

# ПРЕДСКАЗАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ИЗОТОПОВ 102-106 ЭЛЕМЕНТОВ НА ОСНОВЕ МАССОВЫХ СООТНОШЕНИЙ

М.В. Симонов<sup>1</sup>, Е.В. Владимировна<sup>1</sup>, Т.Ю. Третьякова<sup>2</sup>

<sup>1</sup> *Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет;*

<sup>2</sup> *Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова*

E-mail: simonov.mv16@physics.msu.ru

## Введение.

Вторая половина XX века и начало XXI столетия отмечены большими успехами в области синтеза тяжелых ядер: был открыт 21 элемент, в том числе фермий Fm ( $Z = 100$ ) и следующие за ним сверхтяжелые ( $Z > 100$ ) изотопы элементов 101-118 [1]. Открытие новых членов цепочек нуклидов, исследование их свойств и продвижение в область еще более тяжелых ядер – задача современной науки.

Большинство сверхтяжелых ядер испытывают  $\alpha$ -распад, поэтому методы регистрации синтезированных изотопов строятся на детектировании продуктов распада. Значит, актуальной задачей является расчет характеристик реакции, в частности периода полураспада и энергии вылетающих  $\alpha$ -частиц.

## Метод расчета.

В настоящей работе для вычисления массы (или энергии связи) ядер используется феноменологический подход, основанный на массовых соотношениях. Метод основан на установлении численных корреляций между массами близлежащих на  $NZ$ -диаграмме нуклидов. Точность подобных методов (соотношения Гарви-Келсона; экстраполяция Audi, Wapstra) сопоставима с теоретическими расчетами как в макроскопических, так и в макро-микроскопических моделях (HFBCS, HFB, FRDM и др.) [2].

В работе [3] было предложено использовать массовое соотношение для протон-нейтронного взаимодействия ( $pn$ -взаимодействие), определяемое через энергию отделения  $S$  и энергию связи  $B$ :

$$\Delta_{pn} = S_p(Z, N) - S_n(Z, N-1) = [B(Z, N) - B(Z, N-1)] - [B(Z-1, N) - B(Z-1, N-1)] \quad (1)$$

Данная величина при  $Z > 60$  является относительно гладкой и может быть аппроксимирована с введением поправки на оболочечные эффекты [4]:

$$-\delta V_{pn}^{calc}(Z, N) = -\overline{\delta V_{pn}(A)} + \Delta_{sh}(Z, N), \quad (2)$$

где  $\delta V_{pn}^{calc}(Z, N)$  – вычисляемое значение взаимодействия,  $\overline{\delta V_{pn}(A)}$  – аппроксимированное на основе экспериментальных данных значение,  $\Delta_{sh}(Z, N)$  – оболочечная поправка. Аппроксимация [4] может быть задана в области  $Z > 92$  следующим выражением:

$$\overline{\delta V_{pn}(A)} = \begin{cases} 74 \text{ кэВ,} & \text{для нечетных } A \\ 74 + \frac{69861}{A} \text{ кэВ,} & \text{для четных } A \end{cases}$$

Оболочечная поправка вводится так:

$$\Delta_{sh}(Z, N) = a + 2b \cdot |\Omega_N(N_p - \Omega_Z) - \Omega_Z(N_n - \Omega_N)|,$$

где параметры  $a$  и  $b$ , равные 44,67 и  $-0,1697$  для четных  $A$  и  $-11,25$  и  $0,0499$  для нечетных  $A$ , определяются методом аппроксимации и связаны с заполнением оболочек в ядре, разность под модулем зависит от порядка заполнения подоболочек, от спина ядра. В нашей работе мы отказались от спинового члена поправки с параметром  $b$ , поскольку вклад его очень мал ( $\sim 0,3$  кэВ/нуклон) и порядок заполнения для сверхтяжелых элементов точно неизвестен; расчет со спиновым членом хуже сходится с экспериментом, чем без него.

Из формулы 1 следует, что есть 4 способа вычислить энергию связи нуклида, например:

$$B_{pred}(Z, N) = B(Z, N-1) + B(Z-1, N) - B(Z-1, N-1) + \delta V_{pn}^{cal}(Z, N) \quad (3)$$

Применяя формулу 3, можно шаг за шагом вычислять энергию связи изотопов на  $NZ$ -диаграмме и таким образом двигаться вглубь области сверхтяжелых ядер и заполнять пустые ячейки изотопических цепочек, что и было сделано в данной работе для элементов 102-106.

Далее рассчитывалась энергия  $\alpha$ -распада, и по формуле Вайолы-Сиборга [5] оценивался период полураспада по  $\alpha$ -каналу:

$$\lg T_\alpha = \frac{(cZ + d)}{\sqrt{Q}} + (fZ + e) + h_{log}, \quad (4)$$

где  $c = 1,64062$ ,  $d = -8,54399$ ,  $f = -0,19430$  и  $e = -33,9054$ ; значения параметров взяты из работы [6]. Фактор  $h_{log}$  равен 0, 0,8937, 0,5720 и 0,9380 для четно-четных, четно-нечетных (четных по  $Z$ ), нечетно-четных и нечетно-нечетных ядер соответственно.

Все вычисления производились на основе экспериментальных данных из AME16 (Atomic Mass Evaluation 2016, [7]) по модели [4]; источник для периода полураспада по  $\alpha$ -каналу – база данных NNDC BNL [8].

Погрешность метода оценивалась на ядрах с массовыми числами  $A = 230-258$  ( $Z=94-98$ ,  $N=146-150$ ) и составляет до 0,8 кэВ/нуклон или 200 кэВ для энергии связи (рис. 1). На рис. 2 демонстрируется поведение формулы при увеличении числа шагов: наибольшее отклонение достигается при 2-3 применениях, затем погрешность остается примерно постоянной.

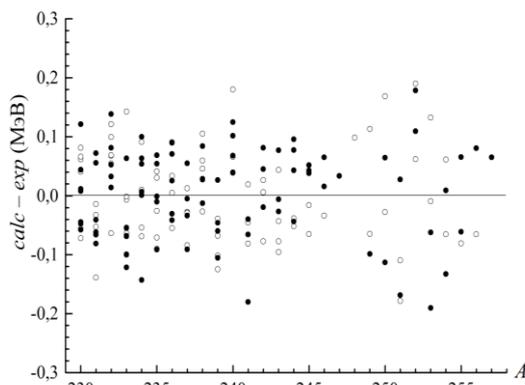


Рисунок 1. Отклонение расчетной энергии связи от экспериментальных данных

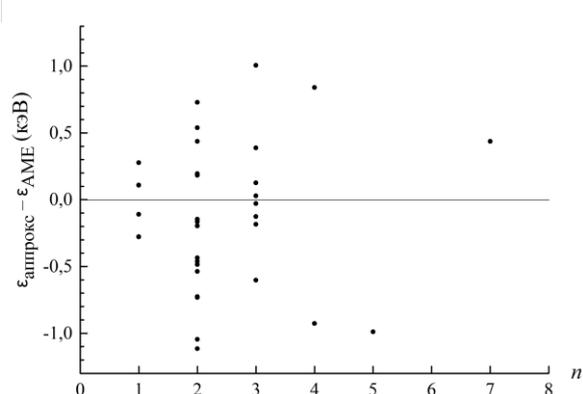


Рисунок 2. Зависимость отклонения расчетной энергии связи от количества применений формулы

## Результаты.

Для элементов с  $Z = 102-106$  вычислены значения удельных энергий связи. Результаты расчетов приведены в сравнении с экспериментальными данными на рис. 3. Для дочернего и материнского ядра по данным аппроксимации была рассчитана энергия  $\alpha$ -распада и сделана оценка периода полураспада с использованием формулы Вайолы-Сиборга. Результаты расчетов приведены на рис. 4 и 5.

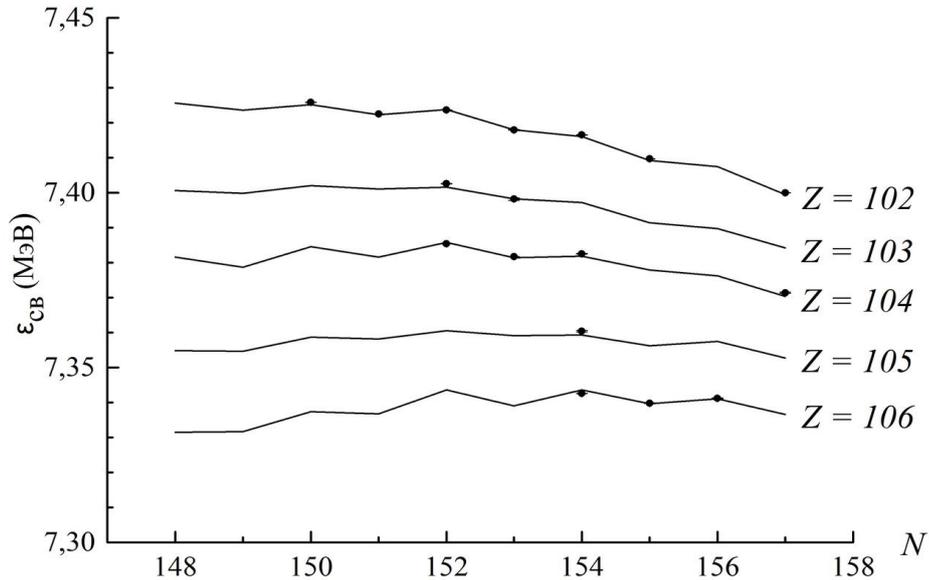


Рисунок 3. Сравнение расчетных значений (линии) удельной энергии связи с экспериментом (точки)

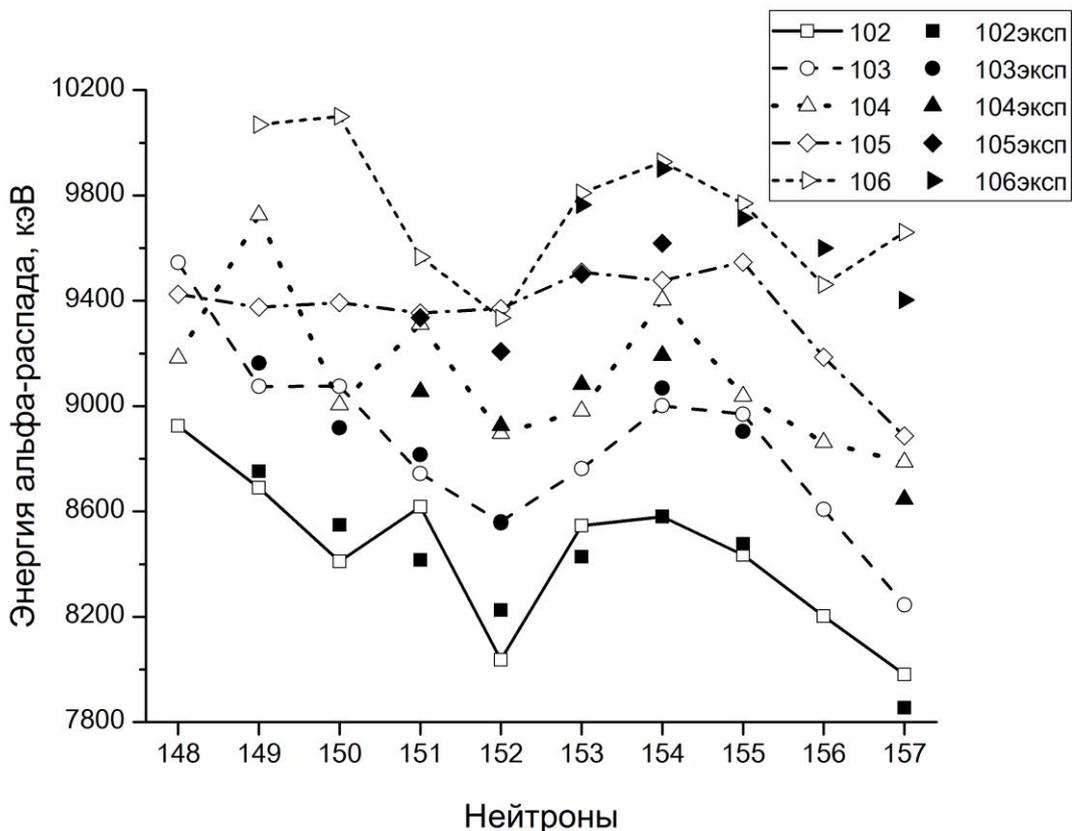


Рисунок 4. Сравнение расчетных значений (пустые точки) энергии  $\alpha$ -распада с экспериментом (закрашенные точки)

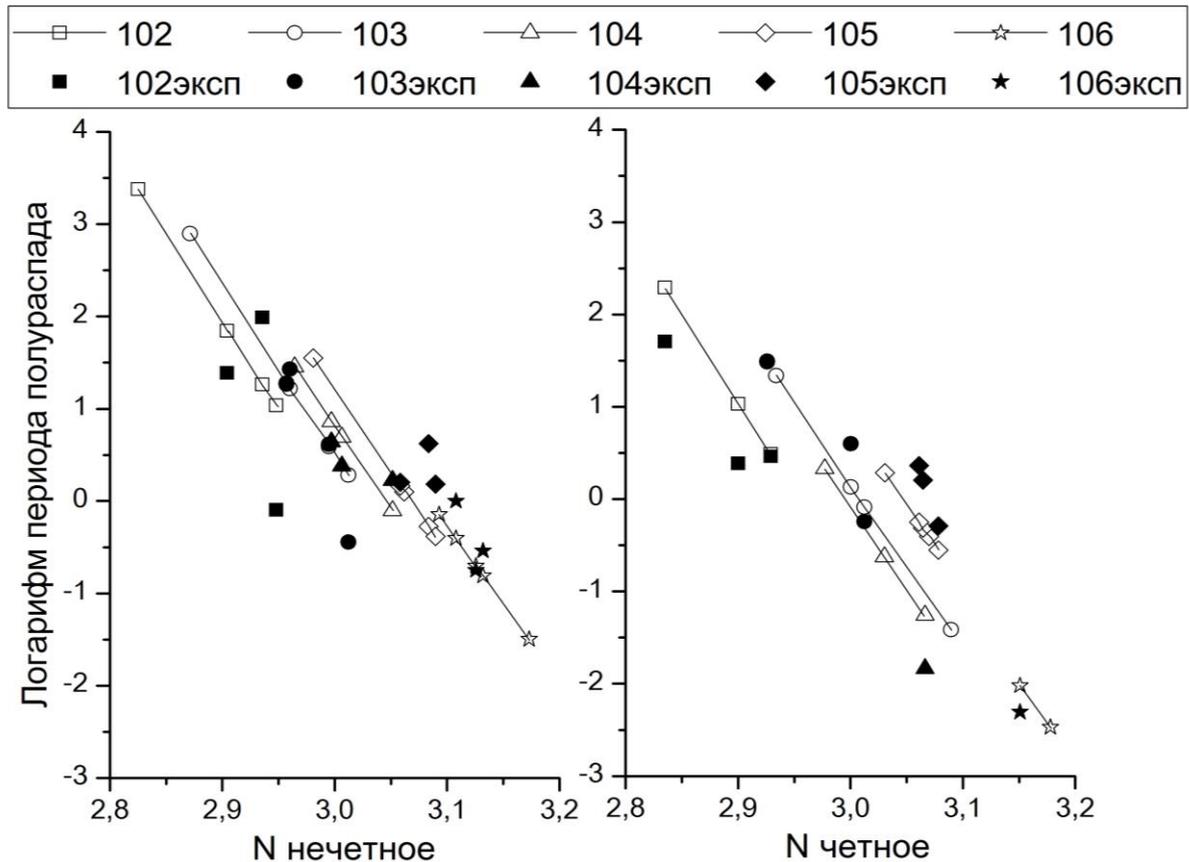


Рисунок 5. Сравнение расчетных значений (пустые точки) периода полураспада с экспериментом (закрашенные точки)

Как видно из рисунка 3, метод дает хорошие оценки для энергии связи сверхтяжелых нуклидов. Энергия распада (рис. 4) вычисляется с большей ошибкой: используются 2 расчетных значения. На рис. 5 представлены зависимости логарифма периода полураспада от корня из энергии  $\alpha$ -распада. Четные и нечетные по  $N$  ядра приводятся отдельно, исходя из близости значений фактора  $h_{log}$  для этих ядер в формуле (4); показаны те изотопы, у которых доля  $\alpha$ -канала в распаде больше 50%. Период полураспада вычисляется наименее точно, поскольку используется приближенная формула Вайолы-Сиборга. Кроме того, многие сверхтяжелые ядра имеют свойство спонтанно делиться, поэтому сравнение периода полураспада с экспериментальными данными производить трудно.

Таблица 1. В таблице представлены расчеты энергии и периода полураспада по  $\alpha$ -каналу. Для сравнения приводятся данные: для энергии распада - из работы [4], FRDM(2012) [9], эксперимент - AME16 [7] (знаком '#' помечены данные аппроксимации); для периода полураспада – экспериментальные данные из базы NNDC [8] (знаком '\*' обозначены ядра, для которых доля распада по  $\alpha$ -каналу меньше 50%).

Изотоп	$Q_\alpha$ , МэВ	$Q_\alpha$ [4], МэВ	$Q_\alpha$ exp[7]	$Q_\alpha$ FRDM[9]	$T_\alpha$ , с	$T_\alpha$ exp[8]
No <sub>148</sub>	8,92	8,92	#8,95	8,88	0,57	*
No <sub>149</sub>	8,69	-	8,752	8,62	2,82	0,8
No <sub>150</sub>	8,41	8,7	8,549	8,36	2,81	2,44
No <sub>151</sub>	8,62	8,57	8,415	8,2	3,54	97,2

No <sub>152</sub>	8,04	8,41	8,226	8,15	9,89	51
No <sub>153</sub>	8,55	8,24	8,428	8,49	4,43	*
No <sub>154</sub>	8,58	8,41	8,582	8,52	1,63	2,91
No <sub>155</sub>	8,43	8,59	8,477	8,33	6,34	24,5
No <sub>156</sub>	8,20	8,44	#8,15	8,2	5,61	*
No <sub>157</sub>	7,98	-	7,854	7,76	29,36	4500
Lr <sub>148</sub>	9,54	9,18	#9,367	9,16	0,24	-
Lr <sub>149</sub>	9,07	9,1	9,164	8,94	1,32	0,36
Lr <sub>150</sub>	9,08	8,89	8,918	8,67	0,92	0,57
Lr <sub>151</sub>	8,74	8,83	8,816	8,54	3,59	18,4
Lr <sub>152</sub>	8,56	-	8,556	8,49	4,43	31,1
Lr <sub>153</sub>	8,76	-	#8,811	8,8	3,38	27
Lr <sub>154</sub>	9,00	9,02	9,068	8,82	1,14	4
Lr <sub>155</sub>	8,97	8,62	8,904	8,64	1,80	4,1
Lr <sub>156</sub>	8,61	9,18	#8,584	8,49	3,82	6,2
Lr <sub>157</sub>	8,24	-	#8,396	8,08	18,08	180
Rf <sub>148</sub>	9,18	-	-	9,6	0,53	-
Rf <sub>149</sub>	9,73	9,3	#9,35	9,39	0,29	*
Rf <sub>150</sub>	9,01	9,15	#9,21	9,12	0,90	*
Rf <sub>151</sub>	9,31	9,08	9,055	8,97	0,90	*
Rf <sub>152</sub>	8,90	8,98	8,926	8,96	1,26	*
Rf <sub>153</sub>	8,98	9,08	9,083	9,2	2,37	4,4
Rf <sub>154</sub>	9,40	9,21	9,193	9,27	0,28	*
Rf <sub>155</sub>	9,04	-	#9,13	9,05	2,00	2,4
Rf <sub>156</sub>	8,86	-	#8,9	8,87	1,39	*
Rf <sub>157</sub>	8,79	-	8,646	8,48	4,29	68
Db <sub>148</sub>	9,42	-	-	9,88	0,67	-
Db <sub>149</sub>	9,38	-	-	9,69	1,11	-
Db <sub>150</sub>	9,39	9,81	#9,44	9,39	0,73	1,6
Db <sub>151</sub>	9,35	9,76	9,336	9,28	1,18	1,6
Db <sub>152</sub>	9,37	9,51	9,207	9,26	0,78	2,3
Db <sub>153</sub>	9,51	9,45	9,501	9,5	0,76	4,2
Db <sub>154</sub>	9,48	9,67	9,619	9,58	0,58	0,51
Db <sub>155</sub>	9,55	9,14	#9,501	9,33	0,68	1,52
Db <sub>156</sub>	9,19	9,05	#9,218	9,2	1,33	1,8
Db <sub>157</sub>	8,89	9,14	#9,046	8,84	4,72	35
Sg <sub>149</sub>	10,07	-	-	9,98	0,22	-
Sg <sub>150</sub>	10,10	10,28	-	9,68	0,08	-
Sg <sub>151</sub>	9,57	10,15	-	9,53	0,87	-
Sg <sub>152</sub>	9,33	9,74	#9,62	9,56	0,69	*
Sg <sub>153</sub>	9,81	9,79	9,765	9,79	0,44	0,29
Sg <sub>154</sub>	9,93	9,81	9,901	9,88	0,13	$4,95 \cdot 10^{-3}$
Sg <sub>155</sub>	9,77	9,77	9,714	9,72	0,50	0,178
Sg <sub>156</sub>	9,46	-	9,6	9,55	0,48	*
Sg <sub>157</sub>	9,66	9,75	9,403	9,18	0,67	1

В таблице 1 представлены расчеты энергии и периода полураспада по  $\alpha$ -каналу для 9-10 изотопов 5 сверхтяжелых элементов. Для сравнения приводятся данные эксперимента [7], данные работы [4], где был предложен используемый метод, и результаты расчетов по макро-микроскопической

модели FRDM [9]. Стандартное отклонение в МэВ на исследуемом массиве ядер составляет: для полученных результатов – 0,1278, для работы [4] – 0,2093, для модели FRDM – 0,1443, что говорит о хорошей точности метода, об оправданности отказа от спинового члена оболочечной поправки по сравнению с работой [4].

### **Вывод.**

В нашей работе с помощью метода массовых соотношений были получены оценки для характеристик изотопов сверхтяжелых элементов. Изложенный метод тестировался на новых данных AME16 [7]; сделаны предсказания для неизвестных ядер.

Поскольку метод работает достаточно точно, то оправданно его дальнейшее применение. Способы расчета можно видоизменять, рассматривая другие массовые соотношения, позволяя получать важные для проведения эксперимента и теоретических исследований характеристики нуклидов и ядерных реакций, продвигаться вглубь области сверхтяжелых ядер и других районов карты изотопов.

1. Б.С. Ишханов, Т.Ю. Третьякова. Путь к сверхтяжелым элементам // Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия. 2017. N3.
2. D. Lunney, J. M. Pearson, C. Thibault. Recent trends in the determination of nuclear masses // Reviews Of Modern Physics 2003. Vol.75, N3, p. 1021-1082.
3. Jänecke, J., and P. J. Masson, 1988, At. Data Nucl. Data Tables 39, 265.
4. H. Jiang, G. J. Fu, B. Sun, M. Liu, N. Wang, M. Wang, Y. G. Ma, C. J. Lin, Y. M. Zhao, Y. H. Zhang, Zhongzhou Ren, and A. Arima. Predictions of unknown masses and their applications // Phys. Rev. 2012. C 85, 054303.
5. V. E. Viola and G. T. Seaborg, J. Inorg. Nucl. Chem. 28, 741 (1966)
6. T. K. Dong and Z. Z. Ren, Eur. Phys. J. A 26, 69 (2005).
7. Meng Wang, G. Audi, F.G. Kondev, W.J. Huang, S. Naimi, Xing Xu. The Ame2016 atomic mass evaluation // Chinese Physics 2017. C 41, Sg. 3, 030003.
8. <https://www.nndc.bnl.gov/chart/>
9. P.Möller, A.J.Sierka, T.Ichikawa, H.Sagawa. Nuclear ground-state masses and deformations: FRDM(2012) // Atomic Data and Nuclear Data Tables 2016. Vol. 109–110, p. 1-204.

В работе проведена оценка энергии связи сверхтяжелых элементов  $Z=102-106$  с использованием феноменологического подхода, основанного на разностях масс атомных ядер. В расчетах используется соотношение для протон-нейтронного взаимодействия и его аппроксимация для области сверхтяжелых элементов. Получены характеристики  $\alpha$ -распада как основного канала распада изотопов в данной области, по которому производится их идентификация. Расчеты проведены на последнем варианте базы экспериментальных данных AME2016. В работе обсуждается влияние оболочечных эффектов, проводится сравнение с результатами, полученными в других теоретических подходах.