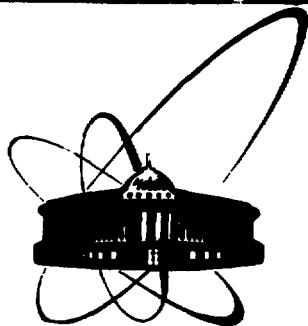


5118806208



**ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P6-87-757

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

**ИЗМЕРЕНИЕ РАЗНОСТЕЙ
ЗАРЯДОВЫХ РАДИУСОВ ЯДЕР ЦИРКОНИЯ
ПО РЕЗОНАНСНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ**

Направлено в "Журнал экспериментальной
и теоретической физики"

Институт ядерной физики АН УзССР, Ташкент

1987

1. Введение

Измерения разностей среднеквадратичных зарядовых радиусов (СКЗР) ядер соседних изотопов являются источником богатей и важной информации о свойствах атомных ядер. Эта информация позволяет судить как об эффективных взаимодействиях входящих в состав ядра нуклонов, так и о значениях целого ряда ядерных параметров - деформации ядра, толщине поверхностного слоя, величинах парных корреляций.

Принято считать, что изменение зарядового радиуса с увеличением числа нейтронов в ядре зависит в первом приближении от двух основных факторов:

1. Рост объема ядра, который определяется числом входящих в него нуклонов. При малых изменениях массового числа A разность СКЗР выражается в виде

$$\Delta \langle r^2 \rangle_V = 0,576 \chi (\Delta A / A^{1/3}), \quad (1)$$

где χ - эмпирический параметр (его значение составляет 0,5-0,7), отражающий закономерность, что с изменением только числа нейтронов в ядре его зарядовый радиус растет медленнее, чем следует из зависимости $R \sim A^{1/3}$. Эта закономерность объясняется либо сжимаемостью ядра ^{1/1}, либо тем обстоятельством, что добавляемые нейтроны располагаются не по всему объему ядра, а преимущественно по его поверхностному слою ^{1/2}.

2. Изменение как статической, определяющей форму, так и динамической, связанной с колебаниями поверхности, деформации ядра. Соответствующая зависимость имеет вид

$$\Delta \langle r^2 \rangle_\beta = 0,344 A^{2/3} \sum_i \Delta (\beta_i^2), \quad (2)$$

где β_i - параметры деформации различных порядков (квадрупольная, октупольная и т.д.).

Для большинства исследованных изотопных цепочек изменение СКЗР практически полностью определяется этими двумя факторами: на гладкую зависимость СКЗР от числа нейтронов в ядре накладываются искажения, вызываемые деформацией ядра. В ряде цепочек влияние деформации оказывается столь сильным, что СКЗР начинают расти с уменьшением числа нейтронов (например, в нейтронодефицитных изотопах Rb ^{1/3} и Sr ^{1/4}).

Однако для некоторых ядер отмечаются и другие факторы, влияющие на величину СКЗР. К ним относятся ядра Kr ^{1/5} и Sr ^{1/6} вблизи замкнутой оболочки в 50 нейтронов, а также Nd, Sm и Gd ^{1/7}.

в районе $M = 90$. Предполагается, что это может быть связано с изменением толщины поверхностного слоя ядра. Для более определенного заключения и численных оценок толщины поверхностного слоя необходим точный учет влияния деформации ядра. В большинстве случаев, однако, это представляется затруднительным, т.к. значения параметров деформации известны с недостаточной точностью.

В этом отношении изотопы Zr с числом нейтронов, близким к 50, имеют определенные преимущества, т.к. замкнутая подболочка из 40 протонсв также оказывает стабилизирующее влияние на форму ядра. Из значения электрического квадрупольного момента ядра ^{91}Zr ($Q = 0,21 \text{ б}^2$) следует, что параметр статической квадрупольной деформации $\beta_2 \sim 0,07$, а рассчитанные из приведенных вероятностей электрических квадрупольных переходов в четно-четных ядрах параметры динамической деформации $\langle \beta^2 \rangle^{1/2} \leq 0,1$ [9]. Поэтому вклад деформации в изменение СКЗР невелик, и это позволяет выявить влияние СКЗР на другие факторы.

Система энергетических уровней нейтральных атомов Zr с конфигурациями типа $(4d + 5s)^4$ состоит из большого числа низколежащих и близких друг к другу уровней, которые взаимодействуют сильно между собой [10]. Это существенно затрудняет извлечение значений разностей зарядовых радиусов из измеренных изотопических сдвигов (ИС). К этому добавляются также трудности получения достаточно интенсивных атомных пучков из-за высокой температуры плавления (1850°C) и низкого давления насыщенных паров циркония (например, давление 10^{-3} Тор достигается при 2170°C). Этим, очевидно, объясняется то обстоятельство, что до сих пор не получены абсолютные значения разностей зарядовых радиусов ядер Zr из измерений оптических спектров. В работе [11], выполненной на основе классической интерференционной техники, имеются данные лишь об относительных значениях СКЗР, а работы, основанные на лазерной спектроскопии (например, [12, 13]), ограничиваются определением изотопического сдвига четно-четных изотопов Zr. Также нет измерений и для рентгеновских спектров Zr, а в случае спектров мезоатомов измерена лишь разность СКЗР для одной пары изотопов - ^{90}Zr и ^{92}Zr , для которой $\Delta \langle r^2 \rangle^{90,92} = 0,306 \text{ фм}^2$ [14].

2. Экспериментальная методика

Используется метод лазерно-индуцированной флуоресценции. Лазерное излучение, частоту которого можно сканировать в диапазоне до ЭГГц, пересекает коллимированный атомный пучок, возникающая при этом резонансная флуоресценция детектируется ФЭУ, работающим в режи-

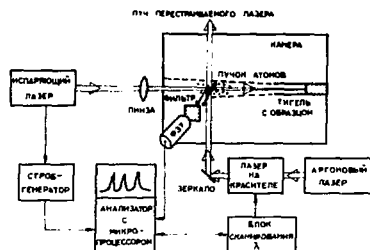


Рис. 1. Принципиальная схема экспериментальной установки с лазерным испарением

схема этой модификации показана на рис.1. При помощи оптической системы импульсы лазера на иттрий-алюминиевом гранате типа ЛТИПЧ-7 ($\lambda = 1,06 \text{ мкм}$, $\tau_{\text{имп}} = 10 \text{ нс}$, диапазон частот 10–100 Гц, мощность 5 МВт) фокусировались на поверхности образца.

Сигналы с ФЭУ через тракт быстрой электроники (усилитель, дискриминатор, ворота) регистрировались многосканальным анализатором, работающим во временном режиме и синхронизованным со сканированием длины волны возбуждающего лазера непрерывного действия. Выбором подходящей плотности мощности светового излучения импульсного лазера, задержки счета сигналов с ФЭУ относительно импульса лазера и длительности открывания ворот устанавливался оптимальный режим работы установки. Лазерное испарение оказалось удобным способом атомизации, позволяющим наблюдать резонансное возбуждение атомов всех изотопов циркония с достаточно большим выходом флуоресцентного излучения. Использовались образцы из металлического Zr естественного изотопного состава и оксида циркония (ZrO_2), обогащенного изотопом ^{91}Zr до 90%.

Полуширина резонансных линий флуоресценции ограничивалась доплеровским уширением атомного пучка и составляла 45 МГц (полуширина линии лазера на красителе с блоком активной стабилизации была $\sim 3 \text{ МГц}$). Это позволяло уверенно выделять в оптическом спектре пики, соответствующие всем четным изотопам циркония и компонентам сверхтонкой структуры (СТС) нечетного изотопа ^{91}Zr .

Для учета нелинейности сканирования на анализаторе синхронно с оптическими спектрами записывались частотные метки, полученные с помощью кофаксального интерферометра Фабри-Перо с постоянной 150 МГц.

ме счета одиночных фотонов. Лазерное излучение, атомный пучок и направление сбора флуоресцентного света взаимно ортогональны. Описание установки и ее параметров приведено в работах /15,16/.

В настоящей работе использовалась модификация этой установки: вместо испарения исследуемого вещества из нагреваемого электрическим током тигля атомный пучок формировался путем лазерного испарения. Принципиальная

3. Экспериментальные результаты

В таблице I представлены параметры оптических переходов Zr: длины волн, термы, конфигурации и энергии начального и конечного состояний /17/, для которых были проведены измерения ИС.

На рис.2а показан измеренный спектр образца естественного изотопного состава, а на рис.2б - спектр СТС образца, обогащенного ^{91}Zr . В последнем случае разрешены все 9 компонент этого перехода. Это обстоятельство позволило идентифицировать компоненты СТС, учитывая известное сверхтонкое расщепление нижнего уровня /8/. На рис. 2б указана эта идентификация: F обозначает полный момент нижнего, а F' - верхнего уровня. Способ определения изотопического сдвига центра тяжести (ц.т.) СТС нечетного ^{91}Zr по отношению к соседнему четно-четному изотопу описан нами в работе /18/. Экспериментальные значения ИС для всех исследованных оптических линий вместе с однократной статистической ошибкой представлены в таблице 2.

Согласованность полученных значений ИС проверялась с помощью графика Кинга /19,20/:

$$y_{1,A,A'}^{A,A'} = (E_1/E_3) y_j^{A,A'} + (M_1 - M_j(E_1/E_3)) \frac{A'_0 - A_0}{A'_0 \cdot A_0}, \quad (3)$$

где $y_{1,A,A'}^{A,A'}$ - модифицированные ИС для сравниваемой пары оптических переходов 1 и j , $A_0 \approx 90$, $A'_0 \approx 92$ (массовые числа изотопов Zr),

$$y_{1,A,A'}^{A,A'} = \Delta \nu_{\text{эксп.}} \frac{A,A'}{A' - A} \cdot \frac{A'_0 - A_0}{A'_0 \cdot A_0}, \quad (4)$$

M - константы, характерные для данного перехода и связанные с массовым ИС,

$$\Delta \nu_{\text{МС}}^{A,A'} = M \frac{A' - A}{A' \cdot A}, \quad (5)$$

а E - электронный фактор (см.ниже). Во всех случаях график Кинга вычислялся методом наименьших квадратов (МНК) с учетом статистических ошибок обеих сравниваемых линий. Отклонения экспериментальных значений от прямой Кинга, т.е. величины $(y_{1,\text{эксп.}}^{A,A'} - y_{1,\text{МНК}}^{A,A'})$, в зависимости от модифицированного ИС реперной линии ($\lambda = 5735,70 \text{ \AA}$) представлены на рис.3. Видно, что совместимость наших измерений очень хорошая. Подобное сравнение приведено также для перехода с $\lambda = 5935,20 \text{ \AA}$ /12,13/, измеренного методом лазерной спектроскопии, и перехода с $\lambda = 4687,80 \text{ \AA}$, измеренного классическим интерференционным методом /11/. В последнем случае наблюдаются большие отклонения $(y_{1,\text{эксп.}}^{A,A'} - y_{1,\text{МНК}}^{A,A'})$.

Таблица I
Характеристики оптических переходов Zr

λ , Å	Термы	Конфигурации	Энергии, см ⁻¹
5735,70	$a^3F_2 \rightarrow z^3D_1^0$	$4d^25s^2 \rightarrow 4d^25s5p$	0 17429,86
5797,74	$a^3F_3 \rightarrow z^3D_2^0$	$4d^25s^2 \rightarrow 4d^25s5p$	570,41 17813,64
5885,62	$a^3F_3 \rightarrow z^3F_4^0$	$4d^25s^2 \rightarrow 4d^25s5p$	570,41 17556,26

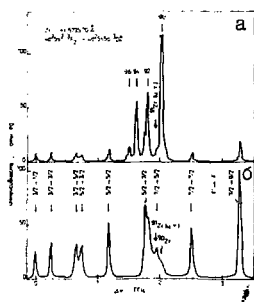


Рис. 2. Спектр резонансной флуоресценции Zr: а) образец натурального изотопного состава; б) сверхтонкая структура ^{91}Zr , наблюдаемая на обогащенном образце $^{91}\text{ZrO}_2$

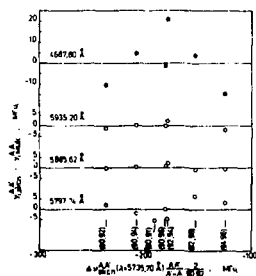


Таблица 2
Экспериментальные значения ИС
в Zr для разных оптических
переходов: $\Delta\nu^{A,A'} = \nu^{A'} - \nu^A$, МГц

λ A'	5735,70 Å	5797,74 Å	5885,62 Å
90 92	-237 (2)	-222 (2)	-226 (1)
90 91	-97 (7)	-93 (4)	-
92 94	-172 (4)	-163 (2)	-168 (1)
94 96	-115 (3)	-97 (2)	-115 (2)

Рис. 3. Отклонения экспериментальных значений модифицированного изотопического сдвига на разных оптических переходах от прямой Кинга, полученной методом наименьших квадратов

4. Определение разностей среднеквадратичных зарядовых радиусов

Для получения разностей СКЗР ($\Delta \langle r^2 \rangle$) использовалась стандартная процедура, описанная в работах [7, 21]. При расчете $\Delta \langle r^2 \rangle$ необходимо:

1) из экспериментальных значений ИС вычесть полный массовый сдвиг, состоящий из нормального массового сдвига $\Delta \nu_{\text{НМС}}$ и специфического массового сдвига $\Delta \nu_{\text{СМС}}$;

2) вычислить электронный фактор E_1 , определяющий изменение нормальности электронного заряда $\Delta |\psi(0)|^2$ в точке ядра для рассматриваемого перехода i ;

3) определить ядерный фактор $f(Z)$, описывающий поправки к электронной волновой функции из-за релятивистских эффектов и конечных размеров ядра.

Из таблицы I видно, что все исследованные нами переходы относятся к переходам типа $ns^2 \rightarrow n'sp$. Для чистых переходов такого типа значение специфического массового сдвига определяется выражением [21]:

$$\Delta \nu_{\text{СМС}}^{A, A'} = (0 \pm 0,5) \Delta \nu_{\text{НМС}}^{A, A'}. \quad (6)$$

Однако для нашего случая может иметь место смешивание конфигураций состояний. На это указывают различия между теоретическими и экспериментальными значениями g -факторов уровней и отступления от правил интервалов Ланде для мультиплетных расщеплений [17].

Поэтому значения $\Delta \nu_{\text{СМС}}$ для исследуемых переходов в Zr определялись из известного значения $\Delta \nu_{\text{СМС}}$ для перехода $4d^2 5s^2 \rightarrow 4d^2 5p$ с $\lambda = 4687,8 \text{ \AA}$ [11] с помощью рассмотренного выше графика Кинга [19, 20]. Предполагается, что этот переход является чистым щелочноподобным переходом типа $ns \rightarrow np$, для которого теоретические оценки дают [21]

$$\Delta \nu_{\text{СМС}}^{A, A'} = (0,3 \pm 0,9) \Delta \nu_{\text{НМС}}^{A, A'}. \quad (7)$$

На графике Кинга (рис. 4) по оси ординат отложены значения модифицированного ИС реперной линии с $\lambda = 4687,8 \text{ \AA}$ (у эксл. - $\nu_{\text{НМС}}$), по оси абсцисс - модифицированные экспериментальные значения ИС для исследованных линий. В этом случае точка пересечения прямой Кинга с осью абсцисс дает значение массового сдвига исследуемой линии. При вычислениях приняты во внимание статистические ошибки всех линий и теоретическая ошибка в $\Delta \nu_{\text{СМС}}$ для реперной линии. Полученные таким

способом $\Delta \nu_{\text{СМС}}$ представлены в таблице 3. Большие ошибки значений $\Delta \nu_{\text{СМС}}$ связаны с неопределенностью теоретической оценки $\Delta \nu_{\text{СМС}}$ реперной линии и сравнительно большими погрешностями экспериментальных значений ИС для той же линии (см. рис.4). Эти ошибки не позволяют однозначно судить о чистоте конфигураций состояний.

Смешивание конфигураций не позволяет провести корректных вычислений электронного фактора E_j для рассматриваемых переходов.

Поэтому E_j определялся из наклона прямой Кинга (формула (3)):

$a = \frac{E_1}{E_0^2}$, где E_1 - электронный фактор для реперной линии с $\lambda = 4687,6 \text{ \AA}$.

Для чистого $ns \rightarrow np$ перехода

$$E_1 = E_{ns \rightarrow np} = -\beta (\pi a_0^3 / Z) |\psi(0)|_{ns}^2, \quad (8)$$

где Z - атомный номер элемента, a_0 - борковский радиус, $|\psi(0)|_{ns}^2$ - плотность электронного заряда в точке ядра для ns - конфигурации атома, β - параметр экранирования. Согласно работе [11] в приближении Гаудомита-Зерли-Сегре $|\psi(0)|_{ns}^2 = 1/2,72$ (в единицах Z^3/a_0^3). Из нерелятивистских расчетов по методу Хартри-Секки [22] для чистых $4d^3 5s^2 \rightarrow 4d^2 5p$ переходов в Zr $\beta = -1,23$. В итоге из выражения (8) следует $E_1 = 0,452$. Значения наклона a и электронных факторов E_j приведены в таблице 3. Указанная ошибка электронных факторов включает ошибку наклона прямой Кинга и ошибку E_1 для реперной линии, оцениваемую в 5%.

Значение ядерного фактора $f(Z)$ для изотопной пары $^{90,92}Zr$ приведено тоже в таблице 3. Вычисление производилось по известному выражению, приведенному в работе [23]. В расчете принималось значение СКЗР $\langle r^2 \rangle^{1/2} = 4,266(14) \text{ фм}$ [24] и теоретическая константа ИС для однородно заряженной сферы $^{90,92} = 37,5 \text{ мк}$ с учетом релятивистской поправки [25].

Из экспериментальных значений ИС (таблица 2) с использованием параметров, приведенных в таблице 3, определены относительные и абсолютные значения разностей СКЗР для пар изотопов циркония (таблица 4) на основе процедуры вычисления, описанной нами в работе [11]. Из таблицы видно, что для пары изотопов $^{90,92}Zr$ значение $\Delta \langle r^2 \rangle$ заметно меньше, чем для той же пары из спектра мезоатомов [14].

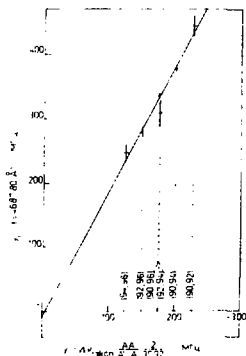


Рис. 4. Пример графика Кинга, используемого для экспериментального определения специфического массового сдвига и электронного фактора исследуемых переходов. Указаны тройные статистические ошибки

Для сравнения в таблице 4 приведены значения $\Delta\langle r^2 \rangle^{A, A+2}$ для ядер Mo с тем же числом нейтронов /26/. Видно хорошее согласие для ядер с $N = 50-54$. Для пары ядер $^{90,91}\text{Zr}$, различающихся на один нейтрон, значение $\Delta\langle r^2 \rangle$ близко к половине соответствующего значения $\Delta\langle r^2 \rangle$ при добавлении пары нейтронов (ядра ^{90}Zr и ^{92}Zr). Это указывает на малые четно-нечетные различия СКЗР в ядрах Zr.

Таблица 3

Параметры для расчета $\Delta\langle r^2 \rangle$ ($A = 90, A' = 92$)

λ, A	$\Delta V_{\text{НСМ}}, \text{МГц}$	$\Delta V_{\text{СМС}}, \text{МГц}$	$\Delta V_{\text{ПС}}, \text{МГц}$	$a = E_1/E_j$	E_j	$f(Z), \text{ГГц/фм}^2$
5735,70	69,3	-50 (40)	-260 (40)	1,80 (13)	0,252 (22)	4,475
5797,74	68,5	-20 (50)	-270 (50)	1,64 (15)	0,276 (28)	4,475
5885,62	67,5	-60 (40)	-240 (40)	1,94 (14)	0,233 (21)	4,475

Таблица 4

Относительные $\lambda_{\text{отн.}}^{A, A'}$ и абсолютные значения $\Delta\langle r^2 \rangle^{A, A'}$ СКЗР для изотопов Zr и абсолютные СКЗР для Mo

^{40}Zr				^{42}Mo		
A	A'	$\lambda_{\text{отн.}}^{A, A'}$	$\Delta\langle r^2 \rangle, \text{фм}^2$	A	A'	$\Delta\langle r^2 \rangle, \text{фм}^2$
90	92	1,000	0,224 (25)	92	94	0,226 (19)
90	91	0,429 (16)	0,096 (11)			
92	94	0,759 (21)	0,170 (19)	94	96	0,193 (16)
94	96	0,52 (4)	0,117 (14)	96	98	0,150 (12)

5. Обсуждение результатов

На рис.5 представлена зависимость разности СКЗР соседних четно-нечетных изотопов от числа нейтронов в ядре. Для сравнения показаны результаты расчетов, основанные на простой эмпирической зависимости $R^2 \sim A^{2/3}$ (кривая 1) и на капельной модели /28/ с использованием параметров из работы /28/ (кривая 2). В последнем случае расчеты сделаны при постоянном значении параметра поверхностной диффузности $b = 0,988$ фм (экспериментальное значение для ^{94}Zr) /29/. Видно существенное различие: в то время как оба расчета предсказывают слабую зависимость значений $\Delta\langle r^2 \rangle$ от числа нейтронов в ядре, на опыте эти значения падают в два раза при переходе от пары изотопов (90,92) к паре - (94,96).

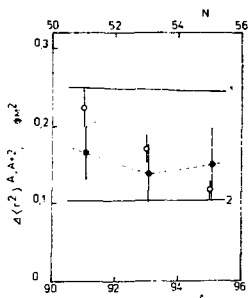


Рис. 5. Зависимость разности зарядных радиусов соседних четно-четных изотопов Zr от массового числа A: 1 - расчетные значения $\Delta\langle r^2 \rangle$ по эмпирической зависимости $R^2 \sim A^{2/3}$, 2 - расчетные значения $\Delta\langle r^2 \rangle_{KM}$ по капельной модели, ● - расчетные значения $\Delta\langle r^2 \rangle_{KM} + \sum_{i=2,3} \Delta\langle r^2 \rangle_{\beta_i}$, ○ - экспериментальные значения $\Delta\langle r^2 \rangle$

Как уже отмечалось выше, такое поведение разностей СКЗР связывается с изменением деформации ядра. Считается, что форма ядер Zr близка к сферической и в них определяющую роль играет динамическая деформация, обязанная квадрупольным колебаниям ядерной поверхности. Значения параметров квадрупольной деформации β_2 и соответствующие им разности СКЗР $\Delta\langle r^2 \rangle_{\beta_2}$, полученные из выражения (2), приведены в таблице 5. Как видно, эти значения $\Delta\langle r^2 \rangle_{\beta_2}$ малы, меньше, чем ошибки измерений $\Delta\langle r^2 \rangle$, и учет их не может объяснить наблюдаемую зависимость $\Delta\langle r^2 \rangle$ от числа нейтронов в ядре.

По-видимому, необходимо учитывать деформации более высоких порядков и в первую очередь динамическую октупольную деформацию. Значения параметров этой деформации (β_3) для ядер Zr можно получить из опытов по неупругому рассеянию заряженных частиц (сводка данных содержится в работах [30, 31]). Хотя значения, полученные из опытов с различными бомбардирующими частицами при разных энергиях, несколько различаются, общая тенденция изменения β_3 одинакова: значения растут с увеличением числа нейтронов в ядре. Усредненные значения

Таблица 5

Параметры деформации ядер Zr и соответствующие им разности СКЗР; параметры поверхностного слоя

A	Квадрупольные колебания		Октупольные колебания		
	β_2	$\Delta\langle r^2 \rangle_{\beta_2}^{A,A+2}, \text{ фм}^2$	β_3	$\Delta\langle r^2 \rangle_{\beta_3}^{A,A+2}, \text{ фм}^2$	b, фм
90	0,091(4)	0,016(17)	0,15(1)	0,04(3)	0,974(7)
92	0,104(4)	-0,017(14)	0,17(1)	0,05(4)	0,983(7)
94	0,090(10)	-0,011(22)	0,19(1)	0,06(4)	0,988 ^(*)
96	0,086(16)		0,21(1)		0,983(8)

^(*) Из работы [29]

β_3 представлены в таблице 5. Видно, что они заметно больше, чем параметры квадрупольной деформации и приводят соответственно к большим значениям $\Delta \langle r^2 \rangle \beta_3$.

Как видно из рис.5, учет поправок, связанных с обоими типами деформации (β_2, β_3), т.е. величина

$$\Delta \langle r^2 \rangle_{\text{KM}} + \sum_{i=2,3} \Delta \langle r^2 \rangle \beta_i,$$

приводит к лучшему согласию $\Delta \langle r^2 \rangle$, рассчитанных по капельной модели, с экспериментом.

Возможно, что учет деформаций следующего порядка (гексадекапольной β_4) приведет к дальнейшему приближению расчетных значений к экспериментальным. Однако для ядер Zr значения β_4 неизвестны.

С другой стороны, расчеты по капельной модели с соответствующим учетом квадрупольной и октапольной деформаций могут быть согласованы с экспериментальными значениями $\Delta \langle r^2 \rangle$, если учесть возможные изменения толщины поверхностного слоя в распределении заряда в ядре. Поскольку эти изменения описываются параметром b , результаты можно согласовать, изменив значение b для разных изотопов (при этом $b = 0,988 \text{ фм}$ для ^{94}Zr сохраняется). Полученные таким способом значения b приведены в таблице 5. Видно, что даже самое большое расхождение между экспериментальными и расчетными (исправленные на деформацию) значениями изменений СКР, составляющее $0,056 \text{ фм}^2$ для пары $^{90,92}Zr$ (рис.5), можно устранить, изменяя b для ^{90}Zr всего на $1,4\%$.

Таким образом, чтобы объяснить наблюдаемые значения разностей СКР для ядер Zr и их зависимость от числа нейтронов в ядре, необходимо принимать во внимание изменения динамической октапольной деформации ядра и толщины поверхностного слоя.

В заключение авторы выражают благодарность Г.Н.Флерову и Ю.Ц.Оганесяну за поддержку работы, Б.Б.Крынецкому и С.К.Борисову за полезные обсуждения, Н.Б.Будисову за помощь в настройке лазерного спектрометра, Г.В.Мышиноскому за помощь в проведении экспериментов.

Литература

1. Otten E.W. Hyperfine Interactions, 1976, 2, p.127.
2. Myers W.D. Phys.Lett., 1969, 330, p.451.
3. Thibault C., Touchard F., Büttgenbach C. et al. Phys.Rev., 1981, C23, p.2720.
4. Eastham D.A., Walker H.H., Smith J.R.H. et al. Phys.Rev.Lett., 1987.

5. Gerhardt H., Mattias E., Rinneberg H. et al. Z.Phys., 1979, A292, p.7.
6. Martin A.G., Dutta S.B., Rogers W.F., Clark D.L. Phys.Rev., 1986, C34, p.1120.
7. Борисов С.К., Гангрский Ю.П., Градечны Ч. и др. Препринт ОИЯИ Р15-87-115, Дубна, 1987.
8. Büttgenbach S., Dieke R., Kuhnen R., Trüber E. Z.Phys., 1978, A286, p.125.
9. Raman S., Malarkey C.H., Milne W.T. et al. Atomic Data Nucl.Data Tables, 1987, 36, p.1.
10. Büttgenbach S., Dicke R., Gebauer H. Phys.Lett., 1976, A58, p.56.
11. Heilig K., Schmitz K., Steudel A. Z.Phys., 1964, 176, p.120.
12. Bourne O.L., Humphries M.R., Mitchell S.A., Hackett P.A. Opt. Comm., 1986, 56, p.403.
13. Chevalier G., Gagne J.M. Opt. Comm., 1986, 57, p.327.
14. Engfer R., Schneuwly H., Vuilleumier J.L., Walter H.K., Zender A. Atomic Data Nucl.Data Tables, 1974, 14, p.623.
15. Гангрский Ю.П., Маринова К.П., Марков Е.Н. и др. Известия АН СССР, сер.физ., 1985, 49, с.2261.
16. Gangrsky Yu.P., Han Gyong I., Marinova K.P. et al. JINR, E6-86-233, Dubna, 1986.
17. Moore Ch.E. Atomic energy levels, vol.II, Circ.Nat.Bur.Stand. N 467, Washington, 1952.
18. Гангрский Ю.П., Земляной С.Г., Кульджанов Б.К. и др. Препринт ОИЯИ, Р6-87-478, Дубна, 1987.
19. King W.H. J.Opt.Soc.Am., 1963, 53, p.638.
20. Bauche J., Champagne R.-J. Advances in Atomic and Molecular Physics, edited by D.R.Bates and B.Pederson, Academic, New York, 1976.
21. Heilig K., Steudel A. At.Data Nucl.Data Tables, 1974, 14, p.613.
22. Aufmuth P. J.Phys., 1982, B15, p.3127.
23. Бабушкин Ф.А. ЖЭТФ, 1963, 44, с.1661.
24. Wesolowski E. J.Phys., 1984, G10, p.321.
25. Zimmermann D. Z.Phys., 1984, A315, p.123.
26. Aufmuth P. Z.Phys., 1978, A285, p.357.
27. Myers W.D., Swiatecki W.J. Nucl.Phys., 1980, A236, p.267.
28. Myers W.D., Schmidt K. Nucl.Phys., 1983, A410, p.61.
29. Friedrich J., Voegler N. Nucl.Phys., 1982, A373, p.192.
30. Lahanas M., Rychel D., Singh P. et al. Nucl.Phys., 1986, A455, p.399.
31. Singh P., Rychel D., Gyafko R. et al. Nucl.Phys., 1986, A458, p.1.

Рукопись поступила в издательский отдел
21 октября 1987 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

D7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р.55 к.
D2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р.00 к.
D13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике, Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р.50 к.
D2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р.30 к.
D1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р.50 к.
D10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983.	3 р.50 к.
D17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избраным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р.75 к.
D11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р.00 к.
D13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна, 1985.	4 р.80 к.
D4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1985.	3 р.75 к.
D3,4,17-86-747	Труды V Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1986.	4 р.50 к.
-	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984. /2 тома/	13 р.50 к.
D1,2-86-668	Труды VIII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1986. /2 тома/	7 р.35 к.
D9-87-105	Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1986. /2 тома/	13 р.45 к.
D7-87-68	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Дубна, 1986	7 р.10 к.
D2-87-123	Труды Совещания "Ренормгруппа-86". Дубна, 1986	4 р.45 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79. Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.

Гангрский Ю.П. и др.

P6-87-757

Измерение разностей зарядовых радиусов
ядер циркония по резонансной лазерной флуоресценции

Измерены оптические изотопические сдвиги всех стабильных изотопов Zr на трех атомных переходах типа $4d^{25}s^2 \rightarrow 4d^{25}s5p$ методом лазерно-индуцированной резонансной флуоресценции. Определены разности среднеквадратичных зарядовых радиусов $\Delta\langle r^2 \rangle$ ядер Zr. Сравнение полученных значений $\Delta\langle r^2 \rangle$ с предсказаниями капельной модели показывает, что расчеты согласуются с экспериментальными результатами, если учесть динамическую октупольную деформацию ядра и толщину поверхностного слоя.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод авторов

Gangrsky Yu.P. et al.

P6-87-757

Measurement of Changes in Nuclear Charge
Radii of Zr by Laser-Induced Resonance Fluorescence

The optical isotope shifts of Zr stable isotopes have been measured in three atomic transitions of type $4d^{25}s^2 \rightarrow 4d^{25}s5p$ using the technique of laser-induced resonance fluorescence. The changes of nuclear mean-square charge radius $\Delta\langle r^2 \rangle$ have been determined. The extracted values of $\Delta\langle r^2 \rangle$ are compared to predictions of the droplet model. It is shown that the droplet model calculations can be made to agree with the experimental results, if changes of nuclear dynamical octupole deformation and of surface diffuseness parameter are taken into account.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1987

16 коп.

Редактор Т.Я.Жабицкая. Макет Н.А.Киселевой.

Подписано в печать 28.10.87.

Формат 60x90/16. Офсетная печать. Уч.-изд.листов 1,07.

Тираж 365. Заказ 39795.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.
Дубна Московской области.