

**СВОЙСТВА ОСНОВНЫХ СОСТОЯНИЙ СФЕРИЧЕСКИХ ЯДЕР В
РАМКАХ МОДИФИЦИРОВАННОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ ТОМАСА - ФЕРМИ****В. Ю. Денисов, В. А. Нестеров**

В модифицированном приближении Томаса - Ферми с силами Скирма исследованы характеристики основных состояний сферических ядер. Показано, что энергии связи, среднеквадратические радиусы и распределение плотности для ядер, лежащих вблизи линии β -стабильности, хорошо согласуются с экспериментальными данными. Вычислены также энергии связи, среднеквадратические радиусы и распределение плотностей для основных состояний ядер, лежащих вдали от линии β -стабильности, а также для сверхтяжелых элементов. Определены толщины диффузного слоя ядра для протонного, нейтронного и нуклонного распределений плотности.

Введение

Описание свойств основных и низколежащих возбужденных состояний ядер является одной из важнейших задач ядерной физики. В последние десятилетия теоретические исследования такого рода получили новый толчок в связи с развитием феноменологических эффективных нуклон-нуклонных потенциалов, которые выражаются в простой математической форме, в частности силы Скирма [1]. Использование эффективных сил Скирма для исследования свойств ядерных систем существенно облегчает расчеты. В последние годы появилось несколько удачных параметризаций сил Скирма [2 - 8], которые с высокой точностью описывают многие свойства ядер. Одним из основных методов расчета свойств сложных ядер является метод Хартри - Фока [2, 3, 5, 6, 8 - 10]. Этот квантовомеханический подход в сочетании с силами Скирма хорошо описывает характеристики основного состояния ядер почти по всей периодической таблице. Также многие свойства ядер успешно описаны в рамках теории Ферми-жидкости [11, 12]. Отметим, что практическая реализация метода Хартри - Фока и расчетов в рамках теории Ферми-жидкости достаточно сложна. Поэтому часто используется квазиклассический подход, называемый модифицированным приближением Томаса - Ферми (МПТФ) [13]. МПТФ является простым, наглядным и достаточно точным методом, что позволяет с большим успехом применять его при решении различных физических систем [14]. МПТФ с успехом применяется в атомной и ядерной физике, а в последнее время, и для исследования свойств металлических кластеров [15]. Протонные и нейтронные распределения плотности в ядрах, полученные с помощью вариационного МПТФ, хорошо согласуются с экспериментальными значениями, имея незначительные отличия только в диффузной области [13, 16]. Отметим, что многие свойства ядер исследовались ранее в МПТФ в локальном приближении [16], а в нелокальном случае с использованием вариации параметров пробных функций для распределения нуклонных плотностей в работе [13].

В данной работе применяется МПТФ с силами Скирма в нелокальном приближении с точностью до членов второго порядка по \hbar [13] для описания свойств основных состояний средних и тяжелых сферических атомных ядер. При этом исследуются ядра как вблизи линии β -стабильности, так и удаленные от нее, а также сверхтяжелые элементы. Исследование ядер в окрестности предполагаемого островка стабильности $Z = 114$, $N = 182$ особенно актуально сейчас, поскольку недавно появились сообщения о экспериментальном обнаружении ядер с $Z = 114 - 118$ [17] и с $Z = 104 - 112$ [18]. Отметим, что уравнения МПТФ с силами Скирма в нелокальном приближении решаются нами численно.

Модифицированное приближение Томаса - Ферми

Уравнения модифицированного метода Томаса - Ферми [13, 14]

$$\delta\varepsilon(\rho_n, \rho_p) / \delta\rho_p - \lambda_p = 0, \quad (1)$$

$$\delta\varepsilon(\rho_n, \rho_p) / \delta\rho_n - \lambda_n = 0 \quad (2)$$

могут быть получены из вариационного принципа, где полная энергия ядра рассматривается как функционал $\varepsilon(\rho_n, \rho_p)$ нейтронных ρ_n и протонных ρ_p плотностей. Возможность построения такого функционала следует из теоремы Гогенберга - Кона [19], справедливой для произвольной многокомпонентной системы. Функционал полной энергии ядра имеет вид

$$\varepsilon(\rho_n, \rho_p) = \int d\bar{r} (\tau + \varepsilon_{pot} + \varepsilon_{coul}), \quad (3)$$

где τ , ε_{pot} и ε_{coul} - плотности кинетической, потенциальной и кулоновской энергий соответственно. В уравнениях (1), (2) λ_n и λ_p - множители Лагранжа, которые являются химическими потенциалами для нейтронов и протонов и связаны с условиями сохранения числа нейтронов N и протонов Z в ядре

$$\int d\bar{r} \rho_{n(p)}(\bar{r}) = N(Z). \quad (4)$$

Зная выражения для плотностей кинетической, потенциальной и кулоновской энергий в (3), можно решить уравнения (1) - (2) и найти распределение нейтронной и протонной плотностей. Плотность кинетической энергии с точностью до членов второго порядка по \hbar [13] равна

$$\tau = \tau_{TF} + \tau_2,$$

где $\tau = \tau_n + \tau_p$ - сумма плотностей кинетических энергий протонов и нейтронов. Здесь

$$\tau_{TF, n(p)} = k \rho_{n(p)}^{5/3} \quad (5)$$

- плотность кинетической энергии нейтронов (протонов) в приближении Томаса - Ферми, $k = \frac{5}{3}(3\pi^2)^{2/3}$, а $\tau_{2n(p)}$ - градиентная поправка второго порядка по \hbar в нелокальном случае [13]:

$$\tau_{2q} = b_1 \frac{(\nabla \rho_q)^2}{\rho_q} + b_2 \nabla^2 \rho_q + b_3 \frac{(\nabla f_q \nabla \rho_q)}{f_q} + b_4 \rho_q \frac{\nabla^2 f_q}{f_q} + b_5 \rho_q \left(\frac{\nabla f_q}{f_q} \right)^2 + b_6 \hbar_m^2 \rho_q \left(\frac{W_q}{f_q} \right)^2, \quad (6)$$

где $b_1=1/36$, $b_2=1/3$, $b_3=1/6$, $b_4=1/6$, $b_5=-1/12$, $b_6=1/2$ - числовые коэффициенты, $\hbar_m = \hbar^2/2m$, а последнее слагаемое в (6) связано с учетом спин-орбитального взаимодействия. Плотность потенциальной энергии в случае сил Скинра равна

$$\begin{aligned} \varepsilon_{pot} = & \frac{1}{2} t_0 \left[\left(1 + \frac{1}{2} x_0 \right) \rho^2 - \left(x_0 + \frac{1}{2} \right) (\rho_n^2 + \rho_p^2) \right] + \frac{1}{12} t_3 \rho^\alpha \left[\left(1 + \frac{1}{2} x_3 \right) \rho^2 - \left(x_3 + \frac{1}{2} \right) (\rho_n^2 + \rho_p^2) \right] + \\ & + \frac{1}{4} \left[t_1 \left(1 + \frac{1}{2} x_1 \right) + t_2 \left(1 + \frac{1}{2} x_2 \right) \right] \tau \rho + \frac{1}{4} \left[t_2 \left(x_2 + \frac{1}{2} \right) - t_1 \left(x_1 + \frac{1}{2} \right) \right] (\tau_n \rho_n + \tau_p \rho_p) + \\ & + \frac{1}{16} \left[3t_1 \left(x_1 + \frac{1}{2} \right) - t_2 \left(x_2 + \frac{1}{2} \right) \right] (\nabla \rho)^2 - \frac{1}{16} \left[3t_1 \left(x_1 + \frac{1}{2} \right) + t_2 \left(x_2 + \frac{1}{2} \right) \right] ((\nabla \rho_p)^2 + (\nabla \rho_n)^2) + \\ & + \frac{1}{2} W_0 [J \nabla \rho + J_n \nabla \rho_n + J_p \nabla \rho_p] \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь $t_0, t_1, t_2, t_3, x_0, x_1, x_2, x_3, \alpha, W_0$ - параметры потенциала Скирма, $\rho = \rho_n + \rho_p, \tau = \tau_n + \tau_p, J = J_n + J_p,$

$$f_{n(p)} = 1 + h_m (\alpha + \beta) \rho_{n(p)} + h_m \alpha \rho_{p(n)}, \quad (8)$$

$$\alpha = \frac{1}{4} \left[t_1 \left(1 + \frac{1}{2} x_1 \right) + t_2 \left(1 + \frac{1}{2} x_2 \right) \right], \beta = \frac{1}{4} \left[t_2 \left(x_2 + \frac{1}{2} \right) + t_1 \left(x_1 + \frac{1}{2} \right) \right], \quad (9)$$

$$J_{n(p)} = - \frac{h_m}{f_{n(p)}} \rho_{n(p)} W_{n(p)}, W_{n(p)} = \frac{W_0}{2} [2 \nabla \rho_{n(p)} + \nabla \rho_{p(n)}]. \quad (10)$$

Плотность кулоновской энергии с учетом обменного члена имеет вид [11,13]

$$\varepsilon_{col} = \frac{1}{2} e^2 \rho_p(r) \int \bar{d}r' \frac{\rho_p(r')}{|r - r'|} - \frac{3}{4} e^2 \left(\frac{3}{\pi} \right)^{1/3} \rho_p^{4/3}(r). \quad (11)$$

Учитывая (5) - (11), уравнения (1) и (2) в сферически симметричном случае перепишем в виде

$$A_{nn} \nabla^2 \rho_n + A_{np} \nabla^2 \rho_p + B_{nn} (\nabla \rho_n)^2 + B_{np} (\nabla \rho_p)^2 + D_{np} (\nabla \rho_n \nabla \rho_p) + F_n + \lambda_n = 0, \quad (12)$$

$$A_{pp} \nabla^2 \rho_p + A_{pn} \nabla^2 \rho_n + B_{pp} (\nabla \rho_p)^2 + B_{pn} (\nabla \rho_n)^2 + D_{pn} (\nabla \rho_p \nabla \rho_n) + F_p + C_p + \lambda_p = 0, \quad (13)$$

где A, B, C, D, F, C_p - функции от r . Коэффициент C_p в (13) связан с учетом кулоновского взаимодействия между протонами. Система уравнений (12) - (13) является нелинейной системой интегрально-дифференциальных уравнений в частных производных. Для ее решения в сферически симметричном случае воспользуемся методом последовательных приближений, т. е. при вычислении нейтронной и протонной плотности в $(k + 1)$ - приближении используем результаты k -го приближения. Такая итерационная процедура продолжается до тех пор, пока изменение химического потенциала при переходе от предыдущей итерации к последующей не будет достаточно малым $|\lambda/\lambda| = 10^{-4}$. В случае сферически симметричных ядер в качестве нулевого приближения выберем распределение плотности в виде $\rho_q(r) = \rho_{0q} / (1 + \exp((r - R)/a))$. Здесь $q = n, p; R = 1.2 A^{1/3} \text{ Фм}, a = 0.6 \text{ Фм}, \rho_{0q}$ - нормировочная константа, определяемая с помощью (4). Если предположить, что протонная и нейтронная плотности на бесконечности убывают по одинаковому закону, то асимптотика

плотностей для больших r равна

$$\rho_q(r)|_{r \rightarrow \infty} = \frac{1}{r^2} \exp(-\sqrt{|\lambda_q|}/(\hbar m b_1)). \quad (14)$$

В точке $r = 0$ протонная и нейтронная плотности должны быть ограничены. Перед численным решением уравнений (12) - (13) удобно сделать замену $\rho_q = y_q/r$, несколько их упрощающую. Тогда из ограниченности ρ_q в точке $r = 0$ функция $y_q(r)$ удовлетворяет условию $y_q(0) = 0$. Для численного решения системы уравнений (12) - (13) использовался метод Нумерова в суммированной форме [18], что позволяет сделать схему расчетов максимально устойчивой.

Обсуждение результатов численных расчетов

Рассмотрим сначала энергии связи сферических ядер, расположенных в области долины β -стабильности, таких как ^{40}Ca , ^{48}Ca , ^{58}Ni , ^{90}Zr , ^{114}Sn , ^{140}Ce , ^{208}Pb . Для расчетов энергий связи использовались параметризации сил Сkirма SIII [3], SkM* [4], T6 [6], SkP [7], SLy4 [8]. На рис. 1 показаны относительные отклонения $(E - E_{\text{эксп}})/E_{\text{эксп}}$ расчетных энергий связи E от их экспериментальных значений $E_{\text{эксп}}$ в зависимости от числа нуклонов в ядре. Экспериментальные значения энергий связи ядер взяты из [23]. Как видно из рис. 1, наименьшие отличия расчетных значений энергий связи от экспериментальных получено для потенциала SkP. Поэтому в табл. 1 приведены величины энергии связи, среднеквадратичных радиусов и химических потенциалов только для параметризации SkP. Величины энергии связи и среднеквадратичных радиусов, полученные в рамках МПТФ, хорошо согласуются с имеющимися экспериментальными данными (см. табл. 1). Отметим, что вычисленные нами энергии связи ядер, среднеквадратичные радиусы и химические потенциалы получены в нелокальном приближении. В локальном приближении коэффициенты b_2 , b_3 , b_4 в (7) равны нулю. Отбрасываемые в локальном приближении градиентные члены приводят к дополнительному вкладу в энергию связи ядра. В результате этого энергия связи по абсолютной величине в локальном приближении и в нелокальном имеет отличия от нескольких десятых МэВ в легких ядрах до нескольких МэВ в тяжелых по сравнению с локальным случаем.

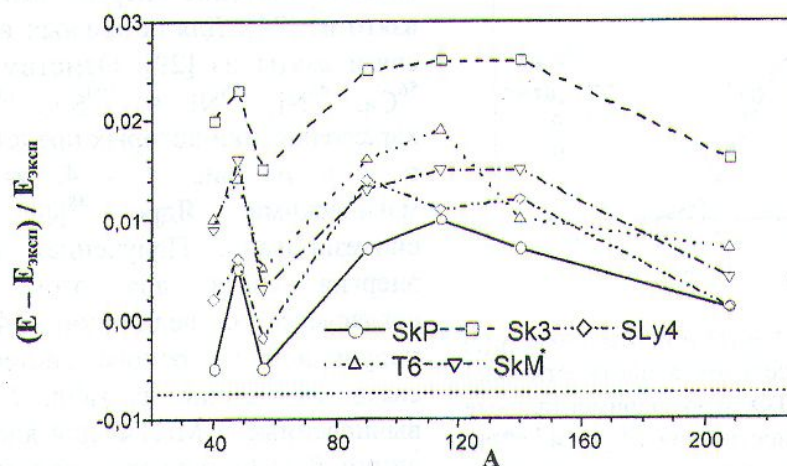


Рис. 1. Относительные отклонения расчетных энергий связи от их экспериментальных значений $(E - E_{\text{эксп}})/E_{\text{эксп}}$ для различных параметризаций сил Сkirма.

Таблица 1. Энергия связи, среднеквадратичные радиусы и химические потенциалы β -стабильных ядер

Ядро	$E_{\text{экс}}$, МэВ	E , МэВ	$\langle r_p \rangle_{\text{экс}}$, Фм	$\langle r_p \rangle$, Фм	$\langle r_n \rangle$, Фм	λ_n , МэВ	λ_p , МэВ
^{40}Ca	342.1	340.7	3.450	3.186	3.230	-12.12	-10.61
^{48}Ca	416.1	418.1	3.451	3.322	3.499	-6.14	-18.86
^{58}Ni	506.5	506.1	3.769	3.560	3.716	-11.23	-11.53
^{90}Zr	783.9	790.2	4.258	4.069	4.170	-8.62	-14.53
^{114}Sn	971.6	982.6	4.602	4.389	4.491	-8.34	-14.41
^{140}Ce	1172.7	1182.8	---	4.681	4.817	-6.59	-16.53
^{208}Pb	1636.5	1639.8	5.503	5.330	5.486	-5.27	-17.45

На рис. 2 сравниваются рассчитанные и экспериментальные протонные плотности для ^{48}Ca и ^{208}Pb . Здесь и ниже экспериментальные радиальные распределения плотности заряда в ядрах взяты из анализа неупругого рассеяния электронов на ядрах из [26]. Из рис. 2 следует, что в объеме ядра протонные плотности хорошо согласуются с экспериментальными, а в диффузионной области, особенно в области хвоста распределения, наблюдаются незначительные различия. Эти различия можно устранить, заменив $b_1 = 1/36$ большим значением, например квантовомеханическим $b_1 = 1/9$ [13]. Такая замена заметно улучшает профиль плотности, но приводит к существенному уменьшению энергии связи [11]. Тот факт, что нелокальное МПТФ, учитывающее $\hbar^2 m$ члены в функционале кинетической энергии, недостаточно точно передает профиль протонной плотности, сказывается и на величине среднеквадратичных радиусов, которые незначительно недооценены (см. табл. 1).

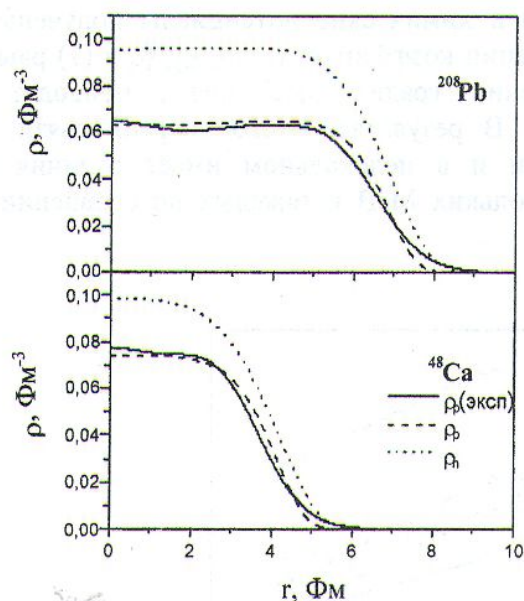


Рис. 2. Протонные $\rho_p(r)$ и нейтронные $\rho_n(r)$ радиальные распределения плотности, рассчитанные в МПТФ, и экспериментальные протонные плотности для ^{48}Ca и ^{208}Pb . (Экспериментальные зарядовые плотности взяты из [24].)

Убедившись, что для сферических ядер в области линии β -стабильности МПТФ дает хорошее описание усредненных свойств, перейдем к рассмотрению ядер, удаленных от линии стабильности, таких как ^{56}Ca , ^{32}Ca , ^{78}Ni , ^{48}Ni и ^{100}Sn , ^{132}Sn . Величины энергий связи, среднеквадратичных радиусов и химических потенциалов, рассчитанные в МПТФ, для этих ядер представлены в табл. 2. Экспериментальное значение энергии связи изотопа ^{100}Sn взято из [24]. Для остальных изотопов энергии связи взяты из [29]. Отметим, что ядра ^{32}Ca , ^{56}Ca , ^{48}Ni , ^{78}Ni и ^{100}Sn , ^{132}Sn , различные характеристики которых представлены в табл. 1 и 2 и на рис. 1 - 4, являются дважды магическими. Ядро ^{48}Ni недавно было синтезировано. Полученная нами расчетная энергия связи для этого ядра хорошо согласуется с величиной 349.0 MeV [30], полученной на основе систематики энергии связи. Как видно из табл. 2, энергии связи, вычисленные в МПТФ для ядер удаленных от линии β -стабильности, хорошо согласуются с экспериментальными значениями. Это свидетельствует о высокой точности МПТФ для расчета свойств основных состояний сферических ядер.

Таблица 2. Энергии связи, среднеквадратичные радиусы и химические потенциалы нейтроноизбыточных и нейтронодефицитных ядер

Ядро	$E_{\text{экс}}$, МэВ	E , МэВ	$\langle r_p \rangle$, Фм	$\langle r_n \rangle$, Фм	λ_n , МэВ	λ_p , МэВ
^{32}Ca	---	201.5	3.100	2.922	-22.470	-0.590
^{56}Ca	449.6	456.0	3.447	3.754	-2.440	-25.248
^{48}Ni	---	346.8	3.433	3.328	-19.707	-2.521
^{50}Ni	385.5	385.7	4.453	4.389	-17.643	-4.431
^{60}Ni	526.9	528.9	3.589	3.670	-9.991	-13.153
^{62}Ni	545.3	549.4	3.618	3.723	-8.854	-14.694
^{64}Ni	561.8	567.6	3.646	3.774	-7.825	-16.184
^{78}Ni	641.4	646.8	3.833	4.124	-2.572	-24.853
^{100}Sn	825.8	819.7	4.243	4.247	-13.372	-7.841
^{124}Sn	1049.4	1060.0	4.491	4.655	-5.702	-18.480
^{132}Sn	1102.7	1104.0	4.568	4.783	-3.981	-21.352
^{142}Sn	---	1141.3	4.658	4.968	4.964	-2.216
^{152}Sn	---	1164.6	4.746	5.098	-0.807	-27.377

На рис. 3 приведены расчеты распределения плотности для изотопов никеля. Из рисунка следует, что в объеме ядер ^{50}Ni и ^{78}Ni протонная и нейтронная плотности заметно отличаются. В поверхностном слое ядра ^{50}Ni имеется избыток протонной плотности (протонная "кожа"), а у ^{78}Ni , наоборот, нейтронная "кожа". Отметим, что в величины протонной и нейтронной плотностей в объеме ядра значительно изменяются при переходе от нейтронодефицитных изотопов к нейтроноизбыточным, при этом суммарная плотность в центре ядра практически не меняется. Для изотопов олова радиальные зависимости протонных и нейтронных плотностей приведены на рис. 4. Вид плотностей для нейтроноизбыточных и нейтронодефицитных изотопов олова такой же, как и для изотопов никеля. На рис. 3 и 4 приведены экспериментальные радиальные зависимости протонной плотности для некоторых изотопов никеля и олова. Протонные плотности рассчитанные в МПТФ хорошо согласуются с экспериментальными в объеме ядер и незначительно отличаются в поверхностной области.

В рамках МПТФ можно оценить положение линии нейтронной стабильности элементов. Химические потенциалы, рассчитанные в МПТФ, для изотопов никеля и олова плавно меняются при изменении числа нейтронов; как следует из рис. 5, число нейтронов, при котором нейтронный химический потенциал меняет знак с минуса на плюс, отвечает границе нейтронной стабильности элемента. МПТФ является макроскопическим приближением, не учитывающем оболочечную структуру ядра и эффекты спаривания, поэтому положение границы нейтронной стабильности элементов, найденное в МПТФ, носит оценочный характер. Однако полученная нами для олова расчетная величина $A = 162$ удовлетворительно согласуется с экспериментальным значением $A = 157$. Кроме того, наши кривые хорошо согласуются и с приведенными на рисунке результатами расчетов в рамках релятивистского приближения Хартри - Боголюбова (РПХБ). Для изотопов никеля расчетная величина $A = 90$, хорошо соответствует значению $A = 94$, полученному в РПХБ.

Перейдем к исследованию свойств основных состояний сверхтяжелых элементов в области возможного островка стабильности $Z = 114$, $N = 184$, а также для ядер с $Z = 164$, $N = 272, 318$. Отметим, что впервые магическое число 114 упоминалось в работах [21], а реалистические расчеты для ядер с $Z = 114$ сделаны в [22]. Используя метод оболочечных поправок, было показано, что в районе $Z = 114$, $N = 182$ находятся дважды магические ядра, имеющие сферическую или близкую к сферической форму [21].

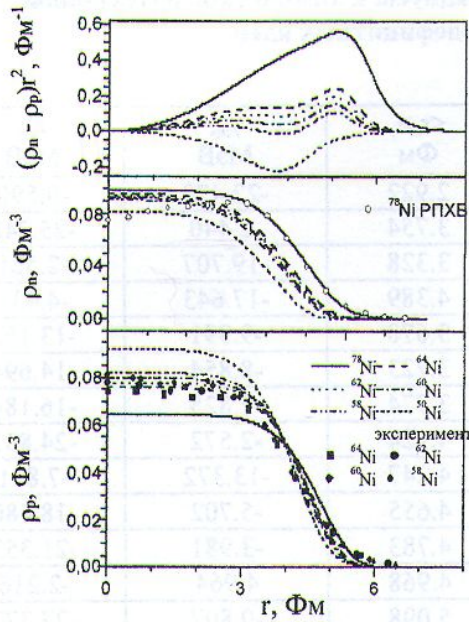


Рис. 3. Протонные $\rho_p(r)$, нейтронные $\rho_n(r)$ и $(\rho_n(r) - \rho_p(r)) \cdot r^2$ радиальные распределения плотности, рассчитанные в МПТФ, и экспериментальные протонные плотности для изотопов никеля. (Экспериментальные зарядовые плотности взяты из [24].)

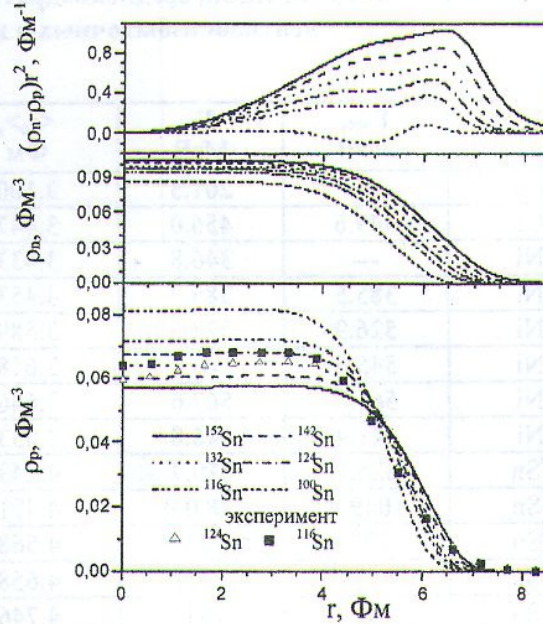


Рис. 4. Протонные $\rho_p(r)$ нейтронные $\rho_n(r)$ и $(\rho_n(r) - \rho_p(r)) \cdot r^2$ радиальные распределения плотности, рассчитанные в МПТФ, и экспериментальные протонные плотности для изотопов олова. (Экспериментальные зарядовые плотности взяты из [24].)

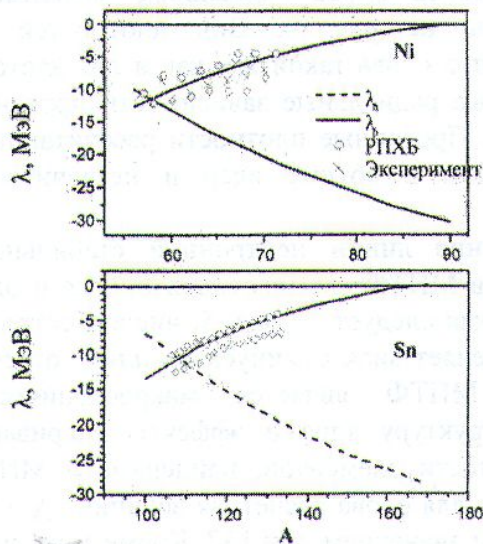


Рис. 5. Зависимость протонных и нейтронных химических потенциалов от числа нейтронов для изотопов олова. Для сравнения приведены результаты расчетов в рамках релятивистского метода Хартри – Боголюбова.

В табл. 3 приведены результаты расчетов, характеристики основных состояний сверхтяжелых элементов с использованием потенциала SkP. Результаты вычислений для потенциалов SkM*, SLy4 в пределах одного процента согласуются с приведенными в таблице. В области рассматриваемых ядер кулоновское отталкивание настолько велико, что при увеличении числа протонов при фиксированном числе нейтронов ($N = 182$) энергия связи ядер меняется незначительно. По значениям λ_n , приведенным в таблице, видно, что сверхтяжелые ядра должны быть стабильными по отношению к испусканию нейтронов. В таблице также приведены энергии связи сверхтяжелых ядер, полученные в приближении Томаса - Ферми с силами конечного радиуса действия [31]. Параметры этих сил были выбраны в [30] так, чтобы воспроизвести экспериментальные массы ядер. Как следует из табл. 3 значения энергии связи сверхтяжелых ядер, рассчитанные в

МПТФ с силами SkP, имеют несколько большую энергию связи, чем найденные в [31]. Исследование распределения плотности в сверхтяжелых ядрах представляет значительный интерес.

Таблица 3. Энергии связи, среднеквадратичные радиусы и химические потенциалы сверхтяжелых ядер, найденные в МПТФ и в приближении Томаса – Ферми [31]

Z	N	E, МэВ	E _{TF} , МэВ	$\langle r \rangle_p$, ФМ	$\langle r \rangle_n$, ФМ	λ_n , МэВ	λ_p , МэВ
114	182	2121.6	2099.8	6.006	6.536	-4.773	-16.640
118	182	2132.1	2109.9	6.040	6.176	-5.418	-15.347
120	182	2134.9	2112.7	6.061	6.210	-6.064	-13.711
126	182	2134.2	2112.3	6.107	6.209	-6.692	-11.855
126	184	2149.4	2127.5	6.119	6.225	-6.482	-13.190
164	272	2667.9	---	6.686	7.012	-4.303	-15.003
164	318	2847.6	---	7.080	7.315	-1.716	-19.907

На рис. 6 приведены протонные и нейтронные распределения плотности для ядер $^{292,300}_{120}$ и $^{482}_{168}$. Как следует из рисунка, взаимное кулоновское отталкивание протонов приводит к заметному их вытеснению на периферию ядра. Внутри ядра плотность протонов меньше, чем в средней области ядра (см. рис. 6). Определим толщину диффузного слоя t для распределения плотности как расстояние между точками, в которых плотность изменяется в пределах от 90 до 10 % от своего максимального значения. Рассчитанные в МТФ толщины диффузного слоя для легких и тяжелых ядер практически постоянны для протонной t_p , нейтронной t_n и полных плотностей t соответственно (рис. 7). Из наших расчетов следует, что $t_p < t < t_n$. При этом величины t_p , t_n и t в сверхтяжелых ядрах остаются практически такими же, как и в более легких ядрах, в отличие от работ [30, 31]. В нижней части (см. рис. 7) приведена зависимость t_p , t_n и t от числа нейтронов для изотопов олова. Из рисунка следует, что с ростом числа нейтронов толщина диффузного слоя увеличивается. При этом величина t_p практически не меняется, а рост t с увеличением числа нейтронов обусловлен ростом t_n .

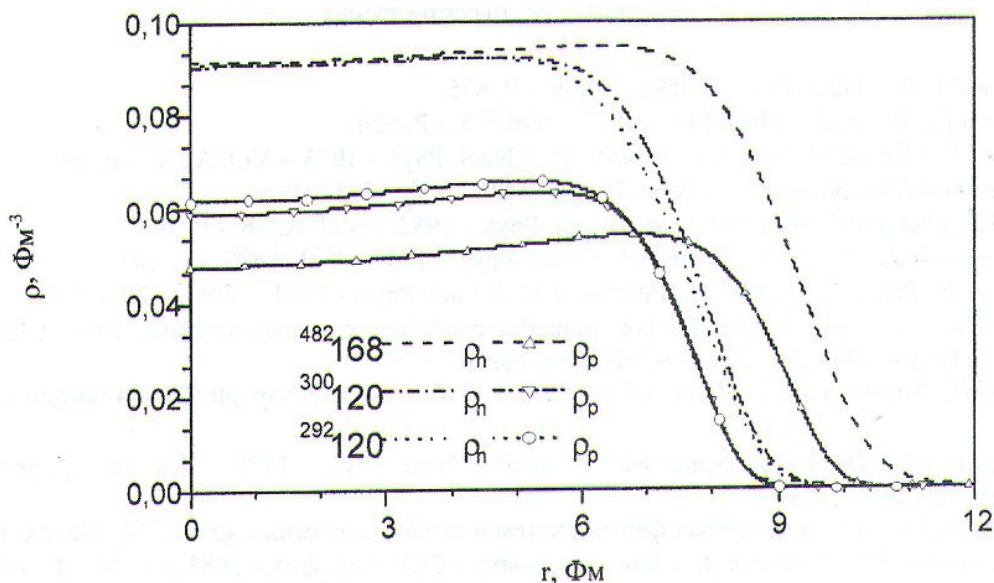


Рис. 6. Протонные и нейтронные радиальные распределения плотности, рассчитанные в МПТФ, для сверхтяжелых элементов.

Заклучение

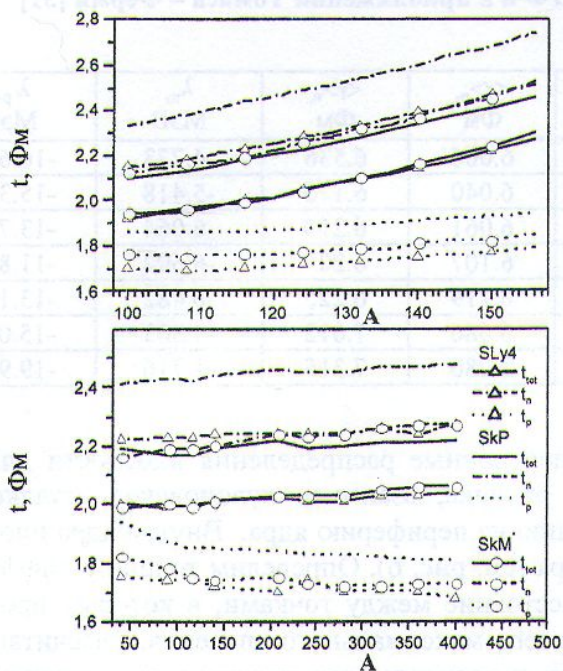


Рис. 7. Толщины диффузного слоя для изотопов олова (вверху) и сферических ядер (внизу).

толщина диффузного слоя остается такой же, как и в более легких ядрах.

В заключение авторы работы благодарят профессора Д. Вретенара за любезно предоставленные результаты численных расчетов в рамках релятивистского метода Хартри - Боголюбова.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Skyrme T.H.R. // Nucl. Phys. - 1959. - Vol. 9. - P. 635.
2. Vatherin D., Brink D. // Phys. Rev. - 1972. - Vol. C5. - P. 626.
3. Beiner M., Flocard H., Giai N.V., Quentin P. // Nucl. Phys. - 1975. - Vol. A238. - P. 29.
4. Nguyen Van Giai, Sagawa N. // Nucl. Phys. - 1980. - Vol. A371. - P. 1.
5. Bartel J., Quentin P., Brack M. et al. // Nucl. Phys. - 1982. - Vol. A386. - P. 79.
6. Dobaczewski J., Flocard H., Treiner J. // Nucl. Phys. - 1984. - Vol. A422. - P. 103.
7. Tondeur F., Brack M., Farine M., Pearson J.M. // Nucl. Phys. - 1984. - Vol. A420. - P. 297.
8. Chabanat E. // Interactions effectives pour des conditions extremes d'isospin, Univ. Claude Bernard Lyon-1, Thesi 1995, LYCEN T 9501, unpublished.
9. Барц Б.И., Болотин Ю.Л., Инотин Е.В., Гончар В.Ю. // Метод Хартри-Фока в теории ядра. - Киев, 1982.
10. Reinhard P.-G., Dean D.J., Nazarewicz W. et al. // Nucl. Phys. - 1999. - Vol. 60. - P. 564. - (LANL-Preprint nucl-th/9903037).
11. Мигдал А.Б. // Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. - М.: Наука, 1983.
12. Саперштейн Э.Е., Ходель В.А. // Изв. Акад. наук СССР. Сер. физ. - 1983. - Т. 47. - С. 907.
13. Brack M., Guet C., Nakanson H.-B. // Physics Reports. - 1985. - Vol. 123. - P. 275.
14. Brack M., Bhaduri R.K. // Semiclassical Physics. Addison-Wesley, 1997.
15. Brack M. // Rev. Mod. Phys. - 1993. - Vol. 65. - P. 677.
16. Колomieц В.М. // Приближение локальной плотности в атомной и ядерной физике. - К.: Наук. думка, 1990.

17. *Oganessian Yu. Ts. et al.* // Phys. Rev. Lett. – 1999. – Vol. 33. – P. 3154; *Ninov V. et al.* // Phys. Rev. Lett. – 1999. – Vol. 83. – P. 1104
18. *Münzenberg G.* // Rep. Prog. Phys. - 1988. - Vol. 51. - P. 57; *Hofmann S.* // Rep. Prog. Phys. 1998. - Vol. 61. - P. 373; *Flerov G.N., Zvara I., Ter-Akopyan G.M. et al.* // Sov. J. Part. Nucl. - 1991. - Vol. 22. - P. 453.
19. *Hohenberg P., Kohn W.* // Phys. Rev. B. - 1964. – Vol. 136, No. 2. - P. 864.
20. *Liviu Gr. Iharu* // Numerical Methods for differential equations and applications. - Editura Academiei, Bucuresti, Romania, 1984.
21. *Strutinsky V.M.* // Nucl. Phys. - 1967. - Vol. A95. - P. 420; *Strutinsky V.M.* // Nucl. Phys. - 1968. - Vol. A122. - P. 1; *Fink B., Mosel U.* // Memorandum Hessischer Kernphysiker. Darmstadt-Frankfurt-Marburg. 1966 [1, 10.4]; *Mosel U., Greiner W.* // Z. Phys. - 1969. - Vol. 221. - P. 261; *Mosel U., Greiner W.* // Z. Phys. - 1968. - Vol. 217. - P. 256; *Nilsson S.G. et al.* // Nucl. Phys. - 1969. - Vol. A115. - P. 545; *Nilsson S.G. et al.* // Nucl. Phys. - 1969. - Vol. A131. - P. 1.
22. *Smolanczuk R., Skalski J., Sobiczewski A.* // Phys. Rev. - 1995. - Vol. C52. - P. 1871; *Smolanczuk R.* // Phys. Rev. - 1977. - Vol. C56. - P. 812.
23. *Audi G., Bersillon O., Blachot J. et al.* // Nucl. Phys. - 1997. - Vol. A624. - P. 1.
24. *Chartier M. et al.* // Phys. Rev. Lett. - 1996. - Vol. 77. - P. 2400.
25. *Brown B.A.* // Phys. Rev. - 1998. - Vol. 58. - P. 220.
26. *De Vries H., De Jager C.W., De Vries C.* // At. Data Nucl. Data Tabl. - 1987. - Vol. 36. - P. 495.
27. *Andersson G., Larsson S.E., Leander G. et al.* // Phys. Lett. - 1976. - Vol. 65B. - P. 209.
28. *Dudek J.* // Acta Physica Polonica. - 1978. - Vol. B9. - P. 919.
29. *Audi G., Wapstra A.H.* // Nucl. Phys. – 1995. - Vol. A595. - P. 409.
30. *News in* <http://physicsweb.org>, October 1, 1999.
31. *Myers W. D., Swiatecki W.J.* // Phys. Rev. - 1998. - Vol. C58. - P. 3368; 1999. - Vol. C60. - P. 054313.

ВЛАСТИВОСТІ ОСНОВНИХ СТАНІВ СФЕРИЧНИХ ЯДЕР У РАМКАХ МОДИФІКОВАНОГО НАБЛИЖЕННЯ ТОМАСА - ФЕРМІ

В. Ю. Денисов, В. О. Нестеров

У модифікованому наближенні Томаса - Фермі із силами Скірма досліджено властивості основних станів сферичних ядер. Показано, що енергії зв'язку, середньоквадратичні радіуси та розподіл густини для ядер, що лежать поблизу лінії β -стабільності, добре узгоджуються з експериментальними даними. Обчислено також енергії зв'язку, середньоквадратичні радіуси та розподіли густини для ядер, розташованих далеко від лінії стабільності, а також для надважких елементів. Визначено товщини дифузного шару ядра для протонного, нейтронного та нуклонного розподілів густини.

PROPERTIES OF THE GROUNDSTATES OF SPHERICAL ATOMIC NUCLEI IN THE FRAMEWORKS OF THE EXTENDED TOMAS - FERMI METHOD

V. Ju. Denisov, V. A. Nesterov

The characteristics of the groundstates of spherical nuclei has been studied in the frameworks of the extended Tomas - Fermi method. It has been shown that binding energy, rootmeansquare radii and nucleon densities for the β -stable nuclei are in a good agreement with the experimental results. The binding energy, rootmeansquare radii and nucleon densities for the nuclei far from the β -stability line has been calculated as well as for superheavy nuclei. The thickness of the diffusion area for proton, neutron and nucleon density distribution have been calculated also.