,42(16)	0,18(9)
	38,0	2,56	22,2	15,7(4)	3,6(2)	0,23(1)	7,0(1)	1,9(3)	0,37(16)	0,17(8)
	43	2,72	19,2	17,1	4,0	0,54	6,9	1,77	0,34	0,149
	50,5	2,93	14,7	20,7(8)	3,8(2)	0,21(1)	4,9(9)	0,37(37)	0,35(1)	0,14(5)
<sup>68</sup> Zn 30	29,0	2,24	30,3	12,9(3)	2,8(1)	0,44(1)	5,1(8)	2,3(2)	0,41(18)	0,18(10)
	38,0	2,56	21,5	16,7(5)	4,0(1)	0,35(1)	8,7(10)	1,1(2)	0,32(2)	0,13(3)
	40	2,63	20,4	15,7	3,52	0,36	6,08	2,10	0,46	0,23
<sup>70</sup> Zn 30	43	2,73	20,0	16,4	4,08	0,44	8,16	2,16	0,39	0,18
	50,5	2,94	17,7	17,2(4)	4,22(9)	0,24(1)	8,1(6)	3,08(1)	0,36(1)	0,12(5)
	29,0	2,24	28,3	13,9(3)	3,98(11)	0,64(1)	14,0(2)	4,5(2)	0,45(1)	0,18(6)
	38,0	2,56	20,8	16,8(5)	3,48(12)	0,48(1)	5,2(6)	1,1(2)	0,35(7)	0,14(4)
	50,5	2,94	16,3	18,7(6)	4,21(15)	0,27(4)	7,8(9)	2,0(3)	0,24(5)	0,11(3)
<sup>88</sup> Sr 38	42	2,73	25,5	16,6	3,18	0,37	5,34	2,86	0,20	0,086
	42	2,74	22,6	19,5	—	—	—	—	0,25	0,082

Продолжение табл.3

Ядро	$E_{\alpha}$ , МэВ	$k$ , фм $^{-1}$	$\theta_c$ , град	$l_0$	$\beta$	$b$	$ a $	$\gamma$	$ C_1(2) $ , фм	$ \beta_2 $
$^{90}_{40}\text{Zr}$	43	2,73	22,7	19,5	3,85	0,66	8,35	0,314	0,14	0,050
	50,1(5)	2,98	20,6	19,7(7)	4,0(2)	0,271(4)	7,3(10)	1,730(5)	0,144(8)	0,051(5)
$^{92}_{40}\text{Zr}$	43	2,76	22,2	20,0	4,46	0,53	13,6	0,189	0,183	0,065
$^{94}_{40}\text{Zr}$	43	2,76	23,8	18,5	4,48	0,60	11,7	1,88	0,168	0,071
	50,1(5)	2,99	20,3	19,9(7)	4,3(2)	0,389(6)	8,3(12)	2,071(5)	0,230(9)	0,081(7)
$^{92}_{42}\text{Mo}$	38,0	2,60	31,4	15,3(4)	3,1(6)	0,42(11)	6,5(15)	2,9(2)	0,12(1)	0,048(6)
	31	2,35	40,6	12,9	3,00	0,677	6,28	0,372	0,129	0,058
	49,2	2,96	21,2	20,2(7)	4,2(2)	0,371(9)	7,5(11)	1,228(5)	0,24(4)	0,087
$^{94}_{42}\text{Mo}$	50,5	3,00	21,2	20,0(7)	4,3(2)	0,41(1)	8,7(15)	1,142(5)	0,27(5)	0,095
$^{96}_{42}\text{Mo}$	45,0	2,83	25,0	17,9(6)	3,0(2)	0,34(1)	4,0(7)	0,90(29)	—	—
$^{98}_{42}\text{Mo}$	40	2,68	29,0	16,2	3,30	0,702	7,25	0,068	—	—
	45,0	2,84	23,2	19,3(7)	4,4(3)	0,43(2)	10,4(24)	1,6(3)	0,30(10)	0,099
$^{100}_{42}\text{Mo}$	38,0	2,61	29,1	16,6(6)	4,1(5)	0,54(11)	15,7(27)	2,2(2)	0,36(2)	0,14(1)
$^{106}_{46}\text{Pd}$	38,0	2,60	31,1	17,4(9)	4,0(6)	1,04(25)	10,5(23)	1,7(3)	0,45(7)	0,16(4)
$^{112}_{50}\text{Sn}$	44	2,82	29,6	18,1	4,57	0,88	9,9	2,2	0,21	0,069
	50,1	3,01	24,7	20,4(7)	4,5(2)	0,41(1)	14(3)	1,3(4)	0,22(13)	0,073
$^{114}_{50}\text{Sn}$	44	2,82	26,5	20,3	4,8	1,05	9,4	1,21	0,17	0,055
	50,1	3,01	24,4	20,7(8)	4,1(2)	0,313(9)	9,1(20)	1,294(5)	0,20(5)	0,064
$^{116}_{50}\text{Sn}$	40	2,68	33,8	17,0	3,75	0,49	8,9	0,334	0,26	0,0975
	40,4	2,70	30,2	18,5(6)	4,8(3)	0,90(5)	20(5)	1,488(5)	0,18(8)	0,055
	44	2,82	24,0	17,6	3,7	0,45	6,12	2,88	0,202	0,0944
$^{118}_{50}\text{Sn}$	40	2,68	35,3	16,3	3,5	0,54	6,8	1,07	0,24	0,094
	44	2,82	26,8	20,0	3,8	0,77	5,3	0,65	0,205	0,0699

Продолжение табл.3

Ядро	$E_\alpha$ , МэВ	$k$ , фм <sup>-1</sup>	$\theta_c$ , град	$l_0$	$\beta$	$b$	$ a $	$\gamma$	$ C_1(2) $ , фм	$ \beta_2 $
<sup>120</sup> <sub>50</sub> Sn	40	2,68	34,6	16,6	3,6	0,56	6,1	1,14	0,26	0,099
	44	2,82	27,7	19,3	4,0	0,68	7,4	1,07	0,203	0,0719
	50,5	3,02	25,1	20,0(7)	3,9(2)	0,450(9)	6,5(11)	0,500(5)	0,22(11) <sup>1</sup>	0,073
<sup>122</sup> <sub>50</sub> Sn	40	2,68	35,8	16,1	3,7	0,62	7,2	2,04	0,26	0,102
	44	2,82	30,5	17,5	3,9	0,52	6,5	0,515	0,192	0,0754
<sup>124</sup> <sub>50</sub> Sn	44	2,83	30,4	17,6	4,18	0,813	7,21	3,34	0,178	0,070
	50,5	3,03	22,9	22,0(8)	4,6(2)	0,48(1)	11(2)	2,042(5)	0,15(8)	0,043
<sup>122</sup> Te	42	2,76	33,4	16,9	4,2	0,67	13,5	0,376	0,321	0,11
<sup>124</sup> Te	42	2,76	33,1	17,1	4,2	0,60	13,9	0,195	0,283	0,099
<sup>126</sup> Te	42	2,76	—	—	—	—	—	—	0,22	—
<sup>128</sup> Te	42	2,77	32,9	17,2	4,1	0,78	12,1	0,425	0,195	0,066
<sup>130</sup> Te	42	2,77	33,0	17,1	4,2	0,68	12,1	0,765	0,186	0,062
<sup>132</sup> Te	42	2,77	30,8	20,6	—	—	—	—	0,30	0,14
<sup>146</sup> Ce	42	2,77	30,8	20,6	—	—	—	—	0,30	0,14
<sup>148</sup> Sm	50	3,03	26,9	23,2	5,57	0,555	37,0	1,07	0,141	0,043
<sup>152</sup> Sm	50	3,03	27,2	22,9	6,05	0,811	39,5	1,51	0,290	0,091
<sup>154</sup> Sm	50	3,03	27,6	22,6	5,90	0,784	33,3	0,43	0,358	0,113
<sup>166</sup> Er	50	3,04	29,7	22,9	6,13	0,959	48,9	1,63	0,294	0,083
<sup>176</sup> Yb	50	3,04	30,2	23,2	5,98	0,863	49,3	1,82	0,285	0,085

Примечания: 1) Ссылки на литературные данные см. в обзоре [20].  
2) См. примечания к табл.2.

не годятся для сравнений с данными по электронному рассеянию,  $\mu$ -мезо-атомам, протонному рассеянию и другим независимым методам, ввиду неконтролируемости сделанных в аналитических моделях приближений и систематических отклонений от строгой теории, в качестве которой в данном случае служит разложение амплитуды рассеяния по парциальным волнам (11).

Извлечение из угловых распределений дифференциальных сечений абсолютных параметров квадрупольной деформации атомных ядер. Параметр  $|\beta_2|$  связан с ядерным матричным элементом  $|C_1(2)|$  следующим соотношением [10,12,16]:

$$|\beta_2| = \frac{2,24 |C_1(2)|}{l_0/k - 2,6}. \quad (14)$$

Строгих выражений для амплитуд неупругого взаимодействия  $\alpha$ -частиц с ядрами, таких же, как для упругого в виде (11), не существует, однако имеются аналитические реализации выражения (11). Наиболее последовательная и внутренне непротиворечивая теория неупругого рассеяния дана Инопиным с сотр. [10,12,16]. В рамках этой теории сечения упругого и неупругого, с возбуждением коллективных состояний, рассеяния имеют вид

$$\sigma_0 = \frac{8\pi}{k^2} |a|^2 l_0 \sin^{-1}\theta \exp(-2\beta\theta) \{b^2 + \cos^2[(l_0 + 0,5)\theta + \gamma]\},$$

$$\sigma_I = 2(2I + 1) |a|^2 |C_n(I)|^2 l_0 \theta^2 \sin^{-1}\theta \times \quad (15)$$

$$\times \exp(-2\beta\theta) \{b^2 + \cos^2[(l_0 + \frac{1}{2})\theta + \gamma + \frac{\pi}{2}(I + 1)]\},$$

где  $l_0$ ,  $|a|$ ,  $\beta$ ,  $b$ ,  $\gamma$  — пять свободных параметров теории, остальные обозначения обычные. Оставляя в стороне проблемы получения свободных параметров теории (эти процедуры можно найти в работах [9,13,25]), сосредоточимся лишь на извлечении из эксперимента ядерного матричного элемента  $|C_1(2)|$ . В работе [26] показано, а в наших работах [9,13,19,25] это проверено на многочисленных наших и приведенных в литературе экспериментальных данных, что верным и достаточно строгим выражением для  $|C_1(2)|$  является следующее:

$$|C_n(I)|^2 = \frac{4\pi(n!)^2}{k^{2n}(2I+1)(\theta^2 - \theta_c^2)^n} \frac{[\sigma_I^{(n)}(\theta)]_{\max}}{[\sigma_0^{(0)}(\theta)]_{\max}}, \quad (16)$$

где  $[\sigma_0^{(0)}(\theta)]_{\max}$  и  $[\sigma_I^{(n)}(\theta)]_{\max}$  — огибающие по максимумам сечений упругого и неупругого рассеяния,  $\theta_c = 2 \operatorname{arctg} n/l_0$  — кулоновский угол, соответствующий касательной к поверхности ядра траектории. В работе [13] на основе систематики экспериментальных данных доказана независимость ядерных матричных элементов  $|C_1(2)|$  от угла рассеяния  $\theta$  и энергии налетающих частиц  $E_\alpha$ , то есть показано, что эта величина действительно является ядерной константой. В табл.3 приведены найденные из эксперимента параметры модели МКУМ, ядерные матричные элементы и абсолютные величины параметров квадрупольной деформации.

**Использование аномалий в дифракционных угловых распределениях для получения из эксперимента знаков квадрупольной ядерной деформации.** Общеупотребительным методом извлечения из УРДС знаков квадрупольной ядерной деформации является метод связанных каналов (МСК) [27], в практическом плане реализуемый, например, в виде известной программы ECIS [28]. В МСК знак деформации является одним из многочисленных подгоночных параметров, поэтому получение его из эксперимента — неоднозначная ненадежная процедура. В нашей работе [29] с помощью подгонок по программе ECIS показано, тем не менее, что знак ядерной деформации на форме угловых распределений скажется главным образом в виде сдвига экстремумов в сторону больших или меньших углов.

Однако этот эффект сдвига экстремумов был теоретически предсказан гораздо раньше — в 1966 г. Инопиным и Шебеко, а обнаружен в экспериментах на циклотроне ИЯФ АН КазССР в 1971 г. [30] и известен сейчас в литературе как «эффект сдвига блэровских фаз» (СБФ) [31,32]. Острота интереса к данному эффекту обусловлена тем, что теоретически величина и знак СБФ  $\delta_2$  связывались с величиной и знаком квадрупольной ядерной деформации  $\beta_2$  [10] однозначно, а также с деформациями высшей мультипольности при возбуждении соответствующих коллективных уровней и измерении их УРДС при рассеянии  $\alpha$ -частиц. Полный обзор исследований явления СБФ был дан нами в [9].

В рамках теории неупругого дифракционного рассеяния с возбуждением коллективных уровней ядер [33] эффект СБФ интерпретируется как вклад высших порядков по ядерной деформации в амплитуду рассеяния [10]. Для изучения этого вклада авторами [10] были получены



амплитуды рассеяния без разложения  $S$ -матрицы в ряд по степеням ядерной деформации:

$$f_{I,M}(\theta) = i^I D_{M0}^{(I)} \left( \frac{\pi + \theta}{2} \right) f_I(\theta), \quad (17)$$

где

$$f_I(\theta) = \frac{1}{ik} \sum_l \sqrt{\pi(2\bar{l} + 1)} T_l^I Y_{\bar{l}}^I(\theta, 0), \quad (18)$$

$I, M$  — спин и его проекция в конечном состоянии ядра,  $\bar{l}$  — средний угловой момент по ширине пакета парциальных волн,  $D_{M0}^{(I)}$  — функция неприводимого представления группы вращений,  $T_l^I$  — матричные элементы, отвечающие возбуждению уровней со спином  $I$ ,  $Y_{\bar{l}}^I(\theta, 0)$  — сферические функции. Амплитуда (17) вместе с амплитудой для упругого рассеяния приводятся к виду:

$$\begin{aligned} f_0(\theta) &= F(\theta) \cos [kR_0\theta + \gamma], \\ f_2(\theta) &= -k\Delta_2\theta F(\theta) \sin [(kR_0 + \delta_2)\theta + \gamma], \end{aligned} \quad (19)$$

где

$$F^2(\theta) = 8\pi k^{-2} |a|^2 l_0 \sin^{-1}\theta e^{-2\theta}, \quad (20)$$

$$kR_0 = l_0 + \frac{1}{2}, \quad (21)$$

$$\Delta_2 = \frac{R_0}{3} \frac{3}{\sqrt{4\pi}} \beta_2, \quad (22)$$

$$\delta_2 = \frac{\sqrt{5}}{7\sqrt{4\pi}} kR_0 \beta_2, \quad (23)$$

$l_0, \beta, b, |a|, \gamma$  — свободные параметры теории.

Поскольку, как это видно из формулы (23), величина  $\delta_2$ , будучи измеренной в эксперименте, дает прямую информацию о знаке квадрупольной ядерной деформации

$$\text{sign } \beta_2 = -\text{sign } \delta_2, \quad (24)$$

то нами СБФ и был применен для этой цели.

Таким образом, для практических расчетов необходимо из экспериментальных данных определить шесть свободных параметров теории:  $l_0$ ,  $\beta$ ,  $b$ ,  $|a|$ ,  $\gamma$ ,  $\delta_2$ , входящих в формулы (17) — (23). Особо подчеркнем, что параметр  $\delta_2$  необходимо извлечь вместе с его знаком  $\text{sign } \delta_2$ . Первые пять параметров определяются, как указывалось выше, по методу, предложенному в [13,25]. Не входя в детальные описания метода, отметим лишь одну примечательную особенность МКУМ — параметры этой теории определяются из эксперимента однозначно, что является серьезным преимуществом МКУМ перед МСК. Систематика указанных параметров дана в табл.3.

Методы извлечения из экспериментальных данных сдвигов блэровских фаз подробно описаны в [24]. Наиболее универсальный и надежный из них сводится к следующему. Величину  $\delta_2$  можно получить не только из экстремума дифракционного УРДС, но и из любой точки, исходя из выражения для амплитуды (19):

$$\delta_2 = [\arcsin(\sqrt{\sigma(\theta)}/k\Delta_2\theta F(\theta)) - \gamma]/\theta - kR_0, \quad (25)$$

$$\sigma(\theta) = |f_{IM}(\theta)|^2. \quad (26)$$

Для исключения из расчетов «лишних» теоретических свободных параметров в выражении (25) лучше использовать не сечение неупругого рассеяния, а его отношение к упругому, поскольку в обеих амплитудах используются одинаковые параметры.

На практике при использовании метода СБФ одним из строгих методических выводов оказался следующий: при применении СБФ главное — правильно выбрать область углов, где работает МКУМ (фраунгоферовскую область). В практических расчетах оказалось, что эта область углов очень узка: со стороны малых углов она ограничивается кулоновским взаимодействием, а также кулон-ядерной интерференцией, со стороны больших углов — областью смены фаз на  $\pi/2$  [12]. Таким образом, практически, за небольшим исключением, это область 4—5-го дифракционного максимума.

Результаты измерений знаков ядерной деформации методами МСК и СБФ в сравнении с литературными данными и систематикой приведены в табл.4. Параметр  $\delta_2$  и иные промежуточные величины, получаемые из экспериментальных УРДС, подробно описаны в наших работах [9,24].

Таблица 4. Поверхность ядерных деформаций  $\beta(Z, N)$ 

Ядро	$E_2^+$ , МэВ [53-55]	$\beta_2$ [60]	$\beta_2^{\text{экс}}$		$\beta_2^{\text{геор}}$	$\beta_2^{\text{гт}}$	Поверх- ность $\beta(Z, N)$	Число нейтро- нов $N$
			Знач.	Метод				
$^4_2\text{He}$	33,0						+0,172	2
$^6_2\text{He}$	1,80					+0,736 (Из $^8_2\text{He}$ )	+0,736	4
$^8_2\text{He}$								6
$^6_4\text{Be}$	1,67						+0,770	2
$^8_4\text{Be}$	2,94					+0,58 (из $^9_4\text{Be}$ )	+0,580	4
$^9_4\text{Be}$					+0,58		+0,580	5
$^{10}_{10}\text{Be}$	3,3680	1,22	0,74				+0,542	6
$^{12}_{12}\text{Be}$	0,8						+1,11	8
$^{10}_6\text{C}$	3,353		+0,4	Экстрапол.			+0,334	4
$^{12}_6\text{C}$	4,4391	0,60	-0,29(2)	МСБФ		-0,29	-0,290	6
$^{13}_6\text{C}$			-0,19(4)	МСБФ			-0,190	7
$^{14}_6\text{C}$	7,012				-0,44		-0,231	8
$^{16}_6\text{C}$	1,75				+0,37		+0,462	10
$^{18}_6\text{C}$					+0,39		+0,390	12
$^{20}_6\text{C}$					-0,55		-0,550	14
$^{22}_6\text{C}$					+0,37		+0,370	16
$^{24}_6\text{C}$					-0,62		-0,620	18
$^{14}_8\text{O}$	6,59						+0,0861	6
$^{16}_8\text{O}$	6,919	0,084	+0,18(3)	МСБФ		+0,084	+0,0840	8
$^{18}_8\text{O}$	1,9822	0,30					+0,157	10
$^{20}_8\text{O}$	1,6737						+0,171	12
$^{18}_{10}\text{Ne}$	1,8873						+0,325	8
$^{20}_{10}\text{Ne}$	1,6338	0,87	+0,35(1)	МСК	+0,349	+0,35	+0,350	10
$^{22}_{10}\text{Ne}$	1,27458	0,64	+0,37(1)	МСК			+0,397	12
$^{24}_{10}\text{Ne}$	1,981						+0,318	14
$^{20}_{12}\text{Mg}$			+0,4	Экстрапол.				8
$^{22}_{12}\text{Mg}$	1,2470		+0,6	Экстрапол.			+0,639	10
$^{24}_{12}\text{Mg}$	1,36859	0,65	+0,61(5)	МСБФ	+0,26±0,47	+0,61	+0,610	12
$^{26}_{12}\text{Mg}$	1,8087		+0,28(1)	МСК	+0,19		+0,531	14
$^{28}_{12}\text{Mg}$	1,4735		+0,2	Экстрапол.			+0,589	16
$^{26}_{14}\text{Si}$	1,7959						-0,358	12

Продолжение табл. 4

Ядро	$E_2^+$ , МэВ [53-55]	$\beta_2$ [60]	$\beta_2^{\text{экс}}$		$\beta_2^{\text{теор}}$	$\beta_2^{\text{т}}$	Поверх- ность $\beta(Z, N)$	Число нейтро- нов $N$
			Знач.	Метод				
$^{28}\text{Si}$	1,7789	0,40	-0,36(3)	МСБФ	$-\beta$	-0,36	-0,360	14
$^{30}\text{Si}$	2,2355						-0,321	16
$^{32}\text{Si}$	1,9414						-0,345	18
$^{30}_{16}\text{S}$	2,2107						-0,211	14
$^{32}\text{S}$	2,2302	0,37	-0,30	МСК	-0,20	-0,21	-0,210	16
$^{34}\text{S}$	2,1274		0,27	МИВ*			-0,215	18
$^{36}\text{S}$	3,291						-0,173	20
$^{34}_{18}\text{Ar}$	2,0911						-0,167	16
$^{36}\text{Ar}$	1,97039		-0,36	МСК	$-\beta$		-0,172	18
$^{38}\text{Ar}$	2,16760		0,17	МИВ			-0,164	20
$^{40}\text{Ar}$	1,46081		0,20	МИВ		-0,20	-0,200	22
$^{42}\text{Ar}$	1,2082						-0,220	24
$^{38}_{20}\text{Ca}$	2,206						+0,106	18
$^{40}\text{Ca}$	3,9041		0,08	МИВ	$\beta = 0$	+0,08	+0,0800	20
$^{42}\text{Ca}$	1,5246		0,19	МИВ	$\beta = 0$		+0,128	22
$^{44}\text{Ca}$	1,15702	0,22	+0,17	МСБФ	$\beta = 0$		+0,147	24
$^{46}\text{Ca}$	1,347		0,28	МИВ	$\beta = 0$		+0,136	26
$^{48}\text{Ca}$	3,8323		+0,11	МСБФ	$\beta = 0$		+0,0807	28
$^{50}\text{Ca}$	1,03						+0,156	30
$^{42}_{22}\text{Ti}$	1,555						+0,151	20
$^{44}\text{Ti}$	1,0830				$+\beta$		+0,181	22
$^{46}\text{Ti}$	0,88925	0,29	+0,19(1)	МСК	$+\beta$		+0,200	24
$^{48}\text{Ti}$	0,983512	0,265	+0,19(1)	МСК	$+\beta$	+0,19	+0,190	26
$^{50}\text{Ti}$	1,5537	0,175	+0,13(1)	МСК	$\beta = 0$		+0,151	28
$^{52}\text{Ti}$	1,0471						+0,184	30
$^{48}_{24}\text{Cr}$	0,7524				$+\beta$		+0,242	24
$^{50}\text{Cr}$	0,7833	0,31			$+\beta$		+0,238	26
$^{52}\text{Cr}$	1,43408	0,23			$\beta = 0$		+0,176	28
$^{54}\text{Cr}$	0,83483	0,27	+0,23(2)	МСБФ	$+\beta$	+0,23	+0,230	30
$^{56}\text{Cr}$	1,008						+0,209	32
$^{52}_{26}\text{Fe}$	0,84				$+\beta$		+0,211	26

\*МИВ — метод искаженных волн

Продолжение табл.4

Ядро	$E_{2+}^*$ , МэВ [53-55]	$\beta_2$ [60]	$\beta_2^{\text{эксп}}$		$\beta_2^{\text{теор}}$	$\beta_2^{\text{эт}}$	Поверх- ность $\beta(Z, N)$	Число нейтро- нов $N$
			Знач.	Метод				
$^{54}\text{Fe}$	1,4084	0,18	+0,12(3)	МСБФ	$\beta = 0$		+0,163	28
$^{56}\text{Fe}$	0,84676	0,23	+0,21	МСБФ	$+\beta$	+0,21	+0,210	30
$^{58}\text{Fe}$	0,81076	0,27	+0,14	МСБФ	$+\beta$		+0,215	32
$^{60}\text{Fe}$	0,84						+0,211	34
$^{62}\text{Fe}$	1,63						+0,151	36
$^{56}_{28}\text{Ni}$	2,701				$\beta = 0$		+0,125	28
$^{58}\text{Ni}$	1,4544	0,187	+0,17(2)	МСБФ	-0,171	+0,17	+0,170	30
$^{60}\text{Ni}$	1,33250	0,211	-0,21(3)	МСБФ	-0,170		-0,178	32
$^{62}\text{Ni}$	1,1730	0,193	+0,20(2)	МСБФ	+0,190		+0,189	34
$^{64}\text{Ni}$	1,3461	0,192	-0,14(2)	МСБФ	-0,189		-0,176	36
$^{66}\text{Ni}$	1,42						-0,172	38
$^{60}_{30}\text{Zn}$	1,0042						-0,189	30
$^{62}\text{Zn}$	0,9539						-0,194	32
$^{64}\text{Zn}$	0,9915	0,250	-0,19(2)	МСБФ	-0,108	-0,19	-0,190	34
$^{66}\text{Zn}$	1,0394	0,227	-0,12(2)	МСБФ	-0,0980		-0,186	36
$^{68}\text{Zn}$	1,0774	0,205	-0,23(2)	МСБФ	-0,0900		-0,183	38
$^{70}\text{Zn}$	0,8848	0,229	-0,15(3)	МСБФ	0,123		-0,201	40
$^{72}\text{Zn}$	0,65						-0,235	42
$^{64}_{32}\text{Ge}$					$-\beta$			32
$^{66}\text{Ge}$	0,9574				$\beta = 0$		-0,189	34
$^{68}\text{Ge}$	1,0165				$-\beta$		-0,183	36
$^{70}\text{Ge}$	1,0396	0,224			0,201		-0,182	38
$^{72}\text{Ge}$	0,83395	0,247			-0,218		-0,203	40
$^{74}\text{Ge}$	0,59588	0,290	+0,24(3)	МСБФ	0,226	+0,24	+0,240	42
$^{76}\text{Ge}$	0,56293	0,271			0,204		+0,247	44
$^{78}\text{Ge}$					0,195			46
$^{72}_{34}\text{Se}$	0,8620						+0,211	38
$^{74}\text{Se}$	0,6348	0,337			+0,32		+0,246	40
$^{76}\text{Se}$	0,5591	0,326			0,228		+0,262	42
$^{78}\text{Se}$	0,6136	0,287			0,190		+0,250	44
$^{80}\text{Se}$	0,6662	0,240			0,166	+0,24	+0,240	46
$^{82}\text{Se}$	0,6544	0,205			0,0713		+0,242	48

Продолжение табл.4

Ядро	$E_{2^+}^*$ , МэВ [53-55]	$\beta_2$ [60]	$\beta_2^{\text{экср}}$		$\beta_2^{\text{геор}}$	$\beta_2^{\text{эт}}$	Поверх- ность $\beta(Z, N)$	Число нейтро- нов $N$
			Знач.	Метод				
$^{84}\text{Se}$	1,4551						+0,162	50
$^{86}\text{Se}$	0,704						+0,233	52
$^{74}_{36}\text{Kr}$	0,4557						+0,291	38
$^{76}\text{Kr}$	0,4238						+0,301	40
$^{78}\text{Kr}$	0,4550				0,267		+0,291	42
$^{80}\text{Kr}$	0,6162				0,188		+0,250	44
$^{82}\text{Kr}$	0,77649				0,149		+0,223	46
$^{84}\text{Kr}$	0,88160				0,0700	+0,209 (Из $^{80}\text{Se}$ )	+0,209	48
$^{86}\text{Kr}$	0,5649						+0,261	50
$^{88}\text{Kr}$	0,7753						+0,223	52
$^{90}\text{Kr}$	0,7071						+0,233	54
$^{78}_{38}\text{Sr}$	0,505						+0,164	40
$^{80}\text{Sr}$	0,3854						+0,188	42
$^{82}\text{Sr}$	0,5734						+0,154	44
$^{84}\text{Sr}$	0,7931						+0,131	46
$^{86}\text{Sr}$	1,0766				0,0500		+0,112	48
$^{88}\text{Sr}$	1,83603	0,140	+0,086	МСБФ	0,0707	+0,086	+0,0860	50
$^{90}\text{Sr}$	0,83169						+0,128	52
$^{92}\text{Sr}$	0,8147						+0,129	54
$^{94}\text{Sr}$	0,8374						+0,128	56
$^{96}\text{Sr}$							+0,129	58
$^{88}_{40}\text{Zr}$	1,0569						+0,106	48
$^{90}\text{Zr}$	2,18622	0,074			0,0782	+0,074	+0,0740	50
$^{92}\text{Zr}$	0,9345	0,11			0,00504		+0,113	52
$^{94}\text{Zr}$	0,9188				0,110		+0,114	54
$^{96}\text{Zr}$	1,751	0,081					+0,0828	56
$^{98}\text{Zr}$	0,8530						+0,119	58
$^{100}\text{Zr}$	0,2125						+0,237	60
$^{102}\text{Zr}$	0,1519						+0,281	62
$^{90}_{42}\text{Mo}$	0,948						-0,0606	48
$^{92}\text{Mo}$	1,50947	0,116	-0,048(6)	МСБФ	0,0795	-0,048	-0,0480	50

Продолжение табл.4

Ядро	$E_{2+}^*$ , МэВ [53-55]	$\beta_2$ [60]	$\beta_2^{\text{экср}}$		$\beta_2^{\text{теор}}$	$\beta_2^{\text{эт}}$	Поверх- ность $\beta(Z, N)$	Число нейтро- нов $N$
			Знач.	Метод				
$^{94}\text{Mo}$	0,87110	0,169			0,00975		+0,0632	52
$^{96}\text{Mo}$	0,77822	0,175			0,117		+0,0869	54
$^{98}\text{Mo}$	0,78737	0,168			0,131		+0,0665	56
$^{100}\text{Mo}$	0,5352	0,253	+0,14(1)	МСБФ	0,175		+0,0806	58
$^{102}\text{Mo}$	0,2960						+0,108	60
$^{104}\text{Mo}$	0,1920						+0,135	62
$^{106}\text{Mo}$	0,1717						+0,142	64
$^{94}_{44}\text{Ru}$	1,428						+0,152	50
$^{96}\text{Ru}$	0,8326	0,159			0,0126		+0,199	52
$^{98}\text{Ru}$	0,65241	0,215			0,110		+0,225	54
$^{100}\text{Ru}$	0,53959	0,232			0,147		+0,248	56
$^{102}\text{Ru}$	0,47506	0,264			0,165	+0,264	+0,264	58
$^{104}\text{Ru}$	0,35799	0,288			0,198		+0,304	60
$^{106}\text{Ru}$	0,2703						+0,350	62
$^{108}\text{Ru}$	0,2424						+0,370	64
$^{110}\text{Ru}$	0,24067						+0,371	66
$^{112}\text{Ru}$	0,2368						+0,374	68
$^{98}_{46}\text{Pd}$	0,8413						+0,125	52
$^{100}\text{Pd}$	0,6658						+0,140	54
$^{102}\text{Pd}$	0,55660						+0,153	56
$^{104}\text{Pd}$	0,55581	0,212			0,141		+0,154	58
$^{106}\text{Pd}$	0,51186	0,224	+0,16(4)	МСБФ	0,149	+0,160	+0,160	60
$^{108}\text{Pd}$	0,43393	0,243			0,189		+0,174	62
$^{110}\text{Pd}$	0,3738	0,252			0,194		+0,187	64
$^{112}\text{Pd}$	0,3489						+0,194	66
$^{114}\text{Pd}$	0,3329						+0,198	68
$^{116}\text{Pd}$	0,3406						+0,196	70
$^{102}_{48}\text{Cd}$	0,719						+0,170	54
$^{104}\text{Cd}$	0,6581						+0,178	56
$^{106}\text{Cd}$	0,6327	0,186			0,133		+0,181	58
$^{108}\text{Cd}$	0,63298	0,195			0,131		+0,181	60
$^{110}\text{Cd}$	0,65775	0,183			0,0940		+0,178	62

Продолжение табл.4

Ядро	$E_{2^+}^*$ , МэВ [53-55]	$\beta_2$ [60]	$\beta_2^{\text{эксп}}$		$\beta_2^{\text{теор}}$	$\beta_2^{\text{эт}}$	Поверх- ность $\beta(Z, N)$	Число нейтро- нов $N$
			Знач.	Метод				
$^{112}\text{Cd}$	0,6174	0,186			0,0966		+0,184	64
$^{114}\text{Cd}$	0,55829	0,193			0,101	+0,193	+0,193	66
$^{116}\text{Cd}$	0,51355	0,201			0,104		+0,201	68
$^{118}\text{Cd}$	0,4878						+0,206	70
$^{120}\text{Cd}$	0,5059						+0,206	72
$^{122}\text{Cd}$	0,570						+0,191	74
$^{102}_{50}\text{Sn}$	1,354						-0,112	52
$^{104}\text{Sn}$	1,2162						-0,118	54
$^{106}\text{Sn}$	1,2104						-0,118	56
$^{108}\text{Sn}$	1,2067						-0,118	58
$^{110}\text{Sn}$	1,2117						-0,118	60
$^{112}\text{Sn}$	1,2572	0,130	-0,069	МСБФ	0,113		-0,116	62
$^{114}\text{Sn}$	1,3000	0,118	-0,055	МСБФ	0,115		-0,114	64
$^{116}\text{Sn}$	1,29354	0,113	-0,13	МСБФ	0,115		-0,114	66
$^{118}\text{Sn}$	1,2296	0,116	-0,10	МСБФ	0,111		-0,117	68
$^{120}\text{Sn}$	1,1716	0,112	-0,12	МСБФ	0,102	-0,120	-0,120	70
$^{122}\text{Sn}$	1,1411	0,118	-0,13	МСБФ	0,0948		-0,122	72
$^{124}\text{Sn}$	1,132	0,108			0,0891		-0,122	74
$^{126}\text{Sn}$	1,145						-0,121	76
$^{128}\text{Sn}$								78
$^{130}\text{Sn}$	1,217						-0,118	80
$^{112}_{52}\text{Te}$	0,720						+0,130	60
$^{114}\text{Te}$	0,7090						+0,131	62
$^{116}\text{Te}$	0,6791						+0,133	64
$^{118}\text{Te}$	0,6052						+0,141	66
$^{120}\text{Te}$	0,5604	0,170					+0,147	68
$^{122}\text{Te}$	0,5640	0,183	+0,20	МСБФ			+0,146	70
$^{124}\text{Te}$	0,60272	0,174	+0,18	МСБФ			+0,142	72
$^{126}\text{Te}$	0,66633	0,163	+0,17	МСБФ			+0,135	74
$^{128}\text{Te}$	0,7432	0,141	+0,15	МСБФ			+0,128	76
$^{130}\text{Te}$	0,8394	0,127	+0,12	МСБФ		+0,120	+0,120	78
$^{132}\text{Te}$	0,9739						+0,111	80



Продолжение табл.4

Ядро	$E_{2+}^*$ , МэВ [53-55]	$\beta_2$ [60]	$\beta_2^{\text{эксп}}$		$\beta_2^{\text{теор}}$	$\beta_2^{\text{эт}}$	Поверх- ность $\beta(Z, N)$	Число нейтро- нов $N$
			Знач.	Метод				
$^{134}\text{Te}$	1,2791						+0,0972	82
$^{116}_{54}\text{Xe}$	0,337						+0,163	62
$^{118}\text{Xe}$	0,337						+0,163	64
$^{120}\text{Xe}$	0,3218						+0,167	66
$^{122}\text{Xe}$	0,3315						+0,165	68
$^{124}\text{Xe}$	0,3543						+0,159	70
$^{126}\text{Xe}$	0,38863	0,190					+0,152	72
$^{128}\text{Xe}$	0,44288	0,171					+0,142	74
$^{130}\text{Xe}$	0,53609						+0,129	76
$^{132}\text{Xe}$	0,6677	0,116				+0,116	+0,116	78
$^{134}\text{Xe}$	0,84702						+0,103	80
$^{136}\text{Xe}$	1,3131						+0,0828	82
$^{138}\text{Xe}$	0,5895						+0,123	84
$^{140}\text{Xe}$	0,3768						+0,154	86
$^{120}_{56}\text{Ba}$	0,183						-0,337	64
$^{122}\text{Ba}$	0,197						-0,324	66
$^{124}\text{Ba}$	0,2296						-0,300	68
$^{126}\text{Ba}$	0,256				$-\beta$		-0,285	70
$^{128}\text{Ba}$	0,283	0,175					-0,271	72
$^{130}\text{Ba}$	0,3573	0,170			$-\beta$		-0,241	74
$^{132}\text{Ba}$	0,46455						-0,211	76
$^{134}\text{Ba}$	0,60470				$-\beta$		-0,185	78
$^{136}\text{Ba}$	0,81850				$-\beta$		-0,159	80
$^{138}\text{Ba}$	1,4359	0,120			$-\beta$	-0,120	-0,120	82
$^{140}\text{Ba}$	0,60232						-0,186	84
$^{142}\text{Ba}$	0,35952						-0,240	86
$^{144}\text{Ba}$	0,1994						-0,323	88
$^{146}\text{Ba}$	0,1810						-0,338	90
$^{128}_{58}\text{Ce}$	0,2073						-0,289	70
$^{130}\text{Ce}$	0,2539						-0,261	72
$^{132}\text{Ce}$	0,3250						-0,231	74
$^{134}\text{Ce}$	0,4092						-0,206	76

Продолжение табл.4

Ядро	$E_{2^+}^*$ , МэВ [53-55]	$\beta_2$ [60]	$\beta_2^{\text{эксп}}$		$\beta_2^{\text{геор}}$	$\beta_2^{\text{эт}}$	Поверх- ность $\beta(Z, N)$	Число нейтро- нов $N$
			Знач.	Метод				
$^{136}\text{Ce}$	0,5522						-0,177	78
$^{138}\text{Ce}$	0,7887						-0,148	80
$^{140}\text{Ce}$	1,59617	0,104				-0,104	-0,104	82
$^{142}\text{Ce}$	0,6412	0,118					-0,164	84
$^{144}\text{Ce}$	0,3973						-0,209	86
$^{146}\text{Ce}$	0,2586						-0,258	88
$^{148}\text{Ce}$	0,1587						-0,330	90
$^{150}\text{Ce}$	0,098						-0,420	92
$^{128}_{60}\text{Nd}$	0,144						-0,244	68
$^{130}\text{Nd}$								70
$^{132}\text{Nd}$								72
$^{134}\text{Nd}$	0,2942						-0,171	74
$^{136}\text{Nd}$	0,3735						-0,151	76
$^{138}\text{Nd}$	0,5202						-0,128	78
$^{140}\text{Nd}$	0,7738						-0,105	80
$^{142}\text{Nd}$	1,5758	0,104					-0,0737	82
$^{144}\text{Nd}$	0,69649	0,111			$\beta = 0$	-0,111	-0,111	84
$^{146}\text{Nd}$	0,4538	0,161					-0,137	86
$^{148}\text{Nd}$	0,3017	0,197			$\beta = 0$		-0,169	88
$^{150}\text{Nd}$	0,1301	0,268					-0,257	90
$^{152}\text{Nd}$	0,0759						-0,336	92
$^{154}\text{Nd}$	0,0728						-0,343	94
$^{140}_{62}\text{Sm}$	0,5310						+0,120	78
$^{142}\text{Sm}$	0,7680						+0,0996	80
$^{144}\text{Sm}$	1,6601						+0,0678	82
$^{146}\text{Sm}$	0,7471						+0,101	84
$^{148}\text{Sm}$	0,5501	0,158	+0,11	МСБФ			+0,118	86
$^{150}\text{Sm}$	0,33395	0,187			$\beta = 0$		+0,151	88
$^{152}\text{Sm}$	0,12178	0,294	+0,25	МСБФ		+0,250	+0,250	90
$^{154}\text{Sm}$	0,08199	0,326	+0,27	МСБФ			+0,305	92
$^{156}\text{Sm}$	0,0760						+0,317	94
$^{158}\text{Sm}$	0,0728						+0,324	96

Продолжение табл.4

Ядро	$E_2^+$ , МэВ [53-55]	$\beta_2$ [60]	$\beta_2^{\text{экср}}$		$\beta_2^{\text{геор}}$	$\beta_2^{\text{эт}}$	Поверх- ность $\beta(Z, N)$	Число нейтро- нов $N$
			Знач.	Метод				
$^{142}_{64}\text{Gd}$	0,5260						+0,130	78
$^{144}_{64}\text{Gd}$	0,7426						+0,110	80
$^{146}_{64}\text{Gd}$								82
$^{148}_{64}\text{Gd}$	0,7845						+0,107	84
$^{150}_{64}\text{Gd}$	0,6381						+0,118	86
$^{152}_{64}\text{Gd}$	0,3443	0,184					+0,161	88
$^{154}_{64}\text{Gd}$	0,12307	0,293					+0,269	90
$^{156}_{64}\text{Gd}$	0,088964	0,325					+0,317	92
$^{158}_{64}\text{Gd}$	0,07951	0,335				+0,335	+0,335	94
$^{160}_{64}\text{Gd}$	0,07526	0,343					+0,344	96
$^{150}_{66}\text{Dy}$	0,8044						+0,0981	84
$^{152}_{66}\text{Dy}$	0,6140						+0,112	86
$^{154}_{66}\text{Dy}$	0,3345						+0,152	88
$^{156}_{66}\text{Dy}$	0,1379	0,282					+0,237	90
$^{158}_{66}\text{Dy}$	0,09892	0,307					+0,280	92
$^{160}_{66}\text{Dy}$	0,080660	0,320					+0,299	94
$^{162}_{66}\text{Dy}$	0,080660	0,320					+0,310	96
$^{164}_{66}\text{Dy}$	0,073392	0,325			$+\beta$	+0,325	+0,325	98
$^{156}_{68}\text{Er}$	0,3446						+0,135	88
$^{158}_{68}\text{Er}$	0,1921	0,234					+0,181	90
$^{160}_{68}\text{Er}$	0,1257	0,286					+0,224	92
$^{162}_{68}\text{Er}$	0,10200	0,304					+0,249	94
$^{164}_{68}\text{Er}$	0,09139	0,318					+0,263	96
$^{166}_{68}\text{Er}$	0,08057	0,322	+0,28	МСБФ		+0,280	+0,280	98
$^{168}_{68}\text{Er}$	0,079800	0,321					+0,281	100
$^{170}_{68}\text{Er}$	0,07859	0,317					+0,284	102
$^{158}_{70}\text{Yb}$	0,358						+0,134	88
$^{160}_{70}\text{Yb}$	0,2430						+0,163	90
$^{162}_{70}\text{Yb}$	0,1663						+0,197	92
$^{164}_{70}\text{Yb}$	0,1233						+0,299	94
$^{166}_{70}\text{Yb}$	0,10238						+0,251	96
$^{168}_{70}\text{Yb}$	0,08773	0,304					+0,271	98

Продолжение табл.4

Ядро	$E_{2^+}^*$ , МэВ [53-55]	$\beta_2$ [60]	$\beta_2^{\text{эксп}}$		$\beta_2^{\text{теор}}$	$\beta_2^{\text{эп}}$	Поверх- ность $\beta(Z, N)$	Число нейтро- нов $N$
			Знач.	Метод				
$^{170}\text{Yb}$	0,084262	0,308					+0,276	100
$^{172}\text{Yb}$	0,078746	0,315					+0,286	102
$^{174}\text{Yb}$	0,07647	0,305					+0,290	104
$^{176}\text{Yb}$	0,08213	0,292	+0,28	МСБФ		+0,280	+0,280	106
$^{166}_{72}\text{Hf}$	0,1587						+0,201	94
$^{168}\text{Hf}$	0,1239						+0,227	96
$^{170}\text{Hf}$	0,1008						+0,252	98
$^{172}\text{Hf}$	0,09526	0,263					+0,259	100
$^{174}\text{Hf}$	0,09100	0,273					+0,265	102
$^{176}\text{Hf}$	0,08835	0,286					+0,269	104
$^{178}\text{Hf}$	0,09318	0,263					+0,262	106
$^{180}\text{Hf}$	0,093324	0,262				+0,262	+0,262	108
$^{182}\text{Hf}$	0,0978						+0,256	110
$^{170}_{74}\text{W}$	0,1560						+0,189	96
$^{172}\text{W}$	0,1229						+0,214	98
$^{174}\text{W}$	0,1119						+0,224	100
$^{176}\text{W}$	0,1089						+0,227	102
$^{178}\text{W}$	0,1059						+0,230	104
$^{180}\text{W}$	0,10365	0,243					+0,232	106
$^{182}\text{W}$	0,100106	0,238					+0,237	108
$^{184}\text{W}$	0,11121	0,225				+0,225	+0,225	110
$^{186}\text{W}$	0,12261	0,217					+0,214	112
$^{188}\text{W}$	0,143						+0,198	114
$^{172}_{76}\text{Os}$	0,2277						+0,159	96
$^{174}\text{Os}$	0,152						+0,194	98
$^{176}\text{Os}$	0,1352						+0,206	100
$^{178}\text{Os}$	0,1317						+0,209	102
$^{180}\text{Os}$	0,1318						+0,209	104
$^{182}\text{Os}$	0,1271						+0,213	106
$^{184}\text{Os}$	0,1198						+0,219	108
$^{186}\text{Os}$	0,13715	0,199					+0,205	110
$^{188}\text{Os}$	0,15504	0,186			0,199		+0,193	112

Продолжение табл.4

Ядро	$E_{2+}^*$ , МэВ [53-55]	$\beta_2$ [60]	$\beta_2^{\text{эксп}}$		$\beta_2^{\text{теор}}$	$\beta_2^{\text{эт}}$	Поверх- ность $\beta(Z, N)$	Число нейтро- нов $N$
			Знач.	Метод				
$^{190}\text{Os}$	0,18668	0,176			0,172		+0,175	114
$^{192}\text{Os}$	0,2057955	0,167			0,133	+0,167	+0,167	116
$^{178}\text{Pt}$	0,17						+0,211	100
$^{180}\text{Pt}$	0,16						+0,218	102
$^{182}\text{Pt}$	0,1549						+0,221	104
$^{184}\text{Pt}$	0,1630						+0,216	106
$^{186}\text{Pt}$	0,19153						+0,199	108
$^{188}\text{Pt}$	0,2656						+0,169	110
$^{190}\text{Pt}$	0,29582	0,158					+0,160	112
$^{192}\text{Pt}$	0,3165079	0,170			0,113		+0,155	114
$^{194}\text{Pt}$	0,32845	0,152			0,0869	+0,152	+0,152	116
$^{196}\text{Pt}$	0,3557	0,125			0,0580		+0,146	118
$^{198}\text{Pt}$	0,4072	0,134			0,0417		+0,136	120
$^{184}_{80}\text{Hg}$	0,3667						+0,0942	104
$^{186}\text{Hg}$	0,4053						+0,0896	106
$^{188}\text{Hg}$	0,4128						+0,0888	108
$^{190}\text{Hg}$	0,4164						+0,0884	110
$^{192}\text{Hg}$	0,4228						+0,0877	112
$^{194}\text{Hg}$	0,4282						+0,0872	114
$^{196}\text{Hg}$	0,4261	0,129					+0,0874	116
$^{198}\text{Hg}$	0,4118044	0,109					+0,0889	118
$^{200}\text{Hg}$	0,36794	0,098					+0,0940	120
$^{202}\text{Hg}$	0,43956	0,086				+0,086	+0,0860	122
$^{204}\text{Hg}$	0,4366	0,047					+0,0863	124
$^{206}\text{Hg}$	1,068						+0,0552	126
$^{194}_{82}\text{Pb}$	0,9642						+0,0338	112
$^{196}\text{Pb}$	1,0486						+0,0324	114
$^{198}\text{Pb}$	1,0634						+0,0322	116
$^{200}\text{Pb}$	1,0262						+0,0327	118
$^{202}\text{Pb}$	0,96067						+0,0338	120
$^{204}\text{Pb}$	0,8992	0,048					+0,0350	122
$^{206}\text{Pb}$	0,8031	0,037				+0,037	+0,0370	124

Продолжение табл.4

Ядро	$E_{2^+}^*$ , МэВ [53-55]	$\beta_2$ [60]	$\beta_2^{\text{эксп}}$		$\beta_2^{\text{теор}}$	$\beta_2^{\text{от}}$	Поверх- ность $\beta(Z, N)$	Число нейтро- нов $N$
			Знач.	Метод				
$^{208}\text{Pb}$								126
$^{210}\text{Pb}$	0,7997						+0,0371	128
$^{212}\text{Pb}$	0,8049						+0,0370	130
$^{214}\text{Pb}$	0,837						+0,0362	132
$^{200}_{84}\text{Po}$	0,668						+0,0405	116
$^{202}\text{Po}$	0,6753						+0,0403	118
$^{204}\text{Po}$	0,6833						+0,0400	120
$^{206}\text{Po}$	0,70066						+0,0395	122
$^{208}\text{Po}$	0,6865						+0,0399	124
$^{210}\text{Po}$	1,1814						+0,0305	126
$^{212}\text{Po}$	0,7273						+0,0388	128
$^{214}\text{Po}$	0,60931					+0,0424 (Из $^{214}\text{Pb}$ )	+0,0424	130
$^{216}\text{Po}$	0,54973						+0,0446	132
$^{218}\text{Po}$	0,512						+0,0462	134
$^{206}_{86}\text{Rn}$	0,632						+0,0760	120
$^{208}\text{Rn}$								122
$^{210}\text{Rn}$	0,644						+0,0752	124
$^{212}\text{Rn}$	1,2723						+0,0536	126
$^{214}\text{Rn}$								128
$^{216}\text{Rn}$	0,465						+0,0885	130
$^{218}\text{Rn}$	0,32422	0,088					+0,106	132
$^{220}\text{Rn}$	0,24098	0,123				+0,123	+0,123	134
$^{222}\text{Rn}$	0,18618	0,136					+0,140	136
$^{214}_{88}\text{Ra}$	1,381						+0,0425	126
$^{216}\text{Ra}$	0,6879						+0,0602	128
$^{218}\text{Ra}$								130
$^{220}\text{Ra}$	0,177						+0,119	132
$^{222}\text{Ra}$	0,11112	0,183					+0,150	134
$^{224}\text{Ra}$	0,08437	0,172				+0,172	+0,172	136
$^{226}\text{Ra}$	0,06773	0,197					+0,192	138
$^{228}\text{Ra}$	0,059	0,211					+0,206	140



Продолжение табл.4

Ядро	$E_2^*$ , МэВ [53–55]	$\beta_2$ [60]	$\beta_2^{\text{эксп}}$		$\beta_2^{\text{геор}}$	$\beta_2^{\text{эт}}$	Поверх- ность $\beta(Z, N)$	Число нейтро- нов $N$
			Знач.	Метод				
$^{252}\text{Fm}$	0,04499					+0,348 (Из $^{250}\text{Cf}$ )	+0,348	152
$^{254}\text{Fm}$								154
$^{256}\text{Fm}$	0,0481						+0,337	156
$^{252}\text{No}$ $^{102}\text{No}$								150

- Примечания: 1) При отсутствии экспериментальных данных в качестве  $\beta_{\text{эт}}$  взяты данные из систематики [60].  
 2) При отсутствии экспериментальных данных и данных в систематиках в качестве  $\beta_{\text{эт}}$  взяты результаты по ближайшим изобарам.  
 3) Ввиду большого количества ссылок на оригинальные работы, они в таблице приведены лишь частично, остальные ссылки можно найти в [9,14,30,60–64].

### 3. ПОВЕРХНОСТЬ $\beta(Z, N)$ ЯДЕРНОЙ ДЕФОРМАЦИИ ОСНОВНОГО СОСТОЯНИЯ ЯДЕР С $Z = 2 \div 102$

Последовательное изучение изотопических вариаций формы ядер — один из эффективных путей воссоздания поверхности  $\beta(Z, N)$  в целом по всей области  $Z, N$  существования ядер и последующего выявления фундаментальных закономерностей этих вариаций. Так как стабильных ядер по всей области существования ядер с любым  $Z$  мало (короткие изотопические цепочки), то поверхность  $\beta(Z, N)$  может быть построена двумя путями: 1) экспериментальным, с помощью данных, полученных разнообразными экспериментальными методами (СБФ, МСК, пересчетом из  $Q, B(E2)$  и т.п.); 2) расчетным, если какая-либо модель даст надежную аналитическую связь параметра ядерной деформации с одной из ядерно-спектроскопических точно измеряемых величин, главным образом — с энергией нижайших, особенно коллективных, уровней. Здесь мы не затрагиваем чисто теоретических многочисленных расчетов  $\beta(Z, N)$ , например из [1,8], по указанным уже выше причинам (неконтролируемым изменениям результатов при небольших вариациях свободных параметров и неконтролируемой точности сделанных предположений и приближений), хотя имеющиеся в литературе данные обнаруживают безусловную корреляцию чисто теоретических и экспериментальных функций  $\beta(Z, N)$ .



Многочисленные попытки построения  $\beta(Z, N)$  по первому пути, например [9,34], не привели к успеху в основном по двум причинам — в связи с ограниченностью экспериментальных данных и из-за рассогласованности, а иногда противоречивости экспериментальных данных, полученных из различных реакций или различными методами. В качестве примера приведем табл.5, в которой сравниваются ядерные матричные элементы (16), если иметь в виду их связь с ядерной деформацией в виде (14),  $|C_1(I)|$ , полученных из различных ядерных процессов при возбуждении коллективных состояний  $2^+$  и  $3^-$ . Из табл.5 видно, что вероятности одних и тех же переходов, измеренных в различных ядерных реакциях, в основном удовлетворительно совпадают, однако есть и существенная разница. Установление природы таких расхождений — дело будущего, возможно, весьма отдаленного.

Уместно привести еще один пример: рассмотрим электрический квадрупольный момент  $Q$  и параметр квадрупольной деформации  $\beta_2$ . Первый из них связан с деформацией зарядового компонента ядра, второй — массового. Общеизвестна [43] связь между внутренним квадрупольным моментом  $Q_0$  и параметром квадрупольной деформации:

$$Q_0 = \frac{1}{132} ZR^2 \beta_2. \quad (27)$$

Однако установить соответствие между экспериментальными величинами  $Q_0$  и  $\beta_2$  затруднительно. Во-первых,  $Q_0$  в эксперименте не измеряется, а средний квадрупольный момент  $Q$  для ядер с  $I = 0$  или  $1/2$  равен нулю. Во-вторых, коллективные и одночастичные возбуждения ядер связаны и разделяются только в четно-четных ядрах, где минимальная энергия одночастичных уровней из-за эффекта спаривания составляет  $\sim 2$  МэВ, а энергия коллективных возбуждений несколько меньше [44]. В нечетных и нечетно-нечетных ядрах эти возбуждения сравнимы по энергии и адиабатические условия выполняются плохо. Вследствие этого подавляющее большинство экспериментальных данных по неупругому рассеянию  $\alpha$ -частиц относится к четно-четным ядрам. Кроме того, на величины  $Q_0$  и  $\beta_2$  оказывают большое влияние оболочечные эффекты [45], поэтому корреляцию можно проследить лишь внутри оболочек.

Пусть  $\beta_z(A, S)$  и  $\beta_m(A, S)$  — суть деформации зарядового и массового компонентов ядра соответственно, являющиеся функциями от атомной массы  $A$  и величины  $S$ , характеризующей процесс заполнения оболочки. Представляется интересным проследить два типа корреляции: функциональную, между  $\beta_z(A, S)$  и  $\beta_m(A, S)$ , и корреляцию по абсолют-

Таблица 5. Ядерные матричные элементы  $|C_1(I)|$ , получаемые из различных ядерных процессов

Ядро	$I^\pi$	$(\alpha, \alpha')$ [9, 13]	$(\alpha, \alpha')$ [35]	$(^3\text{He}, ^3\text{He}')$ [36,37]	$(d, d')$ [38,39]	$(p, p')$ [39,40]	$(e, e')$ [41]	Кулон. возбуд. [42]
$^{24}\text{Mg}$	$2^+$	0,78	0,62 [56]	—	—	—	—	0,77
$^{28}\text{Si}$	$2^+$	0,57	0,29 [57]	0,69	0,63	0,67	—	0,58
$^{54}\text{Fe}$	$2^+$	0,22	0,22	—	0,38	0,29	—	—
$^{58}\text{Ni}$	$2^+$	0,35	0,42	0,41	0,48	0,39	0,30	0,37
$^{60}\text{Ni}$	$3^-$	0,21	0,23	0,26	0,22	—	0,18	—
	$2^+$	0,40	0,48	0,47	0,53	—	0,31	0,42
$^{62}\text{Ni}$	$3^-$	0,26	0,21	0,25	0,31	—	0,17	—
	$2^+$	0,37	0,36	0,52	0,46	—	—	0,38
$^{64}\text{Ni}$	$3^-$	0,27	0,21	0,27	0,31	—	—	—
	$2^+$	0,34	0,40	0,53	0,42	0,45	0,32	—
$^{64}\text{Zn}$	$3^-$	0,20	0,27	0,28	0,29	—	0,19	—
	$2^+$	0,42	0,45	0,43	0,58	0,51	0,45	0,54
$^{68}\text{Zn}$	$3^-$	0,26	0,28	—	0,44	0,42	0,21	—
	$2^+$	0,46	0,39 [58]	—	0,50	0,47	—	0,46
$^{74}\text{Ge}$	$3^-$	0,27	0,27 [58]	—	0,37	0,40	—	—
	$2^+$	0,54	—	—	—	—	—	0,65
$^{92}\text{Mo}$	$2^+$	0,12	0,13 [59]	—	—	—	—	—
$^{100}\text{Mo}$	$2^+$	0,36	—	—	—	—	—	0,62
$^{106}\text{Pd}$	$2^+$	0,45	—	—	—	—	—	0,58

ной величине  $\beta_z(\beta_m) |_{\substack{A = \text{const.} \\ S = \text{const.}}}$ . С этой целью ядрам с измеренными значениями  $Q$  и  $\beta_z$  припишем определенную конфигурацию и из экспериментальных значений  $Q$  вычислим параметр  $\beta_z(A, S)$ . Эти данные для оболочки  $f_{7/2}$  сведены в табл.6, а функции  $\beta_z(A, S)$  и  $\beta_m(A, S)$  представлены на рис.2 точками и крестиками соответственно для оболочек  $p_{3/2}, d_{3/2}, d_{5/2}, 2p_{3/2}, f_{5/2}, g_{9/2}, g_{7/2}$ .

Таблица 6. Зарядовый и массовый компоненты параметра квадрупольной ядерной деформации для ядер, относящихся к оболочке  $f_{7/2}$

S	Четное ядро	Нечетное ядро	$\beta_m$	$\beta_z$
1	—	$^{45}\text{Sc}$	—	-0,11
2	$^{42}\text{Ca}$	—	0,15	—
3	—	$^{51}\text{V}$	—	+0,12
4	$^{44}\text{Ca}$	—	0,17	—
	$^{54}\text{Cr}$	—	+0,23	—
	$^{56}\text{Fe}$	—	0,21	—
5	—	$^{55}\text{Mn}$	—	+0,17
6	$^{48}\text{Ti}$	—	0,22	—
7	—	$^{59}\text{Co}$	—	+0,13
8	$^{48}\text{Ca}$	—	0,11	—
	$^{54}\text{Fe}$	—	-0,12	—

Из рис.2 видна отчетливая функциональная корреляция  $\beta_z(A, S)$  и  $\beta_m(A, S)$  в оболочках  $f_{7/2}$ ,  $p_{3/2}$ ,  $d_{3/2}$ ,  $2p_{3/2}$  и  $f_{5/2}$ . Для оболочек  $d_{3/2}$ ,  $g_{9/2}$  и  $g_{7/2}$  экспериментальных данных для такого вывода оказалось недостаточно. Можно также привести два примера числовой корреляции: ядро  $^7\text{Li}$  в оболочке  $p_{3/2}$  имеет  $\beta_z(7; 1) = -1,29$ , сравним с  $\beta_m(7; 1) = 1,47$ ; ядро  $^{27}\text{Al}$  в оболочке  $d_{3/2}$  имеет  $\beta_z(27; 5) = +0,23$ , сравним с  $\beta_m(27; 5) = 0,13$ . Выяснение такой корреляции представляется интересным предметом для дальнейших экспериментальных исследований в области неупругого рассеяния  $\alpha$ -частиц средних энергий на четных и нечетных ядрах. Таким образом, из рис.2 и табл.6 видно, что деформации зарядового и массового компонентов ядра коррелируют, а иногда и совпадают по абсолютной величине и даже знаку. Однако фактов слишком мало, чтобы понять, что поверхность  $\beta(Z, N)$  одинакова для четных и нечетных ядер или четно-нечетные различия слишком велики (а по знаку может быть и противоположны), чтобы строить для них единую поверхность.

Таким образом, по первому пути можно надеяться построить лишь фрагменты или отдельные срезы общей поверхности  $\beta(Z, N)$ , саму же поверхность во всем диапазоне существующих ядер следует воссоздавать по второму пути. Для этого уже есть надежная теоретическая основа. Мы

использовали работу [47], в которой предложена интерпретация ядерных матричных элементов  $C_1(I)$  на основе современной микроскопической теории ядерной структуры. В отличие от многих работ, посвященных интерпретации приведенных вероятностей  $B(E2)$ , которые получены из экспериментов по кулоновскому возбуждению [48], в работе [47] рассматривались ядерные матричные элементы  $C_1(2)$ , соответствующие однофононным квадрупольным возбуждениям ядер при неупругом рассеянии  $\alpha$ -частиц.

В теории неупругого рассеяния основной задачей является извлечение из экспериментальных угловых распределений структурных ядерных факторов, связанных с ядерной деформацией или амплитудой колебаний поверхности ядра, а также с волновыми функциями ядерных состояний. Величины  $|C_n(I)|^2$  входят сомножителем в выражения для сечений неупругого дифракционного рассеяния с возбуждением  $n$ -фононных состояний ядра [49]. В работе [47] использована сверхтекучая модель ядра, учитывающая парные корреляции и квадруполь-квадрупольное взаимодействие нуклонов в незаполненных оболочках.

В работах [50,51] выполнено сравнение экспериментальных данных со сверхтекучей моделью в двух вариантах расчетов: 1) вклад остова ядра во взаимодействие учитывался с помощью эффективных массовых нейтронных и протонных зарядов  $q_{\text{эфф}}^n$  и  $q_{\text{эфф}}^p$  [50]; 2) параметры  $q^{\xi}$  не вводятся, а предполагается, что квадруполь-квадрупольное взаимодействие эффективно между парами  $p$ - $p$  и  $n$ - $n$  нуклонов, независимо от заряда и нуклонной оболочки [51].

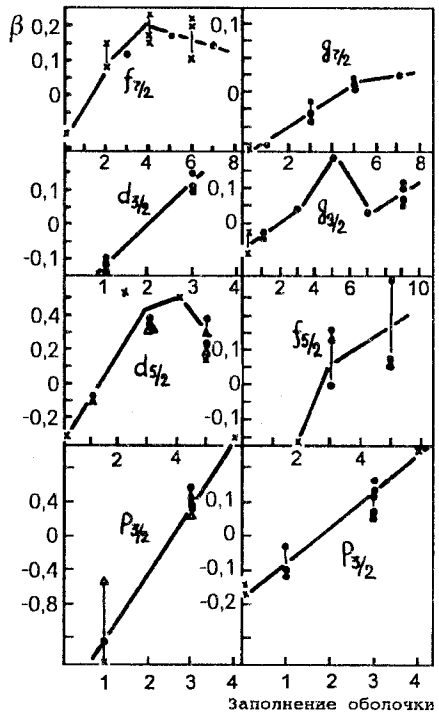


Рис. 2. Функциональная корреляция между деформациями зарядовой и массовой компонент ядра: (●) — зарядовая информация, (x) — массовая информация, (▲) — расчет по обобщенной модели [46]

В первом варианте расчетов формула для вычисления ядерного матричного элемента имеет вид

$$|C_1(2)| = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{\pi}{10}} \frac{\alpha^{-2}}{\omega^{1/2} A R_0} \left[ \sum_{(jj')_\xi = n,p} \frac{N_{jj'}}{[(E_j + E_{j'})^2 - \omega^2]^2} \right]^{-1/2} \times \\ \times \sum_{(j_1 j_2)_\xi = n,p} \frac{q_{\text{эфф}}^\xi N_{j_1 j_2}}{(E_{j_1} + E_{j_2})^2 - \omega^2}, \quad (28)$$

где

$$N_{j_1 j_2} = (2j_1 + 1)(2j_2 + 1)(U_{j_1} V_{j_2} + U_{j_2} V_{j_1})^2 \langle j_1 | r^2 | j_2 \rangle^2 (j_1 j_2 \ 1/2 - 1/2 | 20)^2 (E_{j_1} + E_{j_2})$$

$$E_j = [(\epsilon_j - \lambda)^2 + \Delta^2]^{1/2} - \text{энергия квазичастицы, } U_j^2 = \frac{1}{2} \left[ 1 + \frac{\epsilon_j - \lambda}{E_j} \right],$$

$$V_j^2 = \frac{1}{2} \left[ 1 - \frac{\epsilon_j - \lambda}{E_j} \right] - \text{функции канонического преобразования Боголюбова, связанные соотношением } U_j^2 + V_j^2 = 1; \langle j_1 | r^2 | j_2 \rangle - \text{радиальный}$$

матричный элемент,  $(j_1 j_2 \ 1/2 - 1/2 | 20)$  — коэффициент Клебша — Гордана,  $R_0 = 1,2 A^{1/3}$ ,  $\omega$  — энергия коллективного уровня  $2^+$ , так важная для

дальнейшего изложения,  $j$  — полный момент нуклона, находящегося в  $(N, l)$ -й оболочке ядра,  $N$  — главное квантовое число,  $l$  — орбитальный

момент нуклона,  $\alpha = \left( \frac{m\omega_0}{\hbar} \right)^{1/2}$  — осцилляторный параметр, где  $\hbar\omega_0 =$

$$= 41 A^{-1/3} \text{ МэВ, } m - \text{масса нуклона, } (U_{j_1} V_{j_2} + V_{j_1} U_{j_2})^2 = U_{j_1}^2 V_{j_2}^2 + U_{j_2}^2 V_{j_1}^2 +$$

$$+ \frac{1}{2} \frac{\Delta^2}{E_{j_1} E_{j_2}}. \text{ Суммирование в обеих суммах (28) ведется по состояниям}$$

подобных нуклонов в ядерном облаке, то есть по состояниям протон-протонных и нейтрон-нейтронных пар во внешних незаполненных оболочках ядра. Значения параметров, необходимых для расчетов, приведены в табл. VII—XVI [52], одночастичные энергии внутри каждой оболочки находятся по формулам приложения II из той же работы:

$$\epsilon_j(A) = \epsilon_j^0(A_0) \left( \frac{A_0}{A} \right)^{1/3} + \alpha_j \left( \frac{A_0}{A} \right)^{2/3} \left[ 1 - \left( \frac{A_0}{A} \right)^{1/2} \right] + \Delta \epsilon_j(Z, N), \quad (29)$$

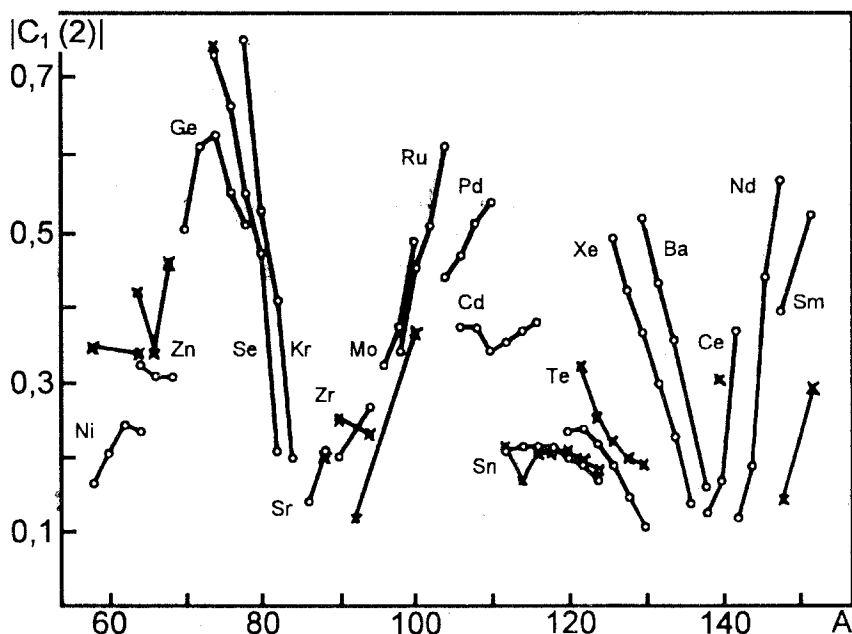


Рис. 3. Сравнение экспериментальных и теоретических величин ядерных матричных элементов  $|C_1(2)|$ : (x) — эксперимент, (o) — теория

где значения  $\epsilon_j^0(A_0)$  для некоторого выбранного  $A_0$  приведены в таблицах. Там же указаны сдвиги  $\Delta\epsilon_j(Z, N)$ . Если в оболочках присутствуют оба уровня  $j = l \pm 1/2$ , то

$$\alpha_{l \pm 1/2} = \mp [\epsilon_{l-1/2}^0(A_0) - \epsilon_{l+1/2}^0(A_0)] \frac{l'}{2l+1}, \quad (30)$$

$l' = l$  при  $l + 1/2$  и  $l' = l + 1$  при  $l - 1/2$ . Если в оболочке присутствует только один уровень с  $j = l + 1/2$  или  $j = l - 1/2$ , то

$$\alpha_{l \pm 1/2} = \mp 7 A_0^{-2/3} l'. \quad (31)$$

При расчете использовались одночастичные уровни энергии потенциала Нильссона, а химические потенциалы  $\lambda_{p,n}$  и энергетическая щель  $\Delta_{p,n}$  были взяты из работы [52]. Радиальные матричные элементы вычислялись по формулам модели гармонического осциллятора, приве-

денным в [48]. В качестве энергий  $\omega$  были взяты экспериментальные значения энергий коллективных уровней  $2^+$  [53—55].

На рис.3 приведены результаты расчетов в сравнении с экспериментом. Найдены также оптимальные значения эффективных массовых протонных и нейтронных зарядов  $q_{\text{эфф}}^p$  и  $q_{\text{эфф}}^n$ , соответствующих минимальному среднеквадратичному отклонению теоретических величин  $|C_1(2)|$  от их экспериментальных значений:

$$q_{\text{опт}}^p = 3,10, q_{\text{опт}}^n = 1,38. \quad (32)$$

Из рис.3 видно, что на основе сверхтекучей модели удовлетворительно объясняются экспериментальные данные по неупругому рассеянию  $\alpha$ -частиц средних энергий для широкого круга ядер.

Во втором варианте расчетов использовались формулы, не содержащие эффективных зарядов [51]:

$$|C_1(2)| = \frac{4\pi}{3\sqrt{5}} \frac{1}{AR_0} \frac{\hbar}{m\omega_0} \frac{S_2^p(\omega) + S_2^n(\omega)}{(S_2^p(\omega) + S_2^n(\omega))^{1/2}}, \quad (33)$$

где

$$S_2(\omega) = \frac{1}{4\pi} \sum_{jj'} \frac{(2j+1)(2j'+1)(jj' - \frac{1}{2} - \frac{1}{2} |20\rangle)^2 (N' l' | r^2 | N l)^2 (U_j V_j + U_{j'} V_{j'})^2 (E_j + E_{j'})}{(E_j + E_{j'})^2 - \omega^2}, \quad (34)$$

$$S_2'(\omega) = \frac{1}{4\pi} \sum_{jj'} \frac{\omega(2j+1)(2j'+1)(jj' - \frac{1}{2} - \frac{1}{2} |20\rangle)^2 (N' l' | r^2 | N l)^2 (U_j V_j + U_{j'} V_{j'})^2 (E_j + E_{j'})}{[(E_j + E_{j'})^2 - \omega^2]^2}.$$

Величины  $S_2(\omega)$  и  $S_2'(\omega)$  имеют вид

$$S_2(\omega) = S_2^{(1)}(\omega) + S_2^{(2)}(\omega),$$

$$S_2'(\omega) = S_2'^{(1)}(\omega) + S_2'^{(2)}(\omega), \quad (35)$$

где  $S_2^{(1)}(\omega)$  и  $S_2'^{(1)}(\omega)$  содержат суммы по всем парам нуклонов в ядерном облаке, то есть вычисляются точно так же, как и ранее, когда принимались во внимание только нуклоны внешних незаполненных оболочек (33). Взаимодействие квадруполь-квадрупольного типа в заполненных оболочках учитывается не эффективными зарядами  $q^{\frac{1}{2}}$ , а членами  $S_2^{(2)}(\omega)$  и  $S_2'^{(2)}(\omega)$  в (35).

С использованием формулы (33) были вычислены  $C_1(2)_{\text{теор}}$ , результаты показаны на рис.4 в сравнении с экспериментальными данными [51]. Эти результаты вновь подтверждают, что микроскопическая модель

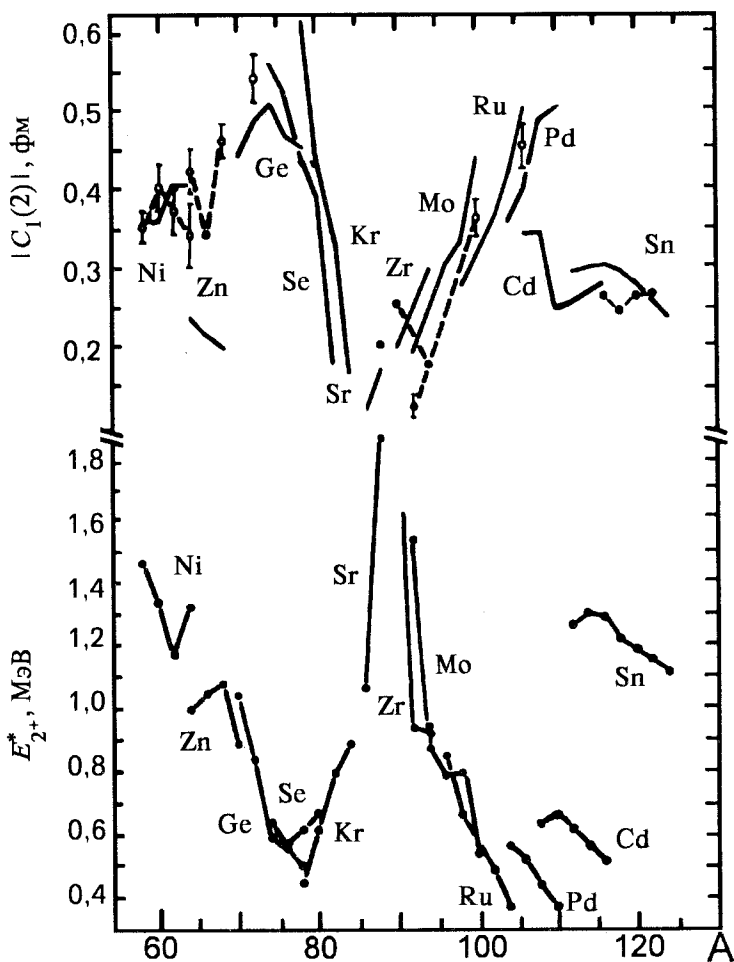


Рис. 4. Расчет ядерных матричных элементов по сверхтекучей модели без введения эффективных массовых зарядов и сравнение с энергиями  $2^+$ -уровней: (•) — эксперимент, ломаные кривые — теория

позволяет правильно описать матричные элементы для широкого круга ядер, а вместе с ними и параметры ядерной деформации. Кроме того, из рис.4 видна функциональная антикорреляция величин  $C_1(2) = f(A)$  и  $E_{2^+}^* = f(A)$ , которая наблюдается как в целом — по всему диапазону атомных масс, так и от изотопа к изотопу в пределах данного  $Z$  ядра. В



частности, в области  $A = 75$  и  $110$  наблюдаются максимумы в функции  $C_1(2) = f(A)$  и минимумы в функции  $E_2^* = f(A)$ .

Из формул (28) — (35) следует одно замечательное соотношение, связывающее ядерные матричные элементы, а следовательно, и параметры ядерной деформации  $\beta_2$  с хорошо измеряемой на опыте энергией первого уровня  $2^+ E_2^*$ :

$$\beta_2 = 1/(E_2^*)^{1/2}. \quad (36)$$

Такое соотношение навело на мысль об использовании этой основной энергетической зависимости сверхтекучей модели для вычисления феноменологических параметров  $\beta_2(Z, N)$  для всех ядер, в том числе тех, для которых отсутствуют измерения параметров деформации, но известна энергия уровня  $2^+$ . Поскольку величины  $E_2^*$  известны не только для всех стабильных четно-четных, но и для большого количества радиоактивных ядер, то массив таких значений  $\beta_2(Z, N)$  получается гораздо значительнее, чем указанный выше банк экспериментальных данных параметров деформации, измеренных на опыте через ядерные матричные элементы, вероятности электромагнитных переходов, ширины и другие первичные экспериментальные параметры, затем пересчитываемые в параметры ядерной деформации по какой-либо из моделей.

Поэтому на основании предложенных нами феноменологических расчетов  $\beta_2(Z, N)$  по формуле (36) можно построить и исследовать поверхность  $\beta_2(Z, N)$  и ее особенности. Для того чтобы такие расчеты были реалистическими, во избежание использования многочисленных свободных параметров теории, при расчетах абсолютных величин  $\beta_2(Z, N)$  мы сочли необходимым пронормировать в каждой из изотопических цепочек теоретическое значение  $\beta_2^{\text{теор}}$  к экспериментальному для одного из наиболее хорошо изученных в опыте изотопов  $\beta_2^{\text{эксп}} = \beta_{\text{эт}}$ :

$$\beta_2^{\text{теор}} = \beta_2^{\text{эксп}} \equiv \beta_{\text{эт}}, \quad (37)$$

назвав его эталонным. Тогда из (36) нетрудно получить окончательную формулу для практических расчетов:

$$\beta_2(Z, N) = \beta_{\text{эт}}(Z, N_{\text{эт}}) (E_{\text{эт}}/E_2)^{1/2}. \quad (38)$$

В табл.4 приведены результаты расчетов по формуле (38) в сравнении с имеющимися систематиками и экспериментальными данными. При этом с использованием МСК и МСБФ нами впервые реконструирована  $\beta_2(Z, N)$ -поверхность вместе со знаками ядерной деформации.



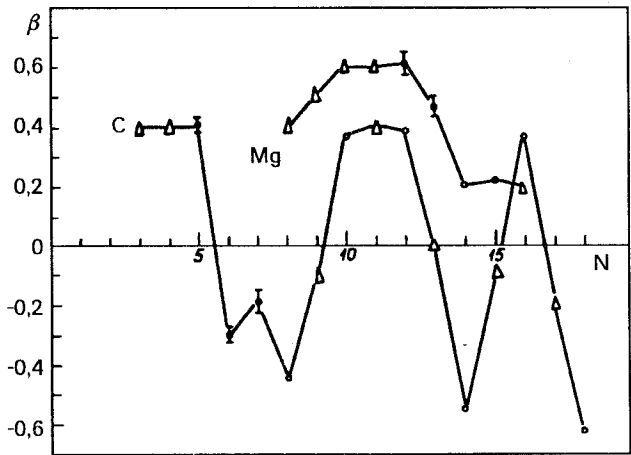
Таблица 7. Параметры формы ядерной поверхности изотопов С и Mg

Ядро	$I^\pi$	$\beta_2^{\text{эксп}}$	$\beta_2^{\text{теор}}$	Метод	Ссылка
$^9\text{C}$	$(3/2^-)$	+0,4		Экстрапол.	[65]
$^{10}\text{C}$	$0^+$	+0,4		Экстрапол.	[65]
$^{11}\text{C}$	$3/2^-$	+0,41 (1)		Вычисл. из Q	[53]
$^{12}\text{C}$	$0^+$	-0,30 (2)		МСБФ, 39 МэВ	[65]
		-0,29 (2)		МСБФ, 50,5 МэВ	[65]
		-0,29 (2)		МСК, 104 МэВ	[70]
		(0,3+0,9)		Разл. эксп. мет.	[62]
			-0,33±-0,42	Хартри — Фока	[71—73]
			-0,29	Вариаци.	[74—76]
			-(0,45±0,67)	K-гармоник	[77—82]
$^{13}\text{C}$	$1/2^-$	-0,19 (4)		МСБФ, 33,4 МэВ	[65]
$^{14}\text{C}$	$0^+$		-0,44	Вариаци.	[76]
$^{15}\text{C}$	$1/2^+$	-0,1		Интерпол.	[65]
$^{16}\text{C}$	$0^+$		+0,37	Вариаци.	[76]
$^{17}\text{C}$		+0,4		Интерпол.	[65]
$^{18}\text{C}$			+0,39	Вариаци.	[76]
$^{19}\text{C}$		0		Интерпол.	[65]
$^{20}\text{C}$			-0,55	Вариаци.	[76]
$^{21}\text{C}$		-0,1		Интерпол.	[65]
$^{22}\text{C}$			+0,37	Вариаци.	[76]
$^{23}\text{C}$		-0,2		Интерпол.	[65]
$^{24}\text{C}$			-0,62	Вариаци.	[76]
$^{20}\text{Mg}$	$0^+$	+0,4		Экстрапол.	[65]
$^{21}\text{Mg}$	$5/2^+$	+0,5		Экстрапол.	[65]
$^{22}\text{Mg}$	$0^+$	+0,6		Экстрапол.	[65]
$^{23}\text{Mg}$	$3/2^+$	+0,6		Экстрапол.	[65]
$^{24}\text{Mg}$	$0^+$	+0,61 (5)		МСБФ, 38 МэВ	[65]
		+0,68 (4)		МСБФ, 50,5 МэВ	[65]
		+0,47		( $p, p'$ )	[81]
		+0,45		( $e, e'$ )	[80]
		(0,3±0,7)		Разн. эксп. мет.	[62]
			+0,46	Хартри — Фока	[71—73]
			+0,26	Вариаци.	[74—76]
			+(0,44±0,47)	K-гармоник	[77—82]
$^{25}\text{Mg}$	$5/2^+$	+0,47		Вычисл. из Q	[53]
$^{26}\text{Mg}$	$0^+$		+0,19	Хартри — Фока	[83]
$^{27}\text{Mg}$	$1/2^+$	+0,22		Вычисл. из Q	[62]
$^{28}\text{Mg}$	$0^+$	+0,2		Экстрапол.	[65]

Выбор знаков осуществлялся с опорой на экспериментальные данные, там, где их не было, — на теоретические расчеты.

На рис.5 показана полная поверхность  $\beta_2(Z, N)$ , полученная описанным выше способом, вместе со знаками параметров деформации. Дадим анализ особенностей этой поверхности, разбив ее условно на диапазоны легких ( $Z=2+28$ ), средних ( $Z=28+50$ ) и тяжелых ( $Z=50+102$ ) ядер.

Рис. 6. Изменение формы поверхности легких ядер в зависимости от числа нейтронов  $N$  (изотопные эффекты) и числа протонов  $Z$  (изотонные эффекты) при переходе от  $Z = 6$  к  $Z = 12$ . (•) — эксперимент, (○) — теоретические расчеты [67,68], ( $\Delta$ ) — интерполированные и экстраполированные значения



Поверхность деформации легких ядер с  $Z = 2+28$ . Указанные выше расчеты формы легких ядер с большим нейтронным избытком в совокупности с имеющимися экспериментальными данными позволяют проследить характер изменений формы ядерной поверхности от изотопа к изотопу, а также для других ядер в зависимости от  $Z$  (конечно, при наличии поверхности  $\beta(Z, N)$  можно проводить любые другие сечения этой поверхности). На рис.5 дано трехмерное изображение поверхности ядерной деформации  $\beta(Z, N)$ , в том числе и для диапазона легких ядер.

Из рис.5 видны следующие основные закономерности в поведении  $\beta(Z, N)$  для области легких ядер. Первая — знакопеременная закономерность для сечения поверхности  $\beta(Z, N)$  по так называемым  $4n$ -ядрам, где  $n$  — число  $\alpha$ -кластеров, впервые отмеченная в нашей работе [65]. На ней мы остановимся ниже. В связи с переменной знака ядерной деформации в этом сечении для поверхности  $\beta(Z, N)$  отмечаются две «долины» с отрицательными деформациями («долины» сплюснутых ядер): «долина 1» в районе углерода и «долина 2» — в районе серы.

Вторая закономерность — наличие предельно больших по абсолютной величине деформаций в виде характерных «пиков»: «пик 1» — в районе изотопов гелия — бериллия, «пик 2» — в районе магния.

Третья закономерность — выход параметра деформации на характерные для всех остальных ядер средние значения с  $\beta \sim 0,2$  в районе своеобразного «плато» от титана до никеля.

По-видимому, общие физические причины найденных закономерностей состоят в том, что, начиная с легчайших ядер, имеющих кластерную структуру из двух-, трех- и четырехчастичных кластеров, осуществляет-

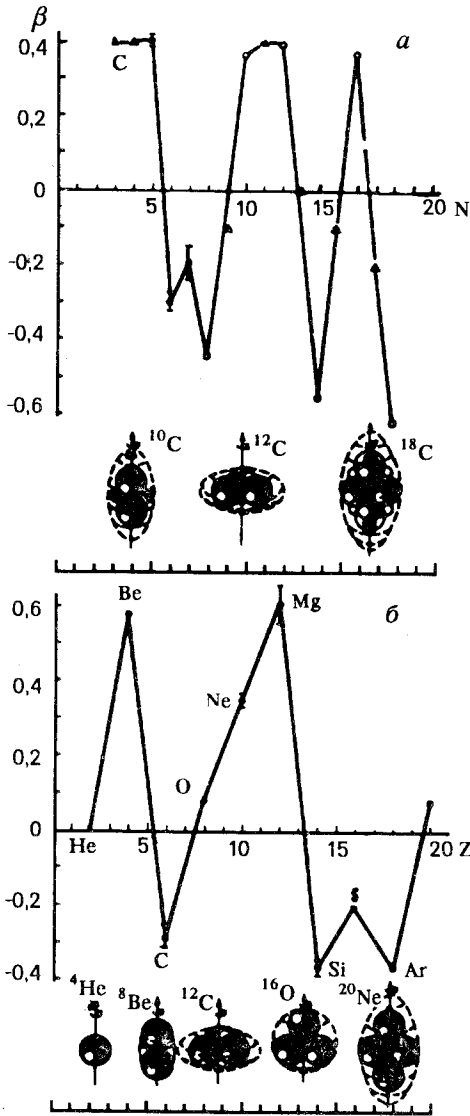


Рис. 7. Кластерный эффект в форме легких ядер: а — изменение формы ядер в изотопическом ряду углерода при добавлении пар нейтронов; б — изменение формы  $\alpha$ -кластерных  $4n$ -ядер; (\*) — эксперимент, (o) — расчет [89], ( $\Delta$ ) — интерполированные и экстраполированные значения

ся формирование чисто  $\alpha$ -кластерных ядер, а затем, как раз в районе «плато», — формирование среднего поля.

Рассмотрим  $4n$ -закономерность более подробно. Эталонными ядрами здесь являются  $^{12}\text{C}$  и  $^{24}\text{Mg}$ . Из совокупности экспериментальных данных, частично представленных в табл.4, следует вывод о том, что ядро  $^{12}\text{C}$  сплюснуто ( $\text{sign } \beta < 0$ ), а ядро  $^{24}\text{Mg}$  — вытянуто ( $\text{sign } \beta > 0$ ). Сравнивая эти данные с результатами теоретических расчетов [66—68] (табл.7), видим, что теоретическому изучению формы поверхности изотопов углерода и магния в литературе уделено большое внимание. Из табл.7 видно, что основными моделями для расчетов формы поверхности легких ядер явились: 1) различные модификации метода Хартри — Фока [66]; 2) прямой вариационный метод Филиппова [67]; 3) метод К-гармонических полиномов [68].

Совокупность расчетных и экспериментальных данных позволяет проследить характер изменения ядерной поверхности при переходе от изотопа к изотопу (рис.6). Прослеживается довольно закономерное, уже отмеченное выше, изменение формы ядер изотопов углерода по мере обогащения их нейтронами. При этом происходят фазовые переходы второго рода ядер

от сплюснутой формы к вытянутой после добавления одного, а затем нескольких 4-нейтронов. У изотопов магния форма ядер вытянутая и фазовых переходов нет. Тем не менее и у магния наблюдается та же тенденция к закономерному изменению несферичности по мере добавления 4-нейтронов.

На рис. 7 дан срез поверхности  $\beta(Z, N)$  по ядрам с  $4n$ -структурой, когда к ядру добавляется не 4-нейтрон, а  $\alpha$ -кластер. Как и в случае с углеродом и магнием, форма  $4n$ -ядер в зависимости от  $Z$  переходит от сплюснутой к вытянутой и обратно с аналогичной закономерностью.

Интерпретация найденных знакопеременных закономерностей представляет большой интерес для теории ядра. В самом деле, скачки формы легких ядер в зависимости от добавления нуклонных  $4n$ -структур могут быть однозначно истолкованы как прямое экспериментальное подтверждение кластеризации легких ядер. По-видимому, справедливо простое полуклассическое объяснение этих новых эффектов в форме легких ядер — это проявление обособленного существования внутриядерных кластеров. На рис. 7 на вставках представлено схематическое изображение подобной  $4n$ -кластерной структуры, близкая к известной  $\alpha$ -модели [69]: два  $\alpha$ -кластера дают вытянутую поверхность, три — сплюснутую, четыре — сферическую, пять — вновь вытянутую и т.д. в соответствии с рис. 5—7. Примечательно, что подобное  $4n$ -кластерное поведение формы наблюдается как по  $Z$ , так и по  $N$ .

Поверхность деформации средних ядер с  $Z = 28+50$ . На рис. 5 и в табл. 4 представлена поверхность  $\beta(Z, N)$  и для области  $Z = 28+50$ . Видно, что она обладает рядом особенностей, имеющих глобальный характер: можно отметить две долины со сплюснутыми ядрами, хотя сплюснутые ядра — редкое явление в ядерной физике, в районе  $Zn+Ge$  и  $Sn+Ba$ ; обнаруживается одна долина сферических ядер в районе молибдена, она находится между указанными долинами сплюснутых ядер; наконец, между отмеченными тремя долинами имеются возвышенности с типичными бор-моттельсоновскими ядрами типа криптона и палладия.

В индивидуальной форме поверхности изотопов средних ядер в диапазоне  $Z = 28+50$  можно отметить иную, нежели у легких ядер, закономерность: ядерная форма колеблется от вытянутой к сплюснутой лишь у полумагического ряда изотопов никеля при каждом добавлении пар нуклонов. В других изотопических рядах форма ядер либо плавно переходит от вытянутой к сплюснутой, как у изотопов германия, либо просто является сплюснутой для всего изотопического ряда, как у изотопического ряда олова. Таким образом, характерным изотопическим эффектом для формы поверхности средних ядер является плавное изменение лишь абсолютных величин деформации без изменения ее знака. Так, изотопы

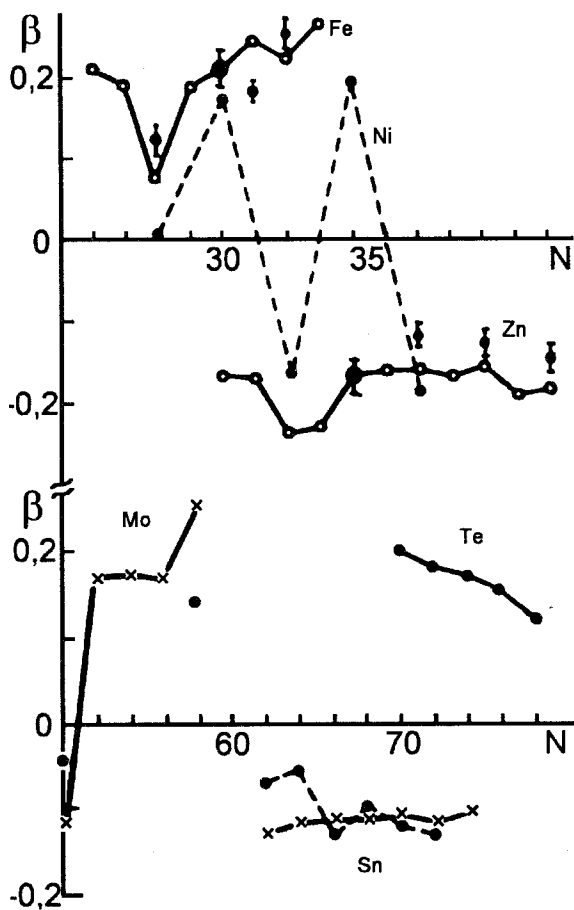


Рис. 8. Изменения деформации в изотопических рядах поверхности  $\beta(Z, N)$  для железа, никеля, цинка, молибдена, олова и теллура

цинка  $^{64-70}\text{Zn}$  являются весьма интересным объектом для исследования ядерной структуры, поскольку с изменением числа нейтронов в области  $N = 34\div 40$  происходит конкурирующее заполнение уровней  $f_{5/2}$  и  $p_{1/2}$ , а в ядре  $^{70}\text{Zn}$  полностью заполняются нейтронные оболочки  $f$  и  $p$ ; число  $N = 40$ , а также 38 и 60 являются «магическими», в первом случае — в модели гармонического осциллятора, а во втором — для сильно деформированных ядер [84]. Поэтому следовало бы ожидать аномалий в изотопных

изменениях структуры и формы ядер цинка, аналогичных аномалиям в полных сечениях [85, 86], радиусах сильного поглощения [87] и в формах поверхности [30], обнаруженных для ядер Fe и Ni при заполнении оболочки  $f_{7/2}$ . Изотопическая зависимость экспериментальных параметров, связанных с радиусом  $R$  и толщиной поверхности  $\Delta R$  ядер цинка, а также с ядерными матричными элементами  $|C_1(I)|$  и деформациями  $\beta_2$ , видна из табл.1—4. Наблюдаемая плавная зависимость параметров не подтверждает теоретических предсказаний об особенностях структуры ядер цинка, в частности ядра  $^{64}\text{Zn}$  [88].

Изотопические срезы поверхности  $\beta(Z, N)$ , то есть знаки и величины параметров деформации для изотопических рядов Mo, Zr и Te, представлены на рис.5 и 8. Как и в области средних ядер, здесь форма не претерпевает резких скачков: изотопы Mo от сферической формы ( $^{92}\text{Mo}$ ) переходят к вытянутой, сильно деформированной ( $^{100}\text{Mo}$ ). Форма изотопов олова, наоборот, слегка сплюснута, и деформация лишь увеличивается с добавлением пар нуклонов. Ядра изотопов Te имеют вытянутую форму.

Плавные изменения деформации в изотопических рядах железа и цинка, как и в более тяжелых ядрах (Mo, Sn, Te), вполне соответствуют выводам обобщенной модели. В то же время наличие скачков формы ядер изотопов никеля можно объяснить лишь в предположении большой амплитуды нулевых колебаний и мягкости этих ядер. Это соответствует оболочечным представлениям, то есть динамическому характеру равновесной деформации. Найденные здесь экспериментально закономерности в основном подтверждаются теоретическими расчетами в рамках вариационного подхода, метода  $K$ -гармоник (для легких ядер) и ХБФ-метода (для средних ядер) и носят общий характер. Известны такие же теоретические предсказания знаков деформации легких [89] и тяжелых [90] ядер. Расчеты в области средних ядер с  $Z = 20+40$  и, в частности, для четно-четных изотопов цинка [91] предсказывают сплюснутую форму для решения методом ХБФ и сферическую — для приближения БКШ. Наши данные, таким образом, согласуются с данными решения методом ХБФ.

Поверхность деформации тяжелых ядер с  $Z = 50+102$ . Тяжелые ядра — это область с аномально большими  $\beta$ , особенно в районе редких земель, и надежно установленной вращательной природой первых  $2^+$ -уровней, что важно для экспериментального определения знаков деформаций методом СБФ. Развитие эффективных теоретических методов вычисления формы ядер в рамках микроскопических моделей [92—94] стимулирует усилия по созданию экспериментальных подходов к решению этой проблемы, но измерение лишь знаков электрических квад-



рупольных моментов не является полным ответом на вопрос, так как чувствительно только к зарядовому компоненту ядер.

Из наших экспериментов и анализа литературы [9] следует, что данные о  $\text{sign } \beta$  для тяжелых ядер, получаемые различными методами, удовлетворительно согласуются. Проведенные исследования (см. табл.4) позволяют отметить следующую закономерность в значениях  $\text{sign } \beta$ : если в малонуклонных системах (области легких и средних ядер с  $A < 100$ ) форма ядер может меняться резко [30] — добавление пары нуклонов может превратить вытянутый сфероид в сплюснутый и наоборот, то в многонуклонных тяжелых ядрах форма поверхности в пределах соседних изотопов сохраняется. Таким образом, в области тяжелых ядер наблюдаются плавные изменения формы поверхности от ядра к ядру.

По крайней мере, проведенное нами исследование форм ядер методом СБФ и МСК позволяет сделать вывод, справедливый для тщательно исследованных экспериментально областей тяжелых ядер, о невозможности фазовых переходов второго рода формы поверхности тяжелых ядер, особенно в пределах долины стабильности для изотопических линий.

Поверхность  $\beta(Z, N)$  для тяжелых ядер начинается с Sn-«долины» сплюснутых ядер, которая простирается вплоть до неодима. Лишь в начале эта долина «прорезается» «хребтом» вытянутых ядер по двум изотопическим линиям теллура и ксенона. Затем, начиная с изотопов самария, образуется подъем поверхности  $\beta(Z, N)$  на типичное бор-моттelsonовское «плато» вытянутых ядер с большой (до 0,3—0,4) квадрупольной деформацией. Это плато в районе свинца вновь спускается в «долину» из ртутных, свинцовых и полониевых изотопических линий, которые, однако, не проходят через нуль и не приобретают сплюснутых форм. Начиная с радона, вновь образуется новое плато вытянутых ядер, тянущееся с подъемом до границы известных элементов. Новое плато включает очень большие параметры деформации, что, на наш взгляд, и является одной из главных физических причин отсутствия стабильных ядер в этой области. В свою очередь, причиной появления больших параметров деформации, по-видимому, является конкуренция мощного кулоновского поля при больших  $Z$  с сильным взаимодействием. Таким образом, можно ожидать, что поиск нового острова стабильности увенчается успехом в тех исследованиях, где будет найден способ подавления отмеченной конкуренции и вследствие этого уменьшения параметров деформации сверхтяжелых ядер.

В области тяжелых ядер наглядно просматривается общая тенденция в изотопических линиях поверхности  $\beta(Z, N)$  по мере движения их к краям дорожки стабильности. Это, наряду с отчетливой закономерностью

повышения деформации к середине заполненности подболочек и оболочек, описываемой обобщенной моделью, наличие явной тенденции к увеличению деформации как в сторону нейтронного дефицита, так и его избытка. По-видимому, ядерная нестабильность не только по оси  $Z$ , отмеченная выше для трансурановых ядер, но и по оси  $N$ , может быть объяснена нарастанием ядерной деформации.

Установление новых интересных закономерностей в поверхности  $\beta(Z, N)$  еще раз подчеркивает актуальность измерений  $E_2^+$  энергии к краям дорожки стабильности и по  $Z$ -линиям, а также прямых измерений параметров  $\beta$  и  $\text{sign } \beta$  для изотопических и изотонических линий. Очевидно, что актуальным является исследование соотношений кулоновского и ядерного полей для больших и предельных  $Z$ , а также их интерференции в этих областях масс и зарядов ядер.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из экспериментальных данных по рассеянию  $\alpha$ -частиц средних энергий (20+140 МэВ) на основе метода связанных каналов и метода сдвига блэровских фаз извлечены экспериментальные значения параметра квадрупольной ядерной деформации  $\beta(Z, N)$  и его знаков  $\text{sign } \beta(Z, N)$  в области  $Z = 2+102$  и сопоставлены с имеющимися экспериментальными и теоретическими литературными данными.

Проведенное нами сопоставление с теоретическими расчетами в рамках сверхтекучей модели привело к мысли об использовании основной энергетической зависимости  $\beta \sim 1/E_2^{*1/2}$ , где  $E_2^*$  — энергия первого уровня  $2^+$ , для вычисления полуэмпирических параметров деформации для тех ядер, для которых отсутствуют экспериментальные данные по  $\beta$ , либо их теоретические расчеты. Поскольку значения  $E_2^*$  известны не только для всех стабильных, но и для большого количества радиоактивных четно-четных ядер, то массив полученных нами  $\beta(Z, N)$  получился гораздо значительнее, чем указанный выше банк прямых экспериментальных данных. На основе этого банка данных построена и исследована поверхность  $\beta(Z, N)$ . Обнаружен целый ряд новых закономерностей.

Во-первых, оказалось, что сплюснутые ядра — редкое явление в ядерной физике, тем не менее достаточно надежно выделяются пять «долин» сплюснутых ядер: в районе углерода, кремния — серы, никеля — цинка, олова и неодима — бария. Интересно отметить и намечившуюся

шестую «долину» в районе свинца, но деформация до сплюснутых форм «не дотягивает», либо она еще не обнаружена.

Во-вторых, в поверхности  $\beta(Z, N)$  обнаруживаются довольно высокие «пики», большие «возвышенности» и протяженные «плато» ядерной деформации. «Пики» наблюдаются для изотопов Ве и Mg; «возвышенности» — для областей Cr—Ti, Ge—Sr; бор-моттelsonовские «плато» вытянутых ядер в районе теллура, от самария до платины и за радием.

В-третьих, поскольку реконструированная поверхность  $\beta(Z, N)$  оказалась все же не охватывающей всех открытых до настоящего времени ядер, то весьма актуальными становятся простые измерения энергии первого уровня  $2^+$  для удаленных и трансурановых ядер. Наконец, обнаруженное нарастание деформации к краям дорожки стабильности и при больших известных  $Z$  позволяет надеяться, что понята физическая причина конечности таблицы элементов и нестабильности ядер, и можно ожидать на краях дорожки стабильности появления ядер с супердеформацией либо с экзотической формой.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Соловьев В.Г. — Теория атомного ядра. Ядерные модели. М.: Энергоиздат, 1981.
2. Проблемы современной ядерной физики (под общ. ред. В.М.Колыбасова). М.: Наука, 1971.
3. Rutherford E. — Philos. Mag., 1911, vol.21, p.669.
4. Hofstadter R. — Nucleon and nuclear structure. N.Y., 1963.
5. Bohr A. — Math. — Fys. Medd. Kgl. Danske Vid. Selsk. 1952, vol.26, No14 (Перевод см. в сб.: «Пробл. совр. физ.» 1955, 9, с.9).
6. Bohr A., Mottelson B. — Math. — Fys. Medd. Kgl. Danske Vid. Selsk. 1953, vol.27 No16 (Перевод см. в сб. «Пробл. совр. физ.» 1955, 9, с.34).
7. Носов В.Г. — ЖЭТФ, 1967, т.53, вып.2, с.579—591.
8. Арсеньев Д.А., Пашкевич В.В., Соловьев В.Г., Файнер У.М. — Препринт ОИЯИ, Р4-6587, Дубна, 1972.
9. Юшков А.В. — Изв. АН СССР, сер.физ. 1975, т.39, 8, с.1584—1604.
10. Инопин Е.В., Шебеко А.В. — ЖЭТФ, 1966, т.51, с.1761.
11. Ахиезер А.И., Померанчук И.Я. — Некоторые вопросы теории ядра. М.-Л.: Гостехиздат, 1950.
12. Инопин Е.В. — ЖЭТФ, 1966, т.50, с.1592.
13. Гончар В.Ю., Желтоног К.С., Юшков А.В. — Изв. АН КазССР, сер. физ.-мат., 1969, 6, с.3.
14. Элтон Л. — Размеры ядер. М.: ИИЛ, 1962.
15. Блохинцев Д.И. — Основы квантовой механики. М.: Высшая школа, 1963.
16. Тищенко Б.И., Инопин Е.В. — ЯФ, 1968, т.7, с.1029.
17. Айсина С.Я., Кутербеков К.А., Толстиков В.Н. и др. — Препринт ИЯФ АН КазССР, 2—87, Алма-Ата, 1987.
18. Натаф Р. — Модели ядер и ядерная спектроскопия. М.: Мир, 1968.
19. Павлова Н.Н., Айсина С.Я., Кутербеков К.А. и др. — Препринт ИЯФ АН КазССР, Алма-Ата, 1990.
20. Айсина С.Я., Кутербеков К.А., Павлова Н.Н., Юшков А.В. — Препринт ИЯФ АН КазССР, 13-84, Алма-Ата, 1984.

21. Желтоног К.С. — Канд. дисс., Алма-Ата, 1971.
22. Кутербеков К.А., Юшков А.В. — Изв. АН СССР, сер. физ. 1989, т.53, 11, с.2098—2105.
23. Кутербеков К.А., Айсина С.Я., Павлова Н.Н., Юшков А.В. — Препринт ИЯФ АН Каз ССР, Алма-Ата, 1991.
24. Юшков А.В. — Докт. дисс., Алма-Ата, 1991.
25. Гончар В.Ю., Желтоног К.С., Иванов Г.Н., Юшков А.В. — ЯФ, 1986, т.8, вып.4, с.678—687.
26. Инопин Е.В. — Изв. АН Каз ССР, сер. физ.-мат. 1972, 6, с.28.
27. Tamura T. — Rev. Mod. Phys., 1963, vol.37, p.679.
28. Raynal J. — Computing as a Language of Physics. IAEA-SMR 918, p.281; The Structure of Nuclei. IAEA 8/8, p.75.
29. Кухтина И.Н., Павлова Н.Н., Юшков А.В. Изв. АН СССР, сер. физ. 1991, т.55, 11, с.2265—2271.
30. Гончар В.Ю., Юшков А.В. — Изв. АН СССР, сер. физ. 1971, т.35, 4, с.830—835.
31. Алхазов Г.Д. — Препринт ЛИЯФ, 599, Л., 1980.
32. Залобовский И.И., Гопыч П.М. — Ядерная спектроскопия. Харьков: Вища школа, 1980.
33. Инопин Е.В. — Докт. дисс., Харьков, 1967.
34. Raman S., Nestor C.W., Jr., Kahane S., Bhatt K.H. — Atomic Data Nucl. Data Tables, 1989, vol.41, No3.
35. Rapp. CEA, 1967, No3147. (Ed. by G.Brüge).
36. Алексеев В.В. и др. — Изв. АН СССР, сер. физ. 1968, т.32, с.570.
37. Артемов К.П., Гольдберг В.З., Рудаков В.П. — ЯФ, 1969, т.9, с.266.
38. Jolly R.K., Goldberg M.D., Sengupta A.K. — Nucl.Phys., 1969, vol.A123, p.54.
39. Hinterberger F. — Nucl.Phys. 1968, vol.115, p.570.
40. Levis V.E., Calderbank M. — Nucl.Phys., 1968, vol.117, p.673.
41. Афанасьев В.Д. — Автореферат дисс., Харьков, 1969.
42. Стрoение ядра. Под ред. В.П.Рудакова. М.: Атомиздат, 1962.
43. Давыдов А.С. — Коллективные возбуждения четных атомных ядер. Киев, 1967.
44. Прямые процессы в ядерных реакциях. Под ред. А.А.Оглоблина. М.: Атомиздат, 1965.
45. Arseniev D.A., Sobiczewski A., Soloviev V.G. — Nucl.Phys., 1969, vol.A126. p.15.
46. Гончар В.Ю., Инопин Е.В., Цытко С.П. — Препринт, Д-001, Харьков, 1959.
47. Инопин Е.В., Мельник Ю.П. — ЯФ, 1969, т.9, с.982.
48. Деформация атомных ядер. Под ред. Л.А.Сдива. М.: ИИЛ, 1958.
49. Blair J.S. — Phys.Rev., 1959, vol.115, p.928.
50. Гончар В.Ю., Юшков А.В. — ЯФ, 1970, т.11, с.1034.
51. Гончар В.Ю., Инопин Е.В., Мельник Ю.П., Юшков А.В. — Изв. АН КазССР, сер. физ.-мат. 1972, 6, с.77—78.
52. Kisslinger L.S., Sorensen R.A. — Rev.Mod.Phys., 1963, vol.35, p.853.
53. Джелепов Б.С., Пекер Л.К. — Схемы распада радиоактивных ядер.  $A > 100$ . М.-Л.: Наука, 1966.
54. Джелепов Б.С., Пекер Л.К., Сергеев В.О. — Схемы распада радиоактивных ядер.  $A < 100$ . М.-Л.: Изд. АН СССР, 1963.
55. Table of Isotopes 7th. Ed. by C.M.Lederer et al., J.Wiley and Sons, N.Y., 1978.
56. Ann. Progr. Report, Univ. of Washington, June 1962, July 1964, June 1965, June 1966, June 1967.
57. Kokame J., Fukunaga K., Nakamura H., Inone N. — Journ.Phys.Soc., Japan, 1965, vol.20, p.475.
58. Broek H.W. — Phys.Rev., 1963, vol.130, p.1914.
59. Martens E.J., Bernstein A.M. — Nucl.Phys., 1968, vol.A117, p.241.
60. Немец О.Ф., Гофман Ю.В. — Справочник по ядерной физике. Киев: Наукова думка. 1975.

61. Ходгсон П.Е. — Оптическая модель упругого рассеяния. М.: Атомиздат, 1966.
62. Ланько Э.В., Домбровская Г.С., Шубный Ю.К. — Вероятности электромагнитных переходов атомных ядер с  $Z = 1-30$ . Л.: Наука, 1972.
63. Авотина М.П., Золотавин А.В. — Моменты основных и возбужденных состояний ядер. М.: Атомиздат, ч.1, 1979.
64. Авотина М.П., Золотавин А.В. — Моменты основных и возбужденных состояний ядер. М.: Атомиздат, ч.2, 1979.
65. Павлова Н.Н., Юшков А.В. — ЯФ, 1976, т.23, вып.2, с.252—260.
66. Caurier E., Bourotte-Bilwes V., Abgrall Y. — Phys.Lett., 1973, vol.B44, No5, p.411-415.
67. Стешенко А.И., Филиппов Г.Ф. — ЯФ, 1971, т.14, вып.4, с.715—723.
68. Гринь Ю.Т., Кочетов А.Б. — ЯФ, 1973, т.18, вып.2, с.283—287.
69. Неудачин В.Г., Смирнов Ю.Ф. — Нуклонные ассоциации в легких ядрах. М.: Наука, 1969.
70. Specht J., Schweimer C.W., Rebel H., Schatz C. — Nucl.Phys., 1971, vol.A171, No1, p.65—81.
71. Abgrall Y., Morand B., Caurier E. — Nucl.Phys., 1972, vol.A192, No2, p.372—390.
72. Goodman A.L., Struble C.L., Goswami A. — Phys.Lett., 1968, vol.26B, No5, p.260—263.
73. Ruchl F.R., Jr. — Indian J.Phys., 1971, vol.45, No4, p.149—154.
74. Филиппов Г.Ф. — ЭЧАЯ, 1973, т.4, вып.4, с.992—1017.
75. Филиппов Г.Ф., Стешенко А.И. — Укр. физ. ж., 1970, т.15, 4, с.626—631.
76. Филиппов Г.Ф., Максименко В.М. — Укр. физ. ж., 1970, т.15, 8, с.1277—1283.
77. Базь А.И., Гринь Ю.Т., Демин В.Ф., Жуков М.В. — ЭЧАЯ, 1972, т.3, вып.2, с.275—317.
78. Гринь Ю.Т. — ЯФ, 1970, т.12, вып.5, с.927—938.
79. Гринь Ю.Т., Кочетов А.Б. — ЯФ, 1970, т.12, вып.6, с.1154—1162.
80. Гринь Ю.Т., Левинсон Л.Б. — ЯФ, 1971, т.14, вып.3, с.536.
81. Гринь Ю.Т., Кочетов А.Б., Ананькин А.И. — ЯФ, 1971, т.14, вып.5, с.953—960.
82. Гринь Ю.Т. — Письма в ЖЭТФ, 1974, т.20, вып.7, с.507.
83. Kurath D.H. — Phys.Rev., 1972, vol.C5, No3, p.768—772.
84. Hamilton J.H. — Lect. Notes Phys., 1982, p.168; Heavy-Ion Collisions. Proc.Int.Summer Sch., La Rabida, June 7—18, 1982, p.287—299.
85. Wilkins B.D., Igo G. — Phys.Rev., 1963, vol.129, p.2198.
86. Igo G., Wilkins B.D. — Phys.Rev., 1964, vol.131, No3, p.1251—1253.
87. Гончар В.Ю., Желтоног К.С. — Изв. АН КазССР, сер. физ.-мат., 1971, 2, с.62.
88. Инопин Е.В., Тищенко Б.И., Шебеко А.В. — ЖЭТФ, 1965, т.49, вып.6(12), с.1824—1830.
89. Филиппов Г.Ф. — ЭЧАЯ, 1971, т.2, вып.2, с.315—341.
90. Арсеньев Д.А., Пашкевич В.В., Соловьев В.Г., Файнер У.М. — Препринт ОИЯИ, P4-6587, Дубна, 1972.
91. Chandra N., Rustgi M.L. — Phys.Rev., 1971, vol.C4, No3, p.874—886.
92. Арсеньев Д.А., Пашкевич В.В., Соловьев В.Г., Федотов С.И. — Препринт ОИЯИ, P4-6345, Дубна, 1972.
93. Филиппов Г.Ф. — Прогр. и тез. докл. 21 Совещ. по яд. спектр. и структ. атомного ядра. Л.: Наука, т.1, 1971 с.22.
94. Кирикашвили Н.Е., Ментешавили К.О., Набичвришвили В.А. — Сообщ. АН ГрузССР, 1971, т.64, 1, с.41—44.