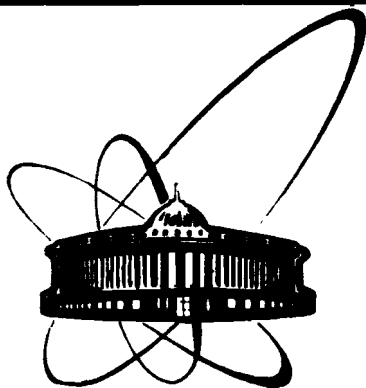


89-732



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P15-89-732

Б 912

Н.Т.Буртебаев*, К.А.Кутербеков*, И.Н.Кухтина*

ИССЛЕДОВАНИЕ
НИЗКОЛЕЖАЩИХ КОЛЛЕКТИВНЫХ СОСТОЯНИЙ
ЯДЕР С МАССОВЫМИ ЧИСЛАМИ $A=54+124$
ПО РАССЕЯНИЮ α -ЧАСТИЦ
С ЭНЕРГИЕЙ ~ 50 МэВ И РЕАКЦИИ ${}^{64}\text{Ni}({}^3\text{He}, {}^3\text{He}')$
МЕТОДОМ СВЯЗАННЫХ КАНАЛОВ
И ИСКАЖЕННЫХ ВОЛН

Направлено в журнал "Ядерная физика"

*Институт ядерной физики АН Казахской ССР, Алма-Ата

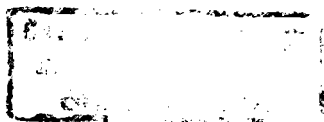
1989

I. Введение

Рассеяние сложных частиц (α и ${}^3\text{He}$) низких и средних энергий на ядрах продолжает оставаться важным источником информации о механизмах ядерных реакций и свойствах ядерной структуры^{/1/}. С другой стороны, интерес к α -рассеянию обусловлен тем, что α -частица одинаково взаимодействует с протонами и нейтронами ядра, и следовательно, рассеяние α -частиц зондирует чисто (без смешивания) изоскалярную часть вероятности переходов, сопоставление которых с вероятностями электромагнитных переходов дает дополнительную информацию о ядерной структуре^{/2/}. Наиболее распространенным методом извлечения параметров деформации низколежащих коллективных состояний является феноменологический анализ экспериментальных данных в рамках оптической модели с помощью методов связанных каналов (МСК) и искаженных волн (МИВ). При этом приходится мириться с существующими в этой области энергий неоднозначностями (дискретными и непрерывными) оптического потенциала (ОП)^{/3/}. Один из путей решения этих проблем - использование глобальных зависимостей параметров ОП, найденных недавно для α -частиц^{/4/} и ${}^3\text{He}$ -частиц^{/5/}.

Чтобы извлечь надежную информацию о природе возбужденных состояний, необходимо измерить экспериментальные данные с высокой точностью в том угловом диапазоне, где доминирует один механизм, и описание которого заложено в применяемый для анализа теоретический формализм. В настоящей работе мы анализируем угловые распределения дифференциальных сечений (УРС) упругого и неупругого рассеяния α - и ${}^3\text{He}$ -частиц с энергией $E_n \sim 50$ МэВ на ряде четно-четных ядер с массовыми числами $A = 54 + 124$. Экспериментальные данные, полученные на выведенном пучке изохронного циклотрона ИФ АН КазССР о использовании автоматизированных систем^{/6,7/}, были предварительно опубликованы в работах^{/8-13/}.

Дифференциальные сечения упругого и неупругого рассеяния α -частиц на ядрах ${}^{54,56}\text{Fe}$ /8/, ${}^{66,68,70}\text{Zn}$ /9/, ${}^{90,94}\text{Zr}$ /10/, ${}^{92,98}\text{Mo}$ /11/, ${}^{112,120,124}\text{Sn}$ /12/ и ${}^3\text{He}$ -частиц на ${}^{64}\text{Ni}$ /13/ были измерены в передней области углов ($10-80^\circ$ л.с.к.) с шагом $0,3 - 1^\circ$. Погрешности измерений абсолютных величин (мб.ср⁻¹) сечений составляли $(3+8)\%$ - для упругих каналов и $(5-20)\%$ - для неупругих.



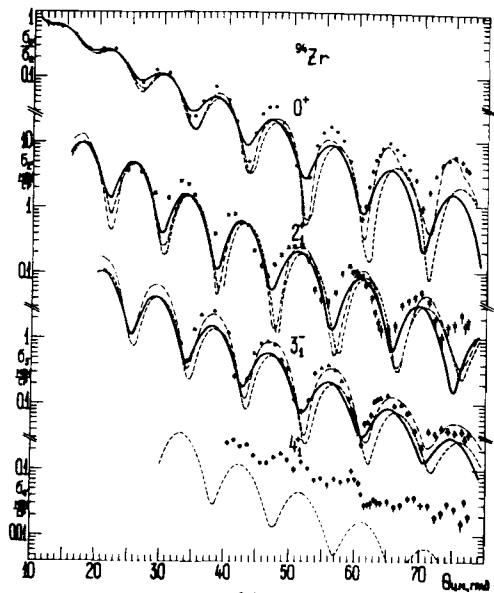


Рис.1. Анализ УРУС на ядро ^{94}Zr в рамках МВБ и МЖК. Точки, крестики, треугольники и прямоугольники — экспериментальные данные, кривые — теория (МВБ — штрихпунктирная, МЖК — сплошная и штриховая).

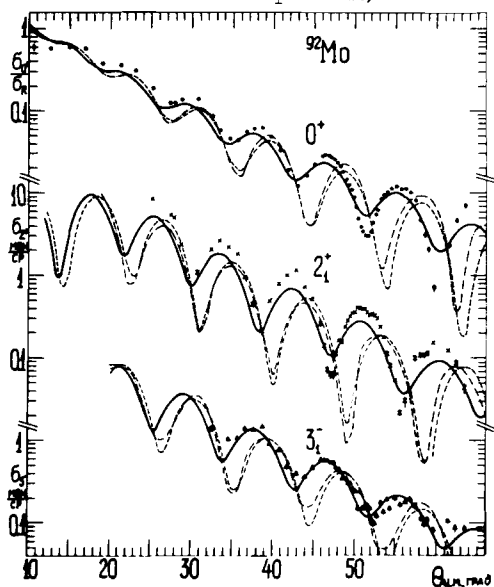


Рис.2. То же, что и на рис.1, для ядра ^{92}Mo .

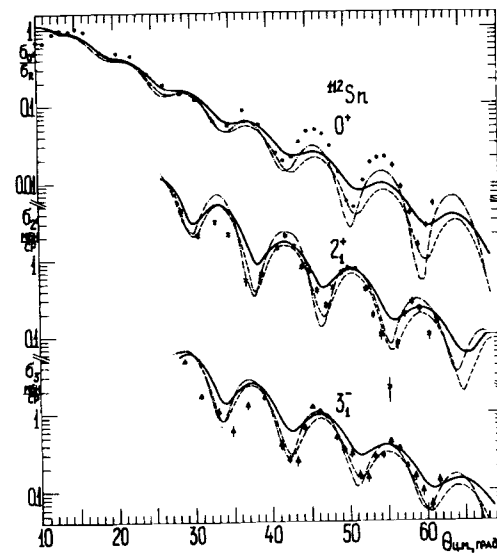


Рис.3. То же, что и на рис.1, для ядра ^{112}Sn .

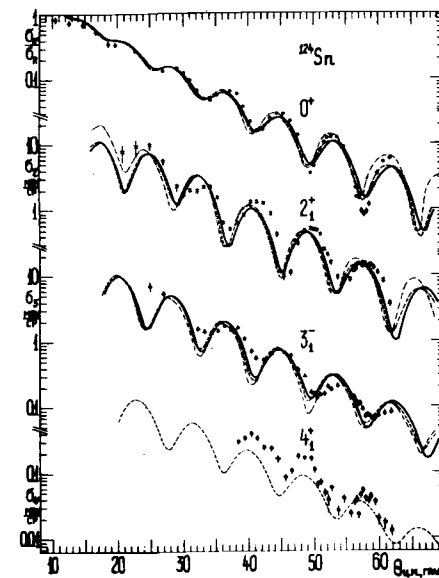


Рис.4. То же, что и на рис.1, для ядра ^{124}Sn .

Экспериментальные УРДС рассеянных частиц с возбуждением низколежащих коллективных состояний некоторых из исследуемых ядер представлены на рис.1-4, а энергии налетающих частиц - в таблице I.

Полные характеристики экспериментальных результатов изложены в выше перечисленных работах [8-13]. Характеристики (энергии уровня, спин и четность) изучаемых возбужденных состояний ядер представлены в таблице 2 настоящей работы. Для некоторых ядер (^{94}Zr , $^{120,124}\text{Sn}$) исследованы 4^+_1 -состояния, что крайне интересно, так как гексадекапольные движения в сферических и квазисферических ядрах изучены слабо [14].

Эффективность использования МСК и МЛБ, а также надежность получаемых по ним сведений о параметрах деформации потенциала из рассеяния α и ^3He -частиц средней энергии обусловлена доминирующей ролью механизма прямого возбуждения [15,16], в особенности на передних углах (Θ л.с.к. $< 90^\circ$). На это указывает сильно вытянутая форма экспериментальных УРДС неупругого рассеяния на исследуемых ядрах.

В настоящей работе УРДС упругого и неупругого рассеяния α -частиц с энергией ~ 50 МэВ на ядрах $^{54,56}\text{Fe}$, $^{66,68,70}\text{Zn}$, $^{90,94}\text{Zr}$, $^{92,98}\text{Mo}$, $^{112,120,124}\text{Sn}$, а также ^3He -частиц с

$E_n = 50$ МэВ на ядре ^{64}Ni проанализированы по феноменологическим МСК и МЛБ. Получены значения параметров мультипольных деформаций потенциала для исследуемых ядер. Приводится сравнение результатов с литературными данными, полученными в реакциях с другими типами частиц, сделаны выводы о соотношениях параметров деформации протонной β_{PI} и нейтронной β_{nI} компонент для магических и околomagических ядер.

2. Анализ экспериментальных данных

Экспериментальные УРДС на ряде четно-четных ядер со средними значениями массы ядра, у которых низколежащие возбужденные состояния имеют коллективную природу, исследовались в рамках оптической модели с помощью МСК и МЛБ с деформированным потенциалом:

$$U(r) = V_C(r) - V_R \cdot f(x_R) - iW_V \cdot f(x_V) + 4i a_D W_D \cdot \frac{d}{dR} \cdot f(x_D) + \quad (I)$$

$$+ \left(\frac{\hbar}{m_p c} \right)^2 \cdot v_{SO} (\vec{\sigma} \cdot \vec{L}) \cdot \frac{1}{R} \cdot \frac{d}{dR} \cdot f(x_{SO}),$$

где $V_C(r)$ - кулоновский потенциал сферического однородного распределения заряда радиуса $R_C = r_{OC} \cdot A^{1/3}$; $f(x_i) = [1 + \exp(r - R_i)/a_i]^{-1}$ - факторы вида Вудса-Саксона с соответствующими параметрами радиуса и диффузности, причем $R_i = r_i \cdot A^{1/3}$. Минимый потенциал поглощения принимался объемным ($W \neq 0, W_D = 0$) для α -частичного взаимодействия и поверхностным (в виде производной Вудса-Саксона,

Таблица I

Параметры модели равновесного оптического потенциала на исследуемых ядрах

Ядро	Энергия частиц E_n , МэВ	V, МэВ	a_V , фм	W, МэВ	a_W , фм	χ^2 поля.
^{12}C	50,5	104,45	0,798	9,81	0,640	5015,2
^{20}Ne	50,5	110,87	0,794	17,56	0,636	4330,6
^{24}Mg	50,5	113,74	0,793	13,55	0,634	2848,4
^{28}Si	50,5	116,47	0,794	14,91	0,631	4557,2
^{54}Fe	50,5	130,20	0,785	19,680	0,616	2090,4
^{56}Fe	50,5	135,70	0,784	18,300	0,615	1970,4
^{66}Zn	50,5	135,50	0,783	14,397	0,615	5623,8
^{68}Zn	50,5	133,05	0,783	15,109	0,615	13365,7
^{70}Zn	50,5	132,00	0,783	12,745	0,615	3089,4
^{90}Zr	50,1	143,685	0,779	19,475	0,600	13377,1
		136,549	0,779	13,288	0,600	11300,0
^{94}Zr	50,1	141,900	0,778	19,384	0,601	17961,3
		144,361	0,778	27,903	0,601	11097,5
^{92}Mo	49,2	145,195	0,779	19,414	0,602	65814,6
		185,830	0,779	23,155	0,602	17859,0
^{98}Mo	45,0	149,063	0,778	19,225	0,600	3630,4
		155,637	0,778	25,927	0,600	2539,3
^{112}Sn	50,1	151,441	0,776	16,897	0,596	74072,5
		135,217	0,776	22,963	0,596	70738,9
^{120}Sn	50,5	149,915	0,775	16,708	0,593	3890,7
		131,955	0,775	17,358	0,593	3708,9
^{124}Sn	50,5	149,248	0,775	16,616	0,592	5190,3
		136,690	0,775	17,450	0,592	4124,8
^{64}Ni	50,0*	113,300	0,774	21,800	0,800	30607,6
		131,300	0,774	20,536	0,800	22360,0

* Энергия налетающих ^3He -частиц (кулоновский радиальный параметр принимался равным $r_{OC} = 1,40$ фм).

$W=0$, $W_D \neq 0$) - для ${}^3\text{He}$ -рассеяния на ядре ${}^{64}\text{Ni}$. Оператор \bar{S} определен в терминах спинового углового момента: $\bar{S} = \frac{\hbar}{2} \bar{\sigma}$ для ${}^3\text{He}$ и $S=0$ для α -частиц.

Для определения исходных параметров ОП были использованы рекомендации, данные в работе^{/4/} для α -частичного рассеяния. Глобальные зависимости параметров ОП, полученные в этой работе из данных по рассеянию α -частиц с энергией 30 МэВ и выше на легких и средних ядрах с использованием вудс-саксоновских форм-факторов, были экстраполированы нами в область исследуемых энергий. Параметр кулоновского радиуса принимался фиксированным ($r_{0C} = 1,25$ фм). Значения радиальных параметров ОП также принимались постоянными: $r_V = 1,345$ фм,

$r_W = 1,570$ фм, поскольку в области средних энергий (от 40 до 116 МэВ на примере ядер ${}^{90,92}\text{Zr}$) Put - Paans^{/17/} показали их исключительно слабую энергетическую зависимость; это относится и к зависимости от массового числа^{/18/}. Значения остальных параметров ОП для α -частичного рассеяния представлены в таблице I. При этом представляется важным использовать эту систематику^{/4/} в области энергии $E_\alpha \sim 30$ МэВ для устранения существующих дискретных и непрерывных неоднозначностей ОП^{/3/}. Так, например, значения параметров ОП из глобальной зависимости для ядер ${}^{12}\text{C}$, ${}^{20}\text{Ne}$, ${}^{24}\text{Mg}$ и ${}^{28}\text{Si}$ при

$E_\alpha = 30,5$ МэВ близки к их оптимальным значениям, полученным из энергетической зависимости в работе^{/19/}, причем оба набора ОП в рамках ротационной модели дают близкое по качеству описание эксперимента (параметры расчетов включены в табл. I). Для анализа реакции ${}^{64}\text{Ni}$ (${}^3\text{He}$, ${}^3\text{He}'$) использовались параметры ОП, полученные Trost H.J. и др. в систематике^{/5/} для ${}^3\text{He}$ -частиц.

В задаче о рассеянии частицы на деформированном ядре в рамках обычной коллективной модели радиус половинного спада потенциала (входящий в форм-факторы Вудса-Саксона) записывается в виде^{/15/}:

$$R(\theta, \varphi) = R_0 \left[1 + \sum_L \beta_{LO} Y_{LO}(\theta, \varphi) \right], \quad (2)$$

где β_{LO} - параметры деформации потенциала. Как и в (1), в системе координат, жестко связанной с осью симметрии ядра, для потенциала имеем:

$$U(R) = \sum_L U_{LO}(R) \cdot Y_{LO}(\theta, \varphi), \quad (3)$$

где коэффициенты $U_{LO}(R)$ с $L \neq 0$ определяют радиальные форм-факторы неупругих переходов с передачей момента L .

3. Метод искаженных волн

Анализ УРДС упругого и неупругого рассеяния проводился с использованием параметров ОП из глобальных систематик^{/4,5/}. В расчетах использовалась вудс-саксоновская форма ядерного потенциала.

Окончательные значения потенциала приведены в табл. 2. Дифференциальные сечения неупругого рассеяния вычислялись с помощью МИБ в Борновском приближении (DWBA). Расчеты проводились по широко известной программе DWUCK3 (автор Kunz P.D.) с форм-фактором $F_L(r)$ коллективного возбуждения:

$$F_L(r) = - \left[v_R \cdot \frac{R_R}{a_R} \cdot \frac{df(x_R)}{dx_R} + iv_I \cdot \frac{R_I}{a_I} \cdot \frac{df(x_I)}{dx_I} \right], \quad (4)$$

Параметры деформации β_I потенциала для состояний 2_1^+ , 3_1^- исследуемых ядер определялись путем нормировки расчетных сечений σ_{DWUCK} к экспериментальным из соотношения

$$\frac{d\sigma_L(\theta)}{d\Omega} = \beta_L^2 \cdot \sigma_{DWUCK}. \quad (5)$$

Сравнение наших расчетов по описанию экспериментальных данных рассеяния α -частиц на изотопах цинка и с ранее проведенными расчетами в работе^{/9/} показывает, что при одинаковых значениях параметров деформации в последнем случае имеет место завышение расчетных сечений над экспериментальными в области углов $\theta_{ц.м.} < 60^\circ$. По-видимому, это связано с тем, что в работе^{/9/} использовалась более глубокая потенциальная яма ($V_0 \leq 170$ МэВ). Некоторые теоретические (МИБ - штрихпунктирные линии) УРДС упругого и неупругого рассеяния сравниваются с экспериментальными на рис. I-4, а соответствующие параметры приведены в таблице 2.

4. Метод связанных каналов

Формализм МСК является нужным в случае сильной связи между упругим и неупругим каналами, когда исследуемое ядро проявляет коллективную ротационную или вибрационную природу^{/15/}. Нами для исследуемых ядер были использованы как ротационная модель (для ${}^{54,56}\text{Fe}$, ${}^{66,68,70}\text{Zn}$), так и вибрационная модель первого порядка (${}^{64}\text{Ni}$, ${}^{90,94}\text{Zr}$, ${}^{92,98}\text{Mo}$, ${}^{112,120,124}\text{Sn}$). Расчеты были выполнены с использованием программы BCIS^{/21/}.

Выбор ротационной модели рассеяния α -частиц на изотопах железа и цинка основан на результатах сравнительного анализа подгонки теоретических сечений к экспериментальным данным по указанным ядрам в рамках вибрационной и ротационной модели. Этот анализ показал, что ротационная модель сравнительно лучше воспроизводит эксперимент.

В частности, на это же указывают результаты работ^{/22/} по анализу рассеяния α -частиц $E = 24,5$ МэВ на ядре ^{54}Fe . Поэтому в табл.

1 и 2 приведены результаты расчетов по МСК на ядрах $^{54,56}\text{Fe}$, $^{66,68,70}\text{Zn}$ в рамках ротационной модели по схеме связи $0^+ - 2^+_1$.

На первом этапе для рассеяния α -частиц на изотопах циркония, молибдена, олова и никеля вычисления проводились в рамках гармонической вибраторной модели по схеме связи $0^+ - 2^+_1 - 3^-_1$ с использованием параметров ОП из глобальных систематик^{/4,5/}, а из процедуры минимизации χ^2 определялись параметры деформации β_2 и β_3 . При этом предполагалось, что все состояния имеют однофононную природу. Затем для ядер ^{94}Zr , ^{120}Sn и ^{124}Sn , фиксируя ранее полученные параметры, по схеме связи $0^+ - 2^+_1 - 3^-_1 - 4^+_1$ определялись дополнительно параметры гексадекапольной деформации β_4 . Соответствующие расчетные кривые (штриховые линии) сечений для некоторых из исследуемых ядер (^{94}Zr , ^{92}Mo , ^{112}Sn , ^{124}Sn) показаны на рис.1-4, а значения параметров ОП - в таблице 1.

На следующем этапе расчеты проводились с целью оптимизации значений глубин потенциала V , W и параметров деформации с учетом связи каналов $0^+ - 2^+_1 - 3^-_1$ для каждого исследуемого ядра. Подгонка геометрических параметров ОП, проведенная для нескольких ядер, привела лишь к их незначительным изменениям, поэтому в дальнейшем мы эту подгонку не проводили. Оптимальные значения параметров ОП и полученные величины $\chi^2_{\text{пол}} (\chi^2_{\text{пол}} = \sum_{l=1}^n \chi^2_l)$, где n - число угловых распределений, участвующих в подгонке) даны в таблице 1, а соответствующие теоретические кривые (сплошные линии) показаны на рис.1-4. Параметры мультипольных деформаций β_l вместе с характеристиками состояний приведены в таблице 2.

5. Обсуждение результатов

Из проведенного анализа (рис.1-4) следует, что параметры ОП из глобальных систематик^{/4,5/} качественно воспроизводит экспериментальные УРДС. В то же время, расчетные сечения (в предположении однофононной природы для 4^+_1 состояния ядер ^{94}Zr , $^{120,124}\text{Sn}$) проходят ниже экспериментальных. Один из путей улучшения описания данных сечений рассеяния α -частиц по МСК в рамках вибраторной модели состоит в переходе от гармонического приближения к ангармоническому. В таблице 2 приведены параметры мультипольных деформаций, полученные из наилучшего описания по МСК и ММВ в сопоставлении с данными других авторов. Из таблицы видно, что нами впервые определены параметры квадрупольной β_2 и октупольной β_3 деформации потенциала для ядра ^{112}Sn . Значения параметров динамической деформации β_2 и β_3 для других исследованных ядер (см. табл.2) находятся в удовлетворительном согласии с данными других авторов. Ограниченное число

работ по определению параметра гексадекапольной деформации β_4 потенциала для ядер ^{94}Zr , $^{120,124}\text{Sn}$ затрудняет поиск общих закономерностей в его поведении. Тем не менее значение этого параметра, полученное из α -рассеяния по МСК, согласуется по величине с данными других авторов, хотя знак у параметра отрицательный. Отметим, что абсолютные значения параметров мультипольных деформаций обладают меньшей точностью, чем относительные, полученные в рамках одной и той же модели при равноточных измерениях. Поэтому изменения формы поверхности при переходе от ядра к ядру и сопоставления деформации следует проследивать лишь в рамках одинакового метода (МСК или ММВ) анализа данных по рассеянию частиц.

Вопрос о соотношении параметров деформации протонной и нейтронной компонент в возбужденных состояниях изучен слабо, и интерес к этой проблеме усилился в связи с появлением работ^{/23,24,25/}. В них была подчеркнута важная роль неупругого рассеяния частиц низкой энергии (p , n , α) для определения соотношения деформаций нейтронных и протонных ядерных плотностей магических и околomagических ядер. Это обусловлено тем, что электронное рассеяние более чувствительно к зарядовому (протонному) распределению, рассеяние протонов низких энергий - к распределению нейтронов. С другой стороны, рассеяние α -частиц, в равной степени чувствительное к протонным и нейтронным распределениям, позволяет сразу определить изоскалярную компоненту деформации. Возможности использования этих и других (протоны I ГЭВ, π -мезоны) типов частиц, а также феноменологических и полумикроскопических подходов к исследованию обсуждаемой проблемы нашли отражение в обзорах^{/26,27/}.

Выражения, связывающие параметры деформации потенциала разного сорта частиц (p , n , α) на одном и том же ядре-мишени с ее компонентами (протонной β_{pI} и нейтронной β_{nI}), приведены в работах^{/23,25/}. Изучим вопрос о соотношении компонент β_{pI} и β_{nI} для низколежащих состояний ядер на основе данных таблицы 2 и по аналогии с^{/23,24/} в рамках одинакового метода анализа (например, ММВ, по которой много данных). Это вполне правомерно, так как различия в величинах параметров деформации, определенных из рассеяния представленных частиц, превышают экспериментальные погрешности полученных β_I . Отметим, что наибольшие различия в протонных β_{pI} и нейтронных β_{nI} компонентах параметров деформации наблюдаются для ядер, в которых заполнены только протонные или только нейтронные оболочки. Действительно, для изотопа ^{54}Fe (число нейтронов $n = 28$), сравнивая полученное нами значение $\beta_{p\alpha} = 0,140(I4)$ с приведенной в работе^{/23/} величиной $\beta_{em} = 0,18(I)$ для 2^+_1 -состояния ядра ^{54}Fe , получаем $\beta_{p2} > \beta_{n2}$. Для изотопов цинка и ядра ^{56}Fe эти отличия в

Таблица 2

Параметры мультипольной деформации β_I исследуемых ядер

Ядро	$I \pi$	Энергия уровня, МэВ	β_I	Реакция (метод)	Энергия частиц, МэВ	Ссылка
$^{54}_{26}\text{Fe } 2_1^+$		1.400	0.140	α, α' (МИВ)	50.5	настоящая работа
			0.135	α, α' (МСК)	50.5	настоящая работа
			0.125	α, α' (ПМП)	24.5	/22/
$^{56}_{26}\text{Fe } 2_1^+$		0.846	0.190	α, α' (МИВ)	50.5	настоящая работа
			0.208	α, α' (МСК)	50.5	настоящая работа
			0.19-0.22	α, α' (МИВ)	44.0-104.0	/28/
			0.217	$^3\text{He}, ^3\text{He}'$ (МИВ)	80	/29/
			0.20	ρ, ρ' (МИВ)	49.4	/30/
			0.23	n, n' (МИВ)	14.1	/31/
$^{66}_{30}\text{Zn } 2_1^+$		1.037	0.220	α, α' (МИВ)	50.5	настоящая работа
			0.217	α, α' (МСК)	50.5	настоящая работа
			0.190	α, α' (МИВ)	31.0	/31/
			0.220	α, α' (МИВ)	27.2	/34/
			0.240	ρ, ρ' (МИВ)	55.0	/35/
			0.210	ρ, ρ' (МИВ)	30.0	/36/
			-0.190	ρ, ρ' (МСК)	35.2	/37/
0.242	d, d' (МИВ)	11.5-11.8	/38/			
$^{68}_{30}\text{Zn } 2_1^+$		1.077	0.220	α, α' (МИВ)	50.5	настоящая работа
			0.206	α, α' (МСК)	50.5	настоящая работа
			0.19-0.23	α, α' (МИВ)	29.3-50.5	/40/
			0.198	ρ, ρ' (МИВ)	49.0	/41/
			0.186	ρ, ρ' (МИВ)	30.5	/36/
			0.230	d, d' (МИВ)	11.5, 11.8	/38/
			0.220	d, d' (МИВ)	80.0	/42/
0.205	$^3\text{He}, ^3\text{He}'$ (МИВ)	24.0	/39/			
$^{70}_{30}\text{Zn } 2_1^+$		0.887	0.220	α, α' (МИВ)	50.5	настоящая работа
			0.202	α, α' (МСК)	50.5	настоящая работа
			0.210	α, α' (МИВ)	27.2	/34/
			0.20-0.23	α, α' (МИВ)	29.0-50.5	/43/

Таблица 2 (продолжение)

$^{90}_{40}\text{Zr } 2_1^+$	2.186	0.080	α, α' (МСК)	50.1	настоящая работа		
		0.080	α, α' (МИВ)	50.1	настоящая работа		
		0.094	ν, ν'		/44/		
		0.085	ν, ν'	II	/45/		
		0.070	ρ, ρ'	12.7-61.2	/45/		
		0.086	ρ, ρ' (ПМП)	25.05	/46/		
		0.12	α, α' (ПМП)	104	/46/		
		0.086	α, α'	104	/47/		
		0.059	α, α' (МИВ)	35.4	/48/		
		3_1^-	2.748	0.158	α, α' (МИВ)	50.1	настоящая работа
$^{94}_{40}\text{Zr } 2_1^+$	0.920	0.091	α, α' (МИВ)	50.1	настоящая работа		
		0.094	α, α' (МСК)	50.1	настоящая работа		
		0.111	α, α' (МИВ)	35.4	/50/		
		0.092(0.106)	α, α' (МИВ)	65.0	/51/		
		0.086	$^3\text{He}, ^3\text{He}'$ (МИВ)	25.0	/52/		
		0.08	t, t' (МИВ)	20.0	/53/		
		0.13	ρ, ρ' (МИВ)	12.7	/49/		
		3_1^-	2.120	0.138	α, α' (МСК)	50.1	настоящая работа
		0.175	α, α' (МИВ)	50.1	настоящая работа		
		0.168	α, α' (МИВ)	35.4	/50/		
$^{92}_{42}\text{Mo } 2_1^+$	1.510	0.097	α, α' (МСК)	49.2	настоящая работа		
		0.093	α, α' (МИВ)	49.2	настоящая работа		
		0.065	α, α' (МИВ)	32.2	/54/		
		0.078	α, α' (МИВ)	30.87	/55/		
		0.081	α, α' (МИВ)	31.0	/56/		
		0.080	ρ, ρ' (МИВ)	12.5	/54/		
		0.082	ρ, ρ' (МИВ)	14.7	/57/		
4_1^+	3.040	-0.055	α, α' (МСК)	50.1	настоящая работа		
0.05	ρ, ρ' (МИВ)	12.7	/49/				
$^{92}_{42}\text{Mo } 2_1^+$	1.510	0.097	α, α' (МСК)	49.2	настоящая работа		
		0.093	α, α' (МИВ)	49.2	настоящая работа		
		0.065	α, α' (МИВ)	32.2	/54/		
		0.078	α, α' (МИВ)	30.87	/55/		
		0.081	α, α' (МИВ)	31.0	/56/		
		0.080	ρ, ρ' (МИВ)	12.5	/54/		
		0.082	ρ, ρ' (МИВ)	14.7	/57/		
		0.083	α, α' (МСК)	21.5	/58/		

Продолжение Таблицы 2

(продолжение)

37	2.850	0.126	α, α' (МСК)	49.2	настоящая работа		
		0.13	α, α' (МИБ)	49.2	настоящая работа		
		0.095	α, α' (МИБ)	32.2	/54/		
		0.113	α, α' (МИБ)	30.87	/55/		
		0.125	α, α' (МИБ)	31.0	/56/		
		0.174	ρ, ρ' (МСК)	15.0	/59/		
		0.171	ρ, ρ' (МИБ)	12.5	/54/		
		0.170	ρ, ρ' (МИБ)	15	/59/		
		0.148	ρ, ρ' (МИБ)	14.7	/57/		
		0.124	d, d' (МСК)	21.5	/58/		
98 42 Mo 2_1^+	0.790	0.142	α, α' (МСК)	45.0	настоящая работа		
		0.150	α, α' (МИБ)	45.0	настоящая работа		
		0.144	α, α' (МИБ)	32.2	/54/		
		0.146	α, α' (МИБ)	30.87	/55/		
		0.170	кулоновское возбуждение		/60/		
		0.158	ρ, ρ' (МИБ)	12.5	/54/		
		0.168	ρ, ρ' (МСК)	15.0	/59/		
		0.160	ρ, ρ' (МИБ)	14.7	/57/		
		0.160	ρ, ρ' (МСК)	14.7	/57/		
		0.153	d, d' (МСК)	21.5	/58/		
112 50 Sn 2_1^+	I.250	0.130	α, α' (МСК)	50.1	настоящая работа		
		0.151	α, α' (МИБ)	50.1	настоящая работа		
		-	α, α'	44.	/61/		
		37	2.350	0.140	α, α' (МСК)	50.1	настоящая работа
				0.155	α, α' (МИБ)	50.1	настоящая работа
-	-	α, α'	44	/61/			
120 50 Sn 2_1^+	I.180	0.101	α, α' (МСК)	50.5	настоящая работа		
		0.106	α, α' (МИБ)	50.5	настоящая работа		
		0.11	α, α' (МИБ)	34.4	/62/		
		0.12	α, α' (МИБ)	40	/63/		
		0.12	n, n'		/64/		
		0.13	кулоновское возбуждение		/65/		
		0.098	e, e' В(Е2)	150	/66/		
		0.129	ρ, ρ'	11.,24.5	/67/		
		0.113	ρ, ρ' (МСК)	16	/68/		
		0.119	ρ, ρ' (МИБ)	16.	/69/		
		0.12	d, d'	15.	/70/		

37	2.390	0.132	α, α' (МСК)	50.5	настоящая работа		
		0.119	α, α' (МИБ)	50.5	настоящая работа		
		0.12	α, α' (МИБ)	34.4	/62/		
		0.14	α, α' (МИБ)	40	/63/		
		0.17	n, n'		/64/		
		0.172	e, e' В(Е3)	150	/66/		
		0.161	ρ, ρ'	11.,24.5	/67/		
		0.151	ρ, ρ' (МСК)	16.	/68/		
		0.14	ρ, ρ' (МИБ)	16.	/69/		
		0.14	d, d'	15.	/70/		
4_1^+	3.180	-0.057	α, α' (МСК)	50.5	настоящая работа		
		0.06	α, α' (МИБ)	34.4	/62/		
		0.07	ρ, ρ'	11.,24.5	/67/		
124 50 Sn 2_1^+	I.130	0.096	α, α' (МСК)	50.5	настоящая работа		
		0.100	α, α' (МИБ)	50.5	настоящая работа		
		0.11	α, α'	19.5	/71/		
		0.098	e, e' В(Е2)	150	/66/		
		0.108	ρ, ρ' (МИБ)	16	/69/		
		0.119	ρ, ρ' (МИБ)	24.5	/67/		
		0.114	В(Е2)		/65/		
		37	2.530	0.119	α, α' (МСК)	50.5	настоящая работа
				0.116	α, α' (МИБ)	50.5	настоящая работа
				0.133	e, e' В(Е3)	150	/66/
0.138	ρ, ρ' (МИБ)			24.5	/67/		
0.133	ρ, ρ' (МИБ)	16.0	/69/				
4_1^+	3.400	-0.054	α, α' (МСК)	50.5	настоящая работа		
64 28 Ni 2_1^+	I.350	0.204	$^3\text{He}, ^3\text{He}$ (МСК)	50.0	настоящая работа		
		0.16	$^3\text{He}, ^3\text{He}$ (МИБ)	50.5	настоящая работа		
		0.180	$^3\text{He}, ^3\text{He}$ (МИБ)	35,7	/72/		
		0.202	e, e' В(Е2)	150,225	/73/		
		0.22	ρ, ρ' (МИБ)	12	/74/		
		0.18	d, d' (МИБ)	15	/75/		
		0.129	α, α' (МСК)	25	/76/		
		0.19	α, α' (МИБ)	27.2	/77/		
		0.17	α, α' (МИБ)	32.3	/78/		
		0.16	α, α' (МИБ)	104	/79/		

		Продолжение таблицы 2		
$3\bar{1}$ 3.550	0.115	$^3\text{He}, ^3\text{He}'(\text{МСК})$	50.0	настоящая работа
	0.109	$^3\text{He}, ^3\text{He}'(\text{МВ})$	50.0	настоящая работа
	0.11	$^3\text{He}, ^3\text{He}'(\text{МВ})$	35.7	/72/
	0.108	$\alpha, \alpha'(\text{МСК})$	25.	/76/
	0.16	$\alpha, \alpha'(\text{МВ})$	27.2	/77/
	0.15	$\alpha, \alpha'(\text{МВ})$	32.3	/78/
	0.100	$e, e' \text{ В(ЕЗ)}$	150,225	/73/
	0.23	$\rho, \rho'(\text{МВ})$	12	/74/
	0.17	$d, d'(\text{МВ})$	15	/75/

Примечания: 1) для работ /22/, /46/ параметры β_I определены на основе полумикроскопического подхода (ЕМП);
 2) для некоторых работ (например, 48, 50, 54 и 66, 71, 73) значения β_I определены из соответствующих величин деформационных сдвигов $\beta_I R$ и приведенных вероятностей переходов В(Е1).

компонентах малы, так как $\beta_{\alpha\alpha'} \approx \beta_{\rho\rho'}$. В таблице 3 приведены соотношения β_{PI} и β_{nI} для $2\bar{1}^+$ и $3\bar{1}^-$ состояний (т.е. β_{P2} , β_{n2} и β_{P3} , β_{n3}) других исследованных ядер в сравнении с предсказаниями модели эффективного заряда /24/, распространенной на магические и околомагические ядра. Видно, что для $2\bar{1}^+$ состояний ядер (^{90}Zr , ^{92}Mo) с заполненными нейтронными оболочками протонная компонента β_{P2} более деформирована, чем нейтронная β_{n2} . В ядрах (^{120}Sn , ^{124}Sn , ^{64}Ni) с заполненной p-оболочкой имеем, наоборот, $\beta_{n2} \geq \beta_{P2}$, что согласуется с предсказаниями модели /24/. Для околомагических ядер ^{94}Zr и ^{98}Mo получили соответственно $\beta_{n2}/\beta_{P2} > 1$ и $\beta_{n2}/\beta_{P2} \leq 1$. Аналогичные соотношения, составленные нами для $3\bar{1}^-$ состояний (см. табл. 3), показывают, что для некоторых (^{90}Zr , ^{94}Zr , ^{92}Mo , ^{64}Ni) исследованных ядер нейтронная компонента более деформирована, чем протонная. Это соотношение с меньшей уверенностью выполняется для ^{124}Sn , а для ядра ^{120}Sn , наоборот, имеем $\beta_{n3}/\beta_{P3} < 1$. Чтобы проверить наши выводы для $3\bar{1}^-$ состояний, желательно иметь расчеты по модели поляризации кора /23, 24/, распространенные до октупольных переходов. Интересно отметить различия в соотношениях протон-нейтронных компонент β_{PI} и β_{nI} для $2\bar{1}^+$ и $3\bar{1}^-$ состояний ядер ^{90}Zr , ^{92}Mo , ^{120}Sn .

Таблица 3

Соотношения параметров деформации нейтронной β_{nI} и протонной β_{PI} компонент в низколежащих состояниях ядер

Ядро	1^π	β_{nI}/β_{PI}	Результаты анализа данных табл. 2
^{90}Zr	$2\bar{1}^+$	$\beta_{n2}/\beta_{P2} < 1$	$\beta_{\alpha\alpha'} > \beta_{\rho\rho'}, \beta_{nn'} > \beta_{pp'}$ и $\beta_{em} > \beta_{pp'}$
	$3\bar{1}^-$	$\beta_{n3}/\beta_{P3} > 1$	$\beta_{\alpha\alpha'} < \beta_{\rho\rho'}$
^{94}Zr	$2\bar{1}^+$	$\beta_{n2}/\beta_{P2} > 1$	$\beta_{\alpha\alpha'} < \beta_{\rho\rho'}$
	$3\bar{1}^-$	$\beta_{n3}/\beta_{P3} > 1$	$\beta_{\alpha\alpha'} < \beta_{\rho\rho'}$
^{92}Mo	$2\bar{1}^+$	$\beta_{n2}/\beta_{P2} < 1$	$\beta_{\alpha\alpha'} \geq \beta_{\rho\rho'}$
	$3\bar{1}^-$	$\beta_{n3}/\beta_{P3} > 1$	$\beta_{\alpha\alpha'} < \beta_{\rho\rho'}$
^{98}Mo	$2\bar{1}^+$	$\beta_{n2}/\beta_{P2} \leq 1$	$\beta_{\alpha\alpha'} < \beta_{em}$ и $\beta_{em} \geq \beta_{pp'}$
	$3\bar{1}^-$	$\beta_{n3}/\beta_{P3} < 1$	$\beta_{\alpha\alpha'} \leq \beta_{pp'}$ и $\beta_{nn'} \approx \beta_{pp'} \approx \beta_{ee'}$
^{120}Sn	$2\bar{1}^+$	$\beta_{n2}/\beta_{P2} \geq 1$	$\beta_{\alpha\alpha'} \leq \beta_{pp'}$ и $\beta_{nn'} \approx \beta_{pp'} \approx \beta_{ee'}$
	$3\bar{1}^-$	$\beta_{n3}/\beta_{P3} < 1$	$\beta_{\alpha\alpha'} < \beta_{nn'}, \beta_{ee'} > \beta_{pp'}$ и $\beta_{nn'} > \beta_{pp'}$
^{124}Sn	$2\bar{1}^+$	$\beta_{n2}/\beta_{P2} \geq 1$	$\beta_{\alpha\alpha'} \leq \beta_{pp'}$ и $\beta_{em} \leq \beta_{pp'}$
	$3\bar{1}^-$	$\beta_{n3}/\beta_{P3} \geq 1$	$\beta_{\alpha\alpha'} < \beta_{pp'}$ и $\beta_{ee'} \leq \beta_{pp'}$
^{64}Ni	$2\bar{1}^+$	$\beta_{n2}/\beta_{P2} > 1$	$\beta_{\alpha\alpha'} < \beta_{pp'}$ и $\beta_{ee'} < \beta_{pp'}$
	$3\bar{1}^-$	$\beta_{n3}/\beta_{P3} > 1$	$\beta_{\alpha\alpha'} < \beta_{pp'}$ и $\beta_{ee'} < \beta_{pp'}$

6. Заключение

Сформулируем основные результаты работы:

1) На основе подходов МСК и МВ в рамках оптической модели проведен анализ экспериментальных УРДС на ядрах в диапазоне массовых чисел $A=54-124$ с использованием параметров ОП из глобальных систематик /4, 5/. Получено в целом хорошее описание экспериментальных данных по упругому и неупругому рассеянию α и ^3He -частиц.

2) По феноменологическим МВБ и МСМ впервые определены параметры квадрупольной β_2 и октупольной β_3 деформации потенциала для ядра ^{112}Sn . Величины динамической деформации β_2 и β_3 низколежащих состояний других исследованных ядер ($A=54-124$) хорошо согласуются с данными, приведенными в других работах. В дополнение найдены значения параметров гексадекапольной деформации β_4 потенциала для ядер ^{94}Zr , $^{120,124}\text{Sn}$.

3) В рамках одинакового метода анализа по полученным в настоящей работе и результатам других авторов исследован вопрос о соотношении параметров деформации протонной β_{p1} и нейтронной β_{n1} компонент в низколежащих состояниях (2_1^+ и 3_1^-) магических и околomagических ядер с $A=90-124$. Для 2_1^+ -состояний исследованных ядер наблюдается согласие с предсказаниями модели поляризации кора 24 . Интересно сопоставить найденные соотношения компонент β_{p1} и β_{n1} для 3_1^- -состояний с результатами расчетов по модели 23,24 , которые в настоящее время для октупольных переходов отсутствуют.

Авторы благодарны О.М.Князькову и Г.А.Федотову (ЛГУ) за полезные обсуждения некоторых вопросов, затронутых в работе.

Литература

1. Баррет Р., Джексон Д.—Размеры и структура ядер. Киев: Наукова думка, 1981.
2. Corcalcius V. et.al. — J.Phys.G: Nucl.Phys.1983,V.9,P.177.
3. Hodgson P.F. — Rept.Prog.Phys.1971,V.34, P.765.
4. Nolte M.,Machner H.,Bojowald J. — Phys.Rev.1987, V.C36, P.1312.
5. Trost H.J.,Lezoch P.,Strohbusch U. — Nucl.Phys.1987,V.A462,P.333. Trost H.J.et.al. — Nucl.Phys.1980,V.A337,P.377.
6. Айсина С.Л. и др.—Препринт ИТФ АН КазССР 83-87, Алма-Ата,1987.
7. Дуйсебаев А.Д., Иванов Г.Н., Толстиков В.Н.—В кн.: Автоматизация исследований в ядерной физике и смежных областях. Тбилиси; Мецниереба, 1984, с.164.
8. Буртебаев Н.Т. и др. — Тезисы докладов XXIX Сессии по ядерной спектроскопии и структуре ядра. Л.: Наука, 1979, с.328.
9. Бактыбаев К.Б., Дуйсебаев А.Д., Кабулов А.Б. — Изв.АН СССР, сер. физ. 1975, т.39, с.2152.
10. Кутербеков К.А., Мшков А.В. — Тезисы докладов XXXIX Сессии по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л.: Наука, 1989, с.370.
11. Кутербеков К.А., Мшков А.В. — Тезисы докладов XXXVII Сессии по

ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л.:Наука, 1987, с.333.

12. Кутербеков К.А., Айсина С.Л., Мшков А.В. — Тезисы докладов XXXVI Сессии по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л.: Наука, 1986, с.331.
13. Кутербеков К.А., Мшков А.В., Мике Р.Р. — Тезисы докладов XXXIV Сессии по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л.: Наука, 1984, с.330.
14. Albinski J.et.al. — Nucl.Phys.1985, V.A445, P.447 .
15. Tamura T. — Coupled channel approach to nuclear reactions. Palo Alto, California, 1969, V.19, P.99 .
16. Солонская И.С., Тенюков Н.В. — ФМН, 1980, т.II, с.3-12.
17. Put L.W.,Paans A.M.J. — Nucl.Phys.1977,V.A291, P.93 .
18. Singh P.P.,Schwandt P.,Yang C.C. — Phys.Lett.1975,V.59B,P.113 .
19. Буртебаев Н.Т. и др.—Препринт ОИЯИ, P15-84-336, Душанба, 1984.
20. Пренстон М.—Физика ядра. М.: Мир, 1964.
21. Raynal J.—Computing as a Language of Physics. IAE A-SM3-9/8. Vienna, 1972, P.281.
22. Ballester F.et.al. — Nuovo Cim. 1988,V.99A, P.813 .
23. Madsen V.A.,Brown V.R.,Anderson J.D. — Phys.Rev.1975,V.C12,P.1205.
24. Madsen V.A.,Brown V.R. — Phys.Rev.Lett.1984,V.52,P.176 .
25. Bernstein A.M. et.al. — Phys.Lett.,1981,V.103B, P.255.
26. Алхазов Г.Д. — Изв.АН СССР, сер.физ.1984, т.48, с.1856.
27. Князьков О.М. — ФМН, 1986, т.I7, с.318.
28. Auble R.L. — Nucl.Data Sheets,1977, V.20, P.253.
29. Arvieux J. et.al. — Nucl.Phys. 1975,V.A247, P.238 .
30. Mani G.S. — Nucl.Phys. 1971, V.A165, P.225 .
31. Akiyoshi T.et.al. — J.Phys.Soc.Jap. 1975,V.38,P.606.
32. Jolly R.K.,Armitage B.H.,Sen Gupta A.K. — Nucl.Phys.1970,V.A146,P.514.
33. Alpert N.,Alster J.,Martens E.J. — Phys.Rev.1970,V.C2,P.974.
34. Алексеев В.В. и др. — Изв.АН СССР, Сер.Физ. 1971, т.35, с.107.
35. Yagi K.et.al. — Nucl.Phys. 1969, V.A132, P.690.
36. Tait W.H.,Edwards V.R.W. — Nucl.Phys.1973,V.A203, P.193 .
37. Fabrici E.et.al. — Phys.Rev. 1980, V.C21,P.844 .
38. Jolly R.K.,Goldberg M.D.,Sen Gupta A.K. — Nucl.Phys.1969,V.A123,P.54.
39. Hansen L.F.,Kammerdiener J.L.,Weiss M.S. — Phys.Rev.1971,V.C4,P.1189.
40. Kearns F. — Nucl.Data Sheets.1981,V.33,P.481.
41. Calderbank M.et.al. — Nucl.Phys.1967, V.A105,P.601 .
42. Duchamel G.et.al. — Nucl.Phys.1971,V.A174,P.465.
43. Kearns F.,Mo J.N. — Nucl.Data Sheets.1978,V.25,P.1.
44. Singhal R.P.et.al. — Nucl.Phys.1974,V.A218,P.189.
45. Bainum D.E.et.al. — Nucl.Phys.1978,V.A311,P.492.

46. Dao Tien Khoa et.al. - JINR, E4-88-673, Dubna, 1988.
47. Corcalcius V. et.al. - Z. Phys. 1982, V. A305, P. 351.
48. Lahanas M. et.al. - Nucl. Phys. 1986, V. A455, P. 399.
49. Dickens J.K., Eicher E., Satchler G.R. - Phys. Rev. 1968, V. 168, P. 1355.
50. Singh P. et.al. - Nucl. Phys. 1986, V. A458, P. 1.
51. Bingham C.R., Halbert M.L., Quinton A.R. - Phys. Rev. 1969, V. 180, P. 1197.
52. Rundquist D.E., Brussel M.K., Yavin A.I. - Phys. Rev. 1968, V. 168, P. 1287.
53. Flynn E.R., Armstrong D.D., Beery J.G. - Phys. Rev. 1970, V. C1, P. 703.
54. Burger S.J., Heyman G. - Nucl. Phys. 1975, V. A243, P. 461.
55. Matsuda K. et.al. - J. Phys. Soc. Jap. 1972, V. 33, P. 298.
56. Martens E.J., Bernstein A.M. - Nucl. Phys. 1968, V. A117, P. 241.
57. Awaya Y. et.al. - J. Phys. Soc. Jap. 1972, V. 33, P. 881.
58. Wada T. - Nucl. Phys. 1978, V. A307, P. 425.
59. Lutz H.F. et.al. - Phys. Rev. 1971, V. C4, P. 934.
60. Barrette J. et.al. - Phys. Rev. 1972, V. C1, P. 1339.
61. Peker L.K. - Nucl. Data Sheets. 1980, V. 29, P. 587.
62. Kumabe I. et.al. - J. Phys. Soc. Jap. 1968, V. 25, P. 14.
63. Baron N. et.al. - Phys. Rev. 1966, V. 146, P. 861.
64. Stelson P.H. et.al. - Nucl. Phys. 1965, V. 68, P. 97.
65. Stelson P.H. et.al. - Phys. Rev. 1968, V. 170, P. 1172.
66. Barreau P., Bellicard J.B. - Phys. Rev. Lett. 1967, V. 19, P. 1444.
67. Allan D.L., Armitage B.H., Doran B.A. - Nucl. Phys. 1965, V. 66, P. 481.
Beer O. et.al. - Nucl. Phys. 1970, V. A147, P. 326.
68. Abbot D.J., Clegg T.B., Delaroche J.P. - Phys. Rev. 1987, V. C35, P. 2028.
69. Makofske W. et.al. - Phys. Rev. 1968, V. 174, P. 1429.
70. Jolly R.K. - Phys. Rev. 1965, V. 139, P. B318.
71. Vasconcelos Salem S. et.al. - Nucl. Phys. 1979, V. A313, P. 333.
72. Артемов К.Н., Гольдберг В.С., Рудаков В.И. - ЯФ, 1969, т. 9, с. 266.
73. Афанасьев В.Д. и др. - ЯФ, 1969, т. 10, с. 63.
74. Beuzitt P. et.al. - Nucl. Phys. 1969, V. A128, P. 594.
75. Baker F.T. et.al. - Nucl. Phys. 1974, V. A233, P. 409.
76. Ballester F. et.al. - J. Phys. 1987, V. G13, P. 1541.
77. Алексеев В.В. и др. - Изв. АН СССР. Сер. физ. 1975, т. 39, с. 2060.
78. Cowley A.A. et.al. - Nucl. Phys. 1974, V. A229, P. 256.
79. Rebel H. et.al. - Z. Phys. 1972, V. 256, P. 258.

Рукопись поступила в издательский отдел
26 октября 1989 года.

Буртебаев Н.Т., Кутербеков К.А., Кухтина И.Н. P15-89-732
Исследование низколежащих коллективных состояний ядер с массовыми числами $A=54 \pm 124$ по рассеянию α -частиц с энергией ~ 50 МэВ и реакции ${}^{64}\text{Ni}({}^3\text{He}, {}^3\text{He}')$ методом связанных каналов и искаженных волн

В рамках оптической модели с помощью методов связанных каналов и искаженных волн проведен анализ упругого и неупругого рассеяния α -частиц с энергией ~ 50 МэВ на ядрах с массовыми числами $A=54 \pm 124$ и ${}^3\text{He}$ -частиц на ядре ${}^{64}\text{Ni}$. Определены параметры мультипольных деформаций низколежащих коллективных состояний. Впервые получены параметры квадрупольной и октупольной деформаций потенциала для ядра ${}^{112}\text{Sn}$, найдены значения гексадекапольной деформации β_4 потенциала для ядер ${}^{94}\text{Zr}$, ${}^{120,124}\text{Sn}$. Извлекается информация о соотношении параметров деформации протонной и нейтронной компонент в низколежащих коллективных состояниях (2_1^+ , 3_1^-) ядер с $A=90 \pm 124$.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1989

Перевод М.В.Коротковой

Burtebaev N.T., Kuterbekov K.A., Kuchkina I.N. P15-89-732
The Search for Lower Collective States of Nuclei with Mass Numbers $A=54 \pm 124$ Over the Scattering of α -Particles with Energy ~ 50 MeV and Reaction ${}^{64}\text{Ni}({}^3\text{He}, {}^3\text{He}')$ by Means of the Method of Coupled Channels and Distorted Waves

The analysis of elastic and inelastic scattering of α -particles with energy ~ 50 MeV by nuclei for mass numbers $A=54 \pm 124$ and ${}^3\text{He}$ -particles by nucleon ${}^{64}\text{Ni}$ is given in the framework of the optical model. The parameters of multipole deformations for lower states are determined. The parameters for quadrupole and octupole deformations of the potential for nucleon ${}^{112}\text{Sn}$ are extracted, the values of hexadecupole deformation β_4 of the potential for nuclei ${}^{94}\text{Zr}$, ${}^{120,124}\text{Sn}$ are found. Information on the ratio of deformation parameters for the neutron and proton components and lower collective states (2_1^+ , 3_1^-) by nuclei with $A=90 \pm 124$ is extracted.

The investigation has been performed at the Laboratory of Computing Techniques and Automation, JINR.