

ОБОЛОЧЕЧНАЯ МОДЕЛЬ О РАЗНОСТЯХ ЗАРЯДОВЫХ ПЛОТНОСТЕЙ В ИЗОТОНАХ ^{88}Sr , ^{90}Zr и ^{92}Mo с $N = 50$

М.М.МИРАБУТАЛЫБОВ

Азербайджанская Государственная Нефтяная Академия

Анализируя экспериментальные данные по упругому рассеянию электронов в искаженно-волновом высокоэнергетическом приближении, на ядрах изотонов ^{88}Sr , ^{90}Zr и ^{92}Mo , определены характеристические параметры этих ядер. С целью определения разницы в зарядовых распределениях, в этих двух последних изотонах в виде остова принято ядро ^{88}Sr , а волновые функции для протонов в сверхзаполненной подоболочке заимствованы из модели оболочек, с потенциалом гармонического осциллятора. Получено, что изменение в зарядовых распределениях, в ^{90}Zr - ^{88}Sr и в ^{92}Mo - ^{90}Zr чувствительны в регионе от 3.5 Фм до 5.5 Фм.

Упругое рассеяние электронов широко используется для определения основных параметров радиальных распределений протонов в ядре. С помощью этих параметров, можно определить среднеквадратичный радиус (СКР) распределения заряда.

Рассеянные электроны являются настолько чувствительными к распределениям протонов в ядрах, что они позволяют определить изменение СКР зарядовых распределений даже в изотопах.

С целью изучения и определения разницы в радиальных распределениях плотностей заряда (РПЗ) в изотонах проводились многочисленные работы [1, 2, 3]. Из анализа полученных результатов можно прийти к такому заключению, что имеет место четкая корреляция между изменением параметров РПЗ и зарядовых СКР с оболочечно-модельной структурой изучаемых ядер. С точки зрения независимой одночастичной модели, проявления разницы в зарядовых плотностях изотонных пар, является следствием добавления одного протона, который приводит к изменению в структуре ядра и кулоновского поля.

Для нахождения изменения в зарядовых распределениях при переходе от одного изотона к другому, упругое рассеяние электронов при высоких энергиях рассмотрено в настоящей работе, в искаженно-волновом высокоэнергетическом приближении.

Амплитуда процесса, полученная из квазиклассического решения уравнения Дирака для волновых функций относительно рассеянного электрона, записывается в следующем виде [4].

$$f_e = -4\pi Ze^2 \int \frac{g(\mathbf{x})}{q_{\text{eff}}^2(\mathbf{x})} \ell^{i[\mathbf{q}\mathbf{x} + \phi(\mathbf{x})]} \rho(\mathbf{x}) d\mathbf{x} \quad (1)$$

Искажающие члены в фазе - $\Phi(\mathbf{x})$, и в амплитуде - $g(\mathbf{x})$, $q_{\text{eff}}(\mathbf{x})$ приведены в [5].

Применяя математический метод, развитый в [5], для амплитуды процесса получаем следующее упрощенное выражение:

$$f_e = -4\pi Ze^2 \int D(\mathbf{x}) \ell^{i\mathbf{q}\mathbf{x}} \rho(\mathbf{x}) d\mathbf{x}, \quad (2)$$

где

$$D(\mathbf{x}) = \frac{R(\mathbf{x})g(\mathbf{x})}{q_{\text{eff}}^2(\mathbf{x})}, \quad (3)$$

а

$$R(\mathbf{x}) = 1 + \Phi(\mathbf{x}) + 1/2\Phi^2(\mathbf{x}) \quad (4)$$

Дифференциальное сечение упругого рассеяния электронов на ядрах имеет вид:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}} |F(\mathbf{q})|^2, \quad (5)$$

где

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}} = \left(\frac{2Ze^2k}{q^2}\right)^2 \cos^2 \theta/2$$

- сечение Мотта, а формфактор ядра принимает вид:

$$F(\mathbf{q}) = q^2 \iint D(\mathbf{x}) \ell^{i\mathbf{q}\mathbf{x}} \rho(\mathbf{x}) d\mathbf{x} \quad (6)$$

Для вычисления (6) разложим $D(\mathbf{x})$ в ряд и, ограничиваясь при этом первыми двумя членами и интегрируя его по углам, для формфактора $F(\mathbf{q})$ получаем:

$$F(q) = \frac{i}{2q'} [F_0(q) + iB(q)F_0^{(1)}(q)], \quad (7)$$

где $q' = q \left(1 - \frac{V(0)}{k}\right)$, $q = 2k \sin \theta/2$ - импульс передачи электронов ядру мишенью.

$$B(q) = \frac{q'V(0)}{k - V(0)} + \frac{3bq'k}{k - V(0)} - \frac{2b(4k^2 - q^2)}{q'} \quad (8)$$

$$F_0^{(1)} = \frac{\partial F_0(q)}{\partial q} \quad (9)$$

b и $V(0)$ приведены в [5].

$$F_0(q) = \sum_{\varepsilon=\pm 1} \varepsilon \int_0^{\infty} e^{iqx\varepsilon} \rho(x) x dx \quad (10)$$

При анализе экспериментальных данных по упругому рассеянию электронов на ядрах изотопов ^{88}Sr , ^{90}Zr и ^{92}Mo для РПЗ выбрана трехпараметрическая ферми-функция.

$$\rho(x) = \rho_0 [1 + \exp(x - c) / d]^{-1} \quad (11)$$

Для каждого из этих ядер экспериментальные данные дифференциального сечения хорошо описывается теорией вплоть до передаваемого импульса $\sim 1.7 \text{ Фм}^{-1}$. На рис.1 приведены зависимости отношений дифференциальных сечений соседних изотопов от передаваемого импульса рассеянного электрона. Как видно из рисунка, поведение отношений сечений $^{88}\text{Sr}-^{90}\text{Zr}$ и $^{88}\text{Sr}-^{92}\text{Mo}$ одинаковы, т.е. максимумы и минимумы проявляются при одних и тех же значениях передаваемого импульса. Это приводит к мысли, что и в ^{90}Zr и в ^{92}Mo до поверхности ядра протоны распределены приблизительно так же, как и в ядре ^{88}Sr .

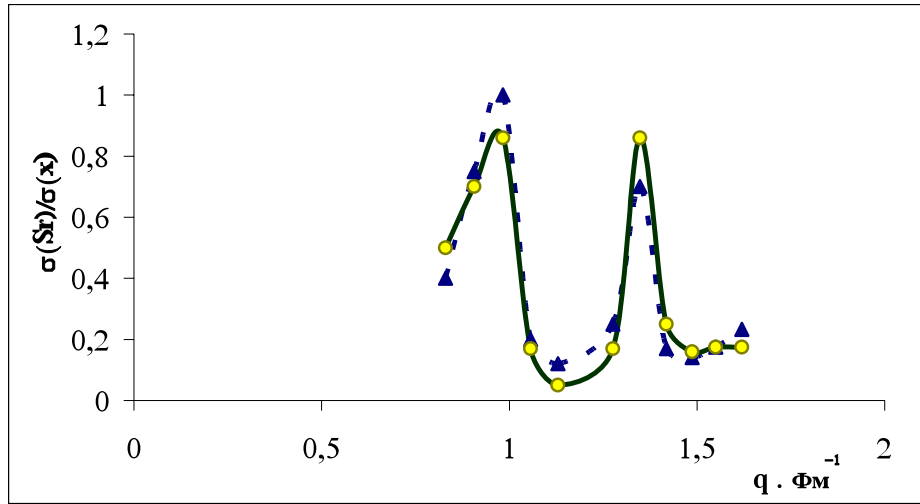


Рис. 1. Сравнение зависимости отношений сечений от передаваемого импульса. Сплошная линия для $^{88}\text{Sr} - ^{92}\text{Mo}$, пунктирная – для $^{88}\text{Sr} - ^{90}\text{Zr}$. Точки - экспериментальные данные [10,11].

В таблице 1 приведены полученные значения характеристических параметров для этих ядер. Эти параметры, - толщина поверхностного слоя ядер, СКР зарядового распределения и др., не могут однозначно выявить, где и как “размещены” дополнительные протоны в изотопах относительно

ядра ^{88}Sr . Если выразиться более конкретно, необходимо определить $\Delta\rho(x)$ при переходе между парами изотонов.

Таблица 1
 Параметры зарядового распределения в ядрах ^{88}Sr , ^{90}Zr и ^{92}Mo

Ядра	C, ФМ	t = 4.4d ФМ	W	$\langle r^2 \rangle^{1/2}$
$^{88}_{38}\text{Sr}$	4.541	2.152	0.35	4.115
$^{90}_{40}\text{Zr}$	4.568	2.212	0.20	4.211
$^{92}_{42}\text{Mo}$	4.649	2.895	0.30	4.316

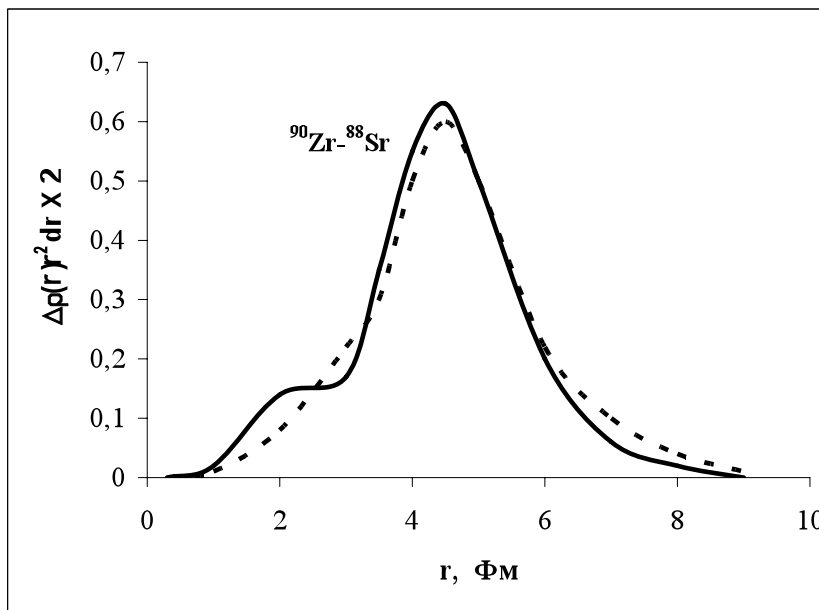


Рис. 2. Сравнение разности зарядовых распределений полученные из эксперимента с помощью ферми – функции, с предсказанием волновых функций из модели оболочек, для ядер ^{90}Zr - ^{88}Sr . Сплошная линия – теоретические расчеты разности зарядовых распределений по оболочечному моделью. Пунктирная линия – результаты полученные из упругого рассеяния электронов.

В работе [6] Негеле показывает, что в феноменологических теориях, за счет каждого из добавленных нуклонов, сила спаривания уменьшает полную энергию ядра и стремится размазать большинство замкнутых подоболочек, но при этом сохраняет главную оболочечную структуру.

Из-за сложности волновых функций в оболочечной модели, сравнение абсолютных зарядовых распределений изотонов очень трудно. Поэтому попытаемся сравнить изменение распределений у изотонов с добавлением протонов.

Оболочечная модель позволяет рассматривать на ядра ^{90}Zr и ^{92}Mo как остова и внешние протоны в сверхзаполненных оболочках. Примем за остовом в этих ядрах ядро ^{88}Sr , РПЗ которого определена из электронного рассеяния. Для остальных протонов ограничимся рассмотрением радиальных $2p$ и $1g$ волновых функций. Для потенциала гармонического осциллятора, эти волновые функции имеют вид [7, 8]:

$$R_{2p} = 2(15\sqrt{\pi})^{-1/2} r(5 - 2r^2/a^2)a^{-5/2} \exp(-r^2/2a^2) \quad (12)$$

$$R_{1g} = \left(\frac{64}{945}\right)^{1/2} \pi^{-1/2} r^4 a^{-11/2} \exp(-r^2/2a^2) \quad (13)$$

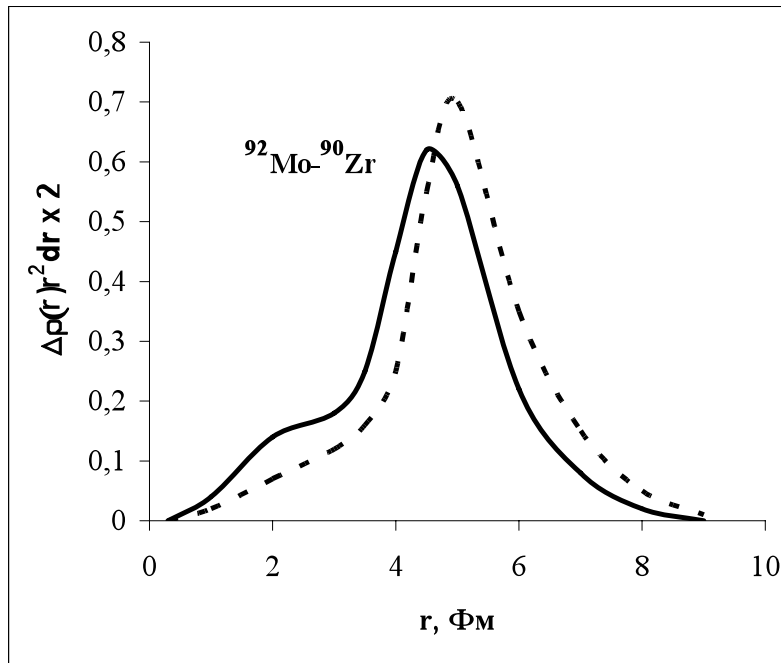


Рис. 3. То же, что и на рис. 2, но для ядер ^{92}Mo - ^{90}Zr .

А волновые функции основного состояния изотонов выбирается в следующем виде [9]:

$$\begin{aligned}
|{}^{90}\text{Zr}\rangle &= 0.632(2p_{\frac{1}{2}})^2 |{}^{88}\text{Sr}\rangle + 0.626(1g_{\frac{9}{2}})^2 |{}^{88}\text{Sr}\rangle + \\
&+ 0.456(2p_{\frac{1}{2}})^{-2}(2p_{\frac{1}{2}})^2(1g_{\frac{1}{2}})^2 |{}^{88}\text{Sr}\rangle,
\end{aligned}
\tag{14}$$

$$|{}^{92}\text{Mo}\rangle = 0.85(2p_{\frac{1}{2}})^2(1g_{\frac{9}{2}})^2 |{}^{88}\text{Sr}\rangle + 0.53(1g_{\frac{9}{2}})^4 |{}^{88}\text{Sr}\rangle$$

Гармонический осцилляторный параметр a определяется из известного соотношения $\frac{1}{Ma^2} = 41A^{1/3}$, и принимает значение 2.13 Фм.

На рис. 2 и 3 приведен сравнение разницы в зарядовых плотностях, вычисленные с оболочечной моделью и путем анализа экспериментальных данных. Как видно из рисунков, согласие в разнице распределении для ${}^{88}\text{Sr}-{}^{90}\text{Zr}$ очень хорошее, однако эта разница, полученная из эксперимента с помощью ферми - функции, для ${}^{92}\text{Mo}-{}^{90}\text{Zr}$ расходится с расчетными из оболочечной модели.

Получено, что изменение в зарядовых распределениях, в обоих случаях, особенно чувствительны в регионе от 3.5 Фм до 5.5 Фм.

ЛИТЕРАТУРА

1. B.B.Sinha, G.A.Peterson, I.Sick and McCarthy, Phys.Lett. 35B (1971) 217
2. R.P.Singhal, C.S.Curran, T.E.Drake, W.A.Gillespie, A.Johnston and E.W.Lees, J.Phys.A4 (1971) L93
3. A.В.Джавадов и М.М.Мирабуталыбов Изв.АН СССР сер. Физ.т.44 (1980)1940
4. D.R.Yennie, F.L.Boos, D.G.Ravenhall, Phys.Rev.B,v.137, (1965)882
5. A.В.Джавадов, М.М.Мирабуталыбов и А.Р.Садыхов, Изв.АН СССР сер. Физ., т.39 (1975)1761
6. J.W.Negele, Nucl.Phys. A142 (1970) 225
7. W.J.Courtney and H.T.Fortuns,Phys.Lett. 41B (1972) 4
8. A.Moalem,M.A.Molnester, *et. all* Nucl. Phys. A177 (1971) 143
9. R.P.Singhal, S.W.Brain, *et. all* Nucl. Phys. A216 (1973) 29
10. J.Alster, B.F.Gibson *et all* Phys.Rev. C7,1089 (1973)
11. J.B.Bellicard, A.Bussiere, P.H.Leconte Nucl.Phys. A179,529 (1972)

TƏBƏQƏLİ NÜVƏ MODELİNƏ ƏSASƏN ${}^{88}\text{Sr}$, ${}^{90}\text{Zr}$ VƏ ${}^{92}\text{Mo}$ İZOTONLARINDA YÜKLƏRİN PAYLANMA SIXLIQLARININ FƏRQİNİN TƏYİNİ

M.M.MİRABUTALIBOV

ANNOTASIYA

Elektronların ${}^{88}\text{Sr}$, ${}^{90}\text{Zr}$ və ${}^{92}\text{Mo}$ izotonlarından elastiki səpilməsi, yüksək enerjilər yaxınlaşmasında təhlil olunaraq nüvələrin xarakteristik parametrləri ta-

pılmışdır. Bu nüvələrdə yüklərin paylanma sıxlıqlarının fərqi müəyyən edərək ^{90}Zr və ^{92}Mo nüvələrinə özək və ətrafında protonlar kimi baxılmışdır. Burada özək olaraq ^{88}Sr nüvəsi götürülmüş, protonlar üçün dalğa funksiyaları isə təbəqəli nüvə modelinə əsasən harmonik ossilyator potensialından alınan funksiyalar seçilmişdir. Müəyyən olunmuşdur ki, $^{90}\text{Zr} - ^{88}\text{Sr}$ və $^{92}\text{Mo} - ^{90}\text{Zr}$ izotonlarında yüklərin paylanma sıxlıqlarındakı fərq əsasən 3.5 Fm ilə 5.5 Fm oblastına uyğun gəlir.

**AN INDEPENDENT PARTICLE MODEL,
ABOUT THE DIFFERENCE OF CHARGE DENSITIES
IN ^{88}Sr , ^{90}Zr AND ^{92}Mo ISOTONES WITH N=50**

M.M.MIRABUTALYBOV

ABSTRACT

Analyzing the experimental data on elastic scattering of electrons in a distorted – wave, high-energy approach from isotones ^{88}Sr , ^{90}Zr , ^{92}Mo and characteristic parameters of these nuclei have been determined. On the purpose of definition the difference in charge distribution, here used the wave functions for these nuclei, which have been obtained with the assumption of a ^{88}Sr core. Under this restriction, required to consider the wave functions for protons from shell models with the harmonic oscillator potential. The dates are found to be sensitive to regions of the charge distributions in $^{90}\text{Zr} - ^{88}\text{Sr}$ and in $^{92}\text{Mo} - ^{90}\text{Zr}$ from 3.5 Fm to 5.5 Fm.