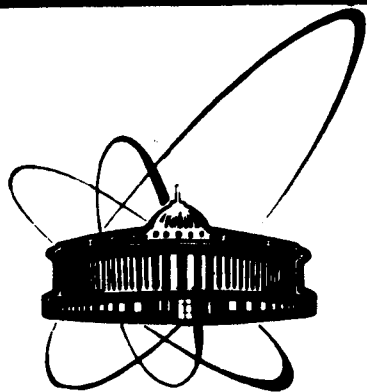


89-157



**ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

Г 19

P15-89-157

Ю.П.Гангрский, С.Г.Земляной, Н.Н.Колесников*,
Б.К.Кульджанов**, К.П.Маринова, Б.Н.Марков,
В.С.Ростовский*, Ю.Г.Тетерев,
Хоанг Тхи Ким Хуэ, Чан Конг Там

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАЗНОСТЕЙ ЗАРЯДОВЫХ
РАДИУСОВ И ПАРАМЕТРОВ ДЕФОРМАЦИИ
ЯДЕР ЦЕРИЯ**

Направлено в журнал "Ядерная физика"

*Московский государственный университет

**Институт ядерной физики Ан УзССР, Ташкент

1989

I. Введение

Зависимость разности среднеквадратичного зарядового радиуса /СКЗР/ $\Delta \langle r^2 \rangle$ от числа нуклонов в ядре в районе замкнутой оболочки 82 нейтронов имеет характерную особенность — быстрый рост СКЗР при $N \geq 82$ и значительно более медленное изменение при $N < 82$ /1/. При этом с ростом атомного номера Z ядра наклон кривой $\Delta \langle r^2 \rangle^{82, N}$ уменьшается, и в наиболее тяжелых исследованных ядрах (Sm, Eu) наблюдается даже небольшое увеличение СКЗР с уменьшением N . Обычно такое поведение СКЗР связывают с влиянием деформации ядра. Однако в этой области ядер значения параметров деформации β , как правило, не известны, и это не позволяет однозначно судить о причинах наблюдаемого изменения СКЗР. В этом отношении изотопы Се более удобны, т.к. наличие среди них стабильных с $N \leq 82$ дает возможность провести измерения сечений кулоновского возбуждения и получить отсюда их значения β .

Однако измерения изотопических сдвигов /ИС/ в атомных спектрах Се и обработка результатов измерения с целью извлечения $\Delta \langle r^2 \rangle$ представляют определенные трудности. Значения ИС при $N \leq 82$ малы, и это требует прецизионных измерений, а атомные уровни Се имеют сложную конфигурацию, что приводит к значительному усложнению расчетов $\Delta \langle r^2 \rangle$ на основе измеренных значений ИС. Несмотря на большой объем экспериментальных данных по оптическим спектрам Се /они измерены методом классической интерференционной техники и приведены в обзорах /2,3/ значения $\Delta \langle r^2 \rangle$ имеют малую точность /нередко ошибка измерений порядка самой величины/, а между результатами различных авторов имеются существенные расхождения.

Целью данной работы являются: 1/ прецизионные измерения ИС в оптических спектрах стабильных изотопов Се /с массовым числом $A = 136, 138, 140$ и 142 / с использованием лазерной методики; 2/ определение разностей СКЗР ядер Се на основе различных способов расчета; 3/ измерение сечений кулоновского возбуждения изотопов Се для определения параметров квадрупольной деформации; 4/ сравнение эмпирических значений $\Delta \langle r^2 \rangle$ с результатами расчетов по различным моделям.

2. Экспериментальная методика и результаты

Использованная нами экспериментальная методика, описанная в деталях в работах /4,5/, основана на методе лазерной резонансной флуоресценции в атомном пучке. Излучение перестраиваемого лазера на красителе пересекает коллимированный атомный пучок. Резонансная флуоресценция детектируется ФЭУ, работающим в режиме счета одиночных фотонов. Лазерное излучение, атомный пучок и направление флуоресцентного света взаимно ортогональны.

Атомный пучок формировался путем испарения исследуемого вещества из нагреваемого электрическим током тигля /при работе с металлическим Се/ или путем лазерного испарения /6/ при работе с образцами окисей церия.

Чувствительность лазерного спектрометра /см. /4/ в принципе позволяет регистрировать сразу все изотопы в металлическом образце с естественным изотопным составом. Из-за низкого давления пара Се /7/, однако, для регистрации изотопов с низким содержанием приходилось работать при температурах ≥ 1500 °С, причем в случаях с очень малыми ИС линиями ^{138}Ce почти полностью скрывалась в уширенной высокоинтенсивной линии ^{140}Ce . Поэтому для повышения надежности и точности полученных результатов проводились измерения и с обогащенными образцами ^{136}Ce /24%/ и ^{138}Ce /13,1%/ в виде окисей Ce_2O_3 .

Все 4 исследованные линии находятся в области родамина 6Ж и включают переходы между низколежащими нечетными и возбужденными четными состояниями. Известные спектральные характеристики исследованных переходов приведены в таблице I: процентный состав низколежащих нечетных уровней - согласно данным работы /8/, а возбужденных уровней -

Таблица I
Характеристики исследуемых переходов в СеI

λ , Å	Нижний уровень					Верхний уровень				
	w, см ⁻¹	J	η , % f _d s ²	f _d s	f _d ³	w, см ⁻¹	J	η , % f _d s ²	f _d s	f _d ² p
5773,61	0	4	91	7	2	17315	4	22	10	?
5788,59	1279	4	85	12	2	18550	4	6	15	?
5772,88	1389	3	70	28	2	18706	2	15	21	?
5804,42	2438	4	23	76	1	19661	5	?	10	22

согласно /9/. Как видно из таблицы, для всех исследуемых переходов смешивание конфигураций с изменением числа f- и/или d-электронов имеет существенное значение. Последнее обстоятельство приводит к зна-

чительным специфическим массовым сдвигам /см. ниже, п.3/, а поскольку ИС для пары $^{138},^{140}\text{Ce}$ сравнительно невелик, то взаимные расположения пиков, соответствующих разным изотопам, на разных переходах могут отличаться существенно. Примеры показаны на рис.1.

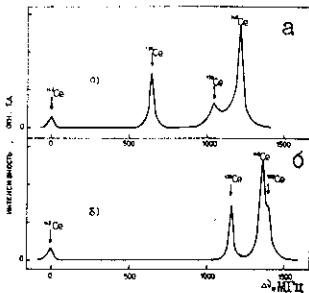


Рис.1. Спектры Се на линиях 5773,61 Å (а) и 5804,42 Å (б). Интенсивность пиков ^{136}Ce и ^{138}Ce соответствует интенсивностям в обогащенных образцах.

Совместимость полученных значений ИС, $\Delta y_{\text{эксп}}^{A,A'}$, проверялась с помощью известного графика Кинга /2,5/. Отклонения значений модифицированного

ИС, $\Delta y^{A,A'}$:

$$\Delta y^{A,A'} = \Delta y_{\text{эксп}}^{A,A'} \frac{A'-A}{A'-A} \frac{2}{140 \cdot 142}, \quad /1/$$

на разных оптических переходах от прямой Кинга, полученной методом наименьших квадратов /МНК/, не превышает 10 МГц и находятся в пределах экспериментальной ошибки. Исключение составляют только значения $\Delta y^{A,A'}$ для пар ($^{136},^{138}$) и ($^{138},^{140}$) на переходе с $\lambda = 5788,59 \text{ \AA}$ /рис.2/. Это, вероятно, связано с фактом, что в последнем случае не

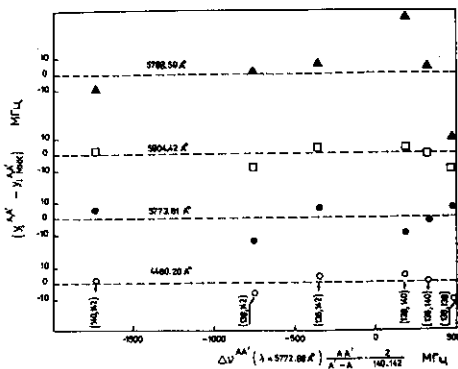


Рис.2. Отклонение экспериментальных значений $\Delta y^{A,A'}$ модифицированного ИС на разных оптических переходах от прямой Кинга, полученной МНК. Репером принята линия с $\lambda = 5772,88 \text{ \AA}$.

были проведены измерения с обогащенными изотопами и погрешности измерений срав-

нительно больше. Подобное сравнение проведено также с результатами других авторов /8,10,11/: наилучшая совместимость получилась с ИС, измеренными в работе /8/, в частном случае на линии 4460,21 Å в CeII , отвечающей чистому переходу типа $ns \rightarrow np$.

Методом наименьших квадратов /5/ проводилось сравнение всех возможных комбинаций пар оптических переходов, в том числе перехода с $\lambda = 4460,21 \text{ \AA}$. Для каждой пары переходов вычислялись сглаженные ИС, лежащие на прямой Кинга. Далее, из сглаженных значений вычислялись т.н. скорректированные значения ИС как взвешенные средние всех сглаженных значений. В таблице 2 представлены именно скорректированные значения, которые были использованы в дальнейшем для всех расчетов.

Таблица 2

Изотопические сдвиги в СеI для разных оптических переходов и в СеII для перехода 4460,21 \AA

λ , \AA	$\Delta \nu$ A, A', МГц		
	136,138	138,140	140,142
5772.88	499.0(13.9)	175.0(9.4)	-1742.8(10.4)
5773.61	208.9(7.0)	-31.9(6.1)	-1365.2(6.0)
5788.59	459.4(6.9)	192.6(6.9)	-1945.9(10.1)
5804.42	397.3(7.5)	176.6(6.2)	-1217.1(9.4)
4460.21	82.7(6.8)	-137.1(5.5)	-1578.9(6.2)
	81(54)	-138(30)	-1580(15) *

* Экспериментальные результаты из работы /8/.

Для определения параметров деформации ядер Се проводились опыты по кулоновскому возбуждению на электростатическом ускорителе. Мишень из металлического церия натурального изотопного состава облучалась пучком протонов с энергией 3,0 МэВ и интенсивностью $\approx 1 \text{ мкА}$. Спектры испускаемого из мишени γ -излучения измерялись Ge(Li)-детектором объемом 70 см³, расположенным вплотную к мишени под углом 90°. В из-

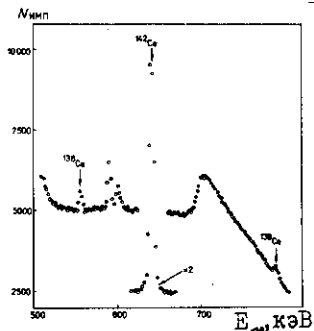


Рис.3. Спектр γ -излучения мишени из металлического Се, облученной протонами.

меренных спектрах /рис.3/ кроме фоновых γ -линий из-за примесей в мишени углерода, кислорода и железа наблюдались линии, связанные с кулоновским возбуждением первых уровней со спином

2^+ изотопов ^{136}Ce , ^{138}Ce и ^{142}Ce . Интенсивности этих линий, отнесен-

ные к потоку протонов, определяются сечением кулоновского возбуждения, которое имеет вид /12/

$$\sigma(E_2) = 4.82(A_1/Z_2^2)(E - \Delta E)V(E_2)f(\xi), \quad /12/$$

где A_1 и E - массовое число и энергия бомбардирующих частиц, Z_2 - атомный номер ядер мишени, ΔE - энергия возбуждаемого уровня, $V(E_2)$ - приведенная вероятность электрического квадрупольного перехода на этот уровень, $f(\xi)$ - кулоновская функция.

3. Определение среднеквадратичных зарядовых радиусов

Обычно используемый полуэмпирический метод расчета разностей СКЗР $\Delta\langle r^2 \rangle^{A, A'}$ состоит в следующем /2,5/: 1/ из экспериментальных значений ИС вычитается полный массовый сдвиг $\Delta\nu_{MC}$, состоящий из нормального $\Delta\nu_{HMC}$ и специфического $\Delta\nu_{SMC}$ массового сдвига; 2/ вычисляется электронный фактор E_1 , определяющий изменения нерелятивистской плотности электронного заряда $|\psi(0)|^2$ в центре ядра для рассматриваемого перехода i ; 3/ определяется ядерный фактор $f(Z)$, описывающий поправки к электронной волновой функции из-за релятивистских эффектов и конечных размеров ядра. Тогда

$$\Delta\langle r^2 \rangle = \Delta\nu_{PC} / E_1 f(Z), \quad /3/$$

где $\Delta\nu_{PC}$ - так называемый полевой сдвиг: $\Delta\nu_{PC} = \Delta\nu_{экс} - \Delta\nu_{MC}$.

Сильное смешивание конфигураций обоих уровней рассматриваемых переходов и особенно незнание конфигурационного состава верхних уровней не позволяют провести корректных вычислений электронного фактора E_1 , а также $\Delta\nu_{SMC}$.

Для определения этих величин в данной работе используется метод калибровки по другому оптическому переходу с помощью графика Кинга. Метод состоит в следующем /2,5/: если для одного оптического перехода i известны электронный фактор E_1 и специфический массовый сдвиг $\Delta\nu_{SMC}(i)$, то из наклона графика Кинга и его точки пересечения с осью ординат можно определить соответственно E_j и $\Delta\nu_{SMC}(j)$ для исследуемого перехода j .

Из-за хорошей совместимости наших данных с результатами для чистого $ns \rightarrow np$ перехода с $\lambda = 4460,21 \text{ \AA}$ в Ce II /8/ он является самым подходящим реперным переходом. Его параметры следующие:

$$\Delta\nu_{SMC}^{I40, I42} = (0,3 \pm 0,9)\Delta\nu_{HMC}^{I40, I42},$$

$$E_1 = -0,376(19).$$

/4/

Для вычисления E_i использовалось известное приближение Гаудсмита-Ферми-Сегре, согласно которому /13/

$$E_i = -\beta (Z_a^2/n_a^3) \cdot dn_a/dn, \quad /5/$$

n и n_a — соответственно главное и эффективное квантовые числа, Z_a — эффективный заряд атомного остова. Значения $n_a = 2,293$ и $dn_a/dn = 1,049$ вычислены на основе спектрометрических данных, приведенных в работе /14/, а параметр экранировки $\beta = 1,08$ /2/.

Полученные методом калибровки значения E_i и $\Delta\nu_{СМС}(j)$ для исследуемых линий приведены в таблице 3. Ошибки включают теоретические неопределенности в (4) и неопределенности в параметрах прямой Кинга, полученной МНК с учетом экспериментальных ошибок.

Таблица 3
Параметры для эмпирического расчета $\Delta\langle r^2 \rangle$
($A = 140, A' = 142$)

λ , Å	$\Delta\nu_{СМС}$ МГц	$\Delta\nu_{ПС}$ МГц	E_i, E_j	$f(Z)$ ПГц/μм ²
4460.21	11(33)	-1627(34)	-0.376(19)	15.406
5772.88	388(45)	-2159(46)	-0.499(25)	
5773.61	125(32)	-1518(33)	-0.352(18)	
5788.59	394(50)	-2368(51)	-0.544(28)	
5804.42	299(34)	-1544(35)	-0.354(19)	

Значительные величины СМС, порядка $(4 - 14) \Delta\nu_{НМС}$, связаны, по-видимому, с сильным смешиванием разных конфигураций, в частности с изменением числа f - и/или d -электронов. Конфигурационный состав нижних и верхних уровней такой /см. табл. 1/, что преобладающую роль в данном переходе играет та его часть, в которой число $f(d)$ -электронов в верхнем уровне больше. Как известно /2/, это приводит к большому положительному $\Delta\nu_{СМС}$, что и наблюдается на самом деле.

Взятое из /3/ значение ядерного фактора $f(Z)$ для изотопной пары $140,142\text{Ce}$ приведено также в таблице 3. При расчетах принималось постоянное значение $f(Z)$ для всех изотопных пар и допускаемая при этом ошибка /меньше 0,2% / не учитывалась.

Средние взвешенные значения относительных $\lambda_{отн}$ и абсолютных $\Delta\langle r^2 \rangle$ изменений СКЗР, рассчитанных из ИС исследуемых нами 4 спектральных линий со значениями параметров из табл. 3, показаны в таблице 4 /эмп. расч./.

Для сравнения в этой таблице приведены также результаты

других экспериментальных работ: а/ из обзора /3/, включающего данные по ИС из классических оптических работ, с извлечением $\Delta\langle r^2 \rangle$ при помощи расчетов /15/. Результаты настоящей работы очень хорошо совпадают с результатами обзора /3/. Для $\Delta\langle r^2 \rangle$ 140, 142 видно лучшее согласие полученного нами значения с данными из неоптических методов /даже в пределах нашей, сравнительно маленькой ошибки/.

Таблица 4

Изменение СКЗР $\Delta\langle r^2 \rangle$ A, A+2 для изотопов Се

	A, A'	136, 138	138, 140	140, 142
	N, N'	78, 80	80, 82	82, 84
λ отн. Фм^2 , эмп. расч. *		-0.020(11)	0.115(10)	1.00
$\Delta\langle r^2 \rangle$, эмп. расч. *		-0.006(3)	0.032(3)	0.281(10)
	обзор /3/	-0.006(4)	0.020(4)	0.265(12)
	KX-лучи /16/			0.274(10)
	μ X-лучи /17/			0.284(32)
	теор. расч. *	-0.017(8)	0.020(2)	0.243(12)
	модельные расч. /23/	0.018	0.018	0.279
	/19, 24/	0.004	-0.014	0.215

* Расчеты настоящей работы.

4. Прямой теоретический расчет $\Delta\langle r^2 \rangle$

Поскольку описанный выше полуэмпирический метод не имеет строгого теоретического обоснования, то далеко не ясно, к каким дополнительным неопределенностям в $\Delta\langle r^2 \rangle$ могут привести допущение о разделении электронного и ядерного факторов, а также отклонение от пропорциональности между $\Delta\langle r^2 \rangle_{\text{ИС}}$ и $\Delta\langle r^2 \rangle$. Поэтому представляется интересным сравнить полученные в п.3 значения изменений СКЗР с результатами прямого теоретического расчета как эффекта объема ядра, так и специфического массового сдвига. Расчет последнего в рамках метода Хартри-Фока сводится к нахождению суммы одночастичных матричных элементов оператора импульса по всем заполненным одночастичным состояниям. В проводившихся нами численных расчетах СМС самосогласованное поле, одночастичные волновые функции и энергии, а также матричные элементы находились в приближении Хартри-Фока-Слетера. Для перехода $4f^2 6s \rightarrow 4f^2 6p$ в СеII расчеты СМС привели к значениям

$$\Delta\nu_{\text{СМС}}^{A, A'} = -5.520 \times 10^5 \frac{A' - A}{A' A}, \quad \text{МГц.} \quad /6/$$

Имея в виду, что $\Delta\nu_{\text{НМС}}$ известно, из экспериментальных значений $\Delta\nu_{\text{эксп}}^{A, A'}$ для чистого перехода с $\lambda = 4460,21 \text{ \AA} / \text{см.} /8/$ и табл. 2/ можно легко вычислить долю полевого /объемного/ эффекта: $\Delta\nu_{\text{ПС}} = -102,5 \text{ МГц, } -117,85 \text{ МГц, } -1460,19 \text{ МГц}$ для изотопических пар (136,138), (138,140) и (140,142) соответственно.

Для нахождения связи между величиной объемного эффекта и размером ядра решалась следующая задача. Вначале в рамках метода Хартри-Фока-Слетера находилось среднее /самосогласованное/ поле, действующее на рассматриваемый электрон со стороны остальных атомных электронов при наличии точечного ядра. Затем путем численного интегрирования уравнения Дирака для электрона состояния $6s$ или $6p_{1/2}$ в найденном поле атомных электронов вычислялось смещение уровня при замене точечного ядра на протяженное с реалистическим /хофстадтеровским/ распределением заряда при различных значениях СКЗР ядра. Отсюда, используя найденную ранее полевую часть ИС, подсчитывали соответствующие изменения СКЗР, причем дополнительно учитывалась поправка на изменение экранировки внутренних электронов внешним электроном при переходе последнего из $6s$ -в $6p$ -состояние. Процедура вычисления подробно описана в /18,19/ и успешно использовалась для нахождения $\Delta\langle r^2 \rangle^{1/2}$ для изотопов ряда элементов. Для пар изотопов Се с массовыми числами (136,138), (138,140) и (140,142) было найдено, что $\Delta\langle r^2 \rangle^{1/2}$ соответственно равны 0,0018 фм, 0,00204 фм и 0,0253 фм, а значения $\Delta\langle r^2 \rangle$ для тех же пар приведены в таблице 4 /теор. расч./. Они находятся в хорошем согласии с результатами, полученными эмпирическим методом.

В случае перехода с $\lambda = 5773,61 \text{ \AA}$ в СеI, который является смешанным, значения $\Delta\langle r^2 \rangle$, полученные описанным здесь методом, хуже согласуются с эмпирическими значениями.

5. Определение параметров деформации

Измеренные сечения кулоновского возбуждения ядер Се позволяют определить, пользуясь выражением (2), приведенные вероятности радиационных переходов из основного состояния в первое возбужденное со спином 2^+ : $B(E2 \ 0 \rightarrow 2)$. Чтобы исключить ошибки, связанные с измерением тока протонов, эффективностью регистрации и угловой анизотропией γ -излучения, тормозной способностью протонов в Се, определяемые значения $B(E2)$ нормировались на известные и измеренные с высокой точностью значения $B(E2)$ для изотопа $^{142}\text{Ce} /20/$. Полученные таким способом значения $B(E2)$ для изотопов ^{136}Ce и ^{138}Ce , а также взятые из обзора /19/ - для ^{140}Ce и ^{142}Ce приведены в таблице 5. Ошибка значений $B(E2)$ определяется статистикой наблюдаемых событий и неопределенностью фона γ -излучения примесей в мишени.

С точностью до второго порядка значения $B(E2 0 \rightarrow 2)$ связаны с параметром квадрупольной деформации ядра β_2 соотношением /12/:

$$B(E2 0 \rightarrow 2) = (3/4\pi) ZR_0^2 \beta_2^2 (1 + 0,158 \beta_2), \quad /7/$$

где $R_0 = 1,2A^{1/2}$ фм, а $B(E2)$ выражено в единицах $e^2 \text{фм}^2$. Параметр β_2 определяет статическую деформацию в сфероидальных ядрах и средне-квадратичную амплитуду колебаний ядерной поверхности в сферических ядрах. Полученные с помощью выражения (7) значения β_2 приведены в таблице 5. Эти значения β_2 позволяют судить о влиянии деформации на изменение зарядовых радиусов ядер Се.

Таблица 5

Ядерные параметры изотопов Се

Изотоп	$B(2^+)$ кэВ	$B(E2 0 \rightarrow 2)$ $e^2 \text{барн}$	β_2	$\Delta \langle r^2 \rangle_{A, I, 40}$ фм
^{142}Ce	641	$0.450(10)^*$	$0.1212(14)$	$0.046(3)$
^{140}Ce	1596	$0.296(6)^*$	$0.0996(10)$	0
^{138}Ce	789	$0.461(50)$	$0.125(7)$	$0.055(16)$
^{136}Ce	552	$0.814(90)$	$0.167(9)$	$0.172(28)$

*Данные из обзора /20/.

6. Обсуждение результатов

Как уже указано /см. табл. 4/, последовательный теоретический расчет приводит к результатам, близким к найденным полуэмпирическим методом. Несмотря на некоторый разброс, обнаруживается общая тенденция: близкие значения $\langle r^2 \rangle$ у изотопов с $N = 72, 80$ и 82 и резкое возрастание $\langle r^2 \rangle$ при переходе от $N = 82$ к $N = 84$.

В модельных описаниях изменений СКЗР такое anomальное поведение $\Delta \langle r^2 \rangle$ не способна воспроизвести никакая формула для размера ядра, содержащая гладкую зависимость от A / и/или от Z и N /. Ситуация, однако, улучшается, если учесть деформацию ядра. На рис. 4 приведено изменение СКЗР Се из настоящей работы /эмпирически и теоретически рассчитанные $\Delta \langle r^2 \rangle$ /, а также линии постоянной деформации, рассчитанные с помощью стандартной двухпараметрической формулы /1/:

$$\Delta \langle r^2 \rangle_{A, A'} = \Delta \langle r^2 \rangle_{KM, A, A'} + \frac{5}{4L} \overline{\langle r^2 \rangle}_{KM, A, A'} \Delta \langle \beta_2^2 \rangle_{A, A'}, \quad /8/$$

$\Delta \langle r^2 \rangle_{KM}$ вычислялось согласно

последнему варианту капельной модели /21, 22/. Второй член в (8) учитывает квадрупольную деформацию $\langle \beta_2^2 \rangle^{1/2}$ при постоянном объеме ядра: значения $\langle \beta_2^2 \rangle^{1/2}$ взяты из таблицы 5.

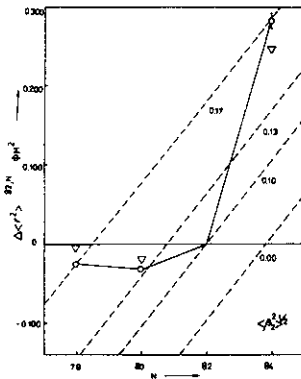


Рис. 4. Зависимость разности зарядовых радиусов $\Delta \langle r^2 \rangle_{82, N}$ от числа нейтронов N : \circ - значения, полученные полуэмпирическим методом; Δ - расчетные значения. Штриховые прямые - расчетные значения по капельной модели при постоянных параметрах квадрупольной деформации $\langle \beta_2^2 \rangle^{1/2}$ из таблицы 5.

Рис. 4 показывает, что при $N \leq 82$ определенные в настоящей работе значения $\Delta \langle r^2 \rangle$ /эмп. расч./ и рассчитанные по формуле (8) очень хорошо совпадают между собой. Это означает, что поведение изменений СКЗР при $N \leq 82$ полностью объясняется изменением квадрупольной деформации изотопов Се.

Наоборот, при $N = 84$ имеет место сильное расхождение между предсказаниями формулы (8) и результатами настоящей работы /см. рис. 4/, причем оно сохраняется, даже если изменять значения входящих в $\langle r^2 \rangle_{KM}$ параметров в сравнительно широких, но разумных пределах /сохраняя их одинаковыми для всех изотопов/.

Для объяснения аномального поведения $\Delta \langle r^2 \rangle$ около нейтронного магического числа $N = 82$ формула для радиусов ядер должна содержать локальные поправки, коррелированные с заполнением ядерных оболочек. Например, в работе /23/ на основе теории конечных ферми-систем вычислены константы изотопического смещения в сферических ядрах: $C = -M(Z, A) \Delta \langle r^2 \rangle$. Для $\Delta \langle r^2 \rangle$ рассматриваемых изотопов Се эти расчеты приводят к значениям, показанным в таблице 4. Они хорошо описывают скачок в $\langle r^2 \rangle$ при переходе от $N = 82$ к $N = 84$, но предсказывают все-таки заметное изменение $\langle r^2 \rangle$ в соседних четно-четных изотопах при $N \leq 82$. Поправочные члены содержит и формула, предложенная в работах /19, 24/:

$$\Delta \langle r^2 \rangle^{1/2} = 0,834A^{1/3} + 0,58 + 0,015(Z - Z^*(A)) + \Delta_n(N) + \Delta_p(Z), \text{ фм}, \quad /9/$$

где $Z^*(A)$ - гладкая линия β -стабильности, а $\Delta_n(N)$ и $\Delta_p(Z)$ - поправки, связанные с заполнением оболочек. В интересующей нас области

$$\Delta_n(N) = \begin{cases} -0,000215N^2 + 0,03N - 1,056 & \text{при } 50 \leq N \leq 82, \\ 0,00079N^2 - 0,1246N + 4,865 & \text{при } 82 \leq N \leq 90. \end{cases} \quad /10/$$

Как видно из таблицы 4, значения $\Delta \langle r^2 \rangle$, вычисленные в соответствии с этой формулой, достаточно хорошо передают качественный характер поведения СКЗР вокруг магического числа $N = 82$.

В заключение авторы выражают благодарность Г.Н.Флерову и Ю.Ц.Оганесяну за поддержку работы, М.И.Старосотникову за помощь в расчетах, И.В.Сизову и группе эксплуатации ЭГ-5 за проведение облучения.

Литература

- Otten E.W. In: Nuclei far from stability. Plenum Press, New York, 1987, 8, p.1.
- Heilig K., Steudel A. Atom.Data Nucl.Data Tables, 1974, 14, p.613.
- Aufmuth P., Heilig K., Steudel A. Atom.Data Nucl.Data Tables, 1987, 37, p.455.
- Гангрский Ю.П., Маринова К.П., Марков Б.Н., Наджаков Е.Г., Оганесян Ю.Ц., Хан Ген И, Чан Конг Там.Изв. АН СССР, сер.физ., 1985, 49, с.226I.
- Борисов С.К., Гангрский Ю.П., Градечны Ч. и др. ЖЭТФ, 1987, 93, с.1545.
- Гангрский Ю.П., Земляной С.Г., Кульджанов Б.К., Маринова К.П., Марков Б.Н., Хоанг Тхи Ким Хуэ, Чан Конг Там. ЖЭТФ, 1988, 94, с.9.
- Несмеянов А.Н. Давление пара химических элементов. Изд. АН СССР, Москва, 196I.
- Champeau R.-J. Physica, 1972, 62, p.209.
- Martin W.C., Zalubas R., Hagan L. Atomic energy levels. The rare earth elements. NSRDS - NBS 60 U.S. GPO Washington D.C., 1978.
- Arroe H. Phys.Rev., 1954. 93, p.94.
- Коростылева Л.А. Опт. и спектр., 1957, 3, с.536.
- Альдер К. и др. Деформация атомных ядер /сб. статей/. ИЛ, Москва, 1958.
- Kuhn H.G. Atomic Spectra. Longmans, London, 1969.
- Sugar J., Reader J. JOSA, 1965, 55, p.1286.
- King W., Wilson M. Phys.Lett., 1971, A37, p.109.
- Boehm F., Lee P.L. Atom.Data Nucl.Data Tables, 1974, 14, p.605.
- Engfer R., Schneuwly H., Vuilleumier J.L., Walter H.K., Zender A. Atom.Data Nucl.Data Tables, 1974, 14, p.509.

18. Колесников Н.Н., Скворцов А.Б. Вестник МГУ, сер. физ., 1978, 19, с.38.
19. Колесников Н.Н., Ростовский В.С., Старосотников М.И. УФЖ, 1986, 31, с.1131.
20. Raman S., Malarkey C.H., Milnes W.T. Atom.Data Nucl.Data Tables, 1987, 36, p.1.
21. Myers W.D., Swiatecki W.J. Nucl. Phys., 1980, A336, p.267.
22. Myers W.D., Schmidt K.H. Nucl. Phys., 1983, A410, p.61.
23. Бунатян Г.Г. Ядерная физика, 1966, 4, с.707.
24. Колесников Н.Н. Старосотников М.И. Изв. вузов, сер. физ., 1982, 25, с.84.

Рукопись поступила в издательский отдел
10 марта 1989 года.