

УДК 539.141

Ядерные силы как проявление электростатического взаимодействия нуклонов

Л. А. Похмельных

Компания "ЭЛАТ", Мехико, Мексика

Ю. Л. Парфенова

НИИ ядерной физики МГУ, Москва, Россия

Показано, что устойчивость ядер может обеспечиваться ион-мультипольными и мультиполь-мультипольными электростатическими взаимодействиями протонов и поляризованных нейтронов. На гипотезе взаимодействий построена модель, в которой ядра представляют собой ассоциации α -частиц, соединённых между собой непосредственно или через более легкие ядра. На основе модели рассчитаны минимальные энергии отрыва нейтрона от нуклидов с $Z \leq 12$. Расчетные значения согласуются с опытными, что свидетельствует о близости предполагаемых конструкций ядер к реализующимся и о возможности использования модели для оценки этого параметра, а также энергетического баланса в ядерных реакциях в произвольном нуклиде.

Распространено утверждение, что ядерные силы являются особыми, не сводящимися ни к одному из известных в классической физике типу взаимодействий [1]. Основным аргументом этого считается факт короткодействия ядерных сил. В качестве дополнительного используется мнение о независимости ядерных сил между нуклонами от наличия у них зарядов.

При оценке утверждения следует учитывать, что оно не согласуется с приоритетной целью теоретической физики — объединения в будущем всех силовых полей в единое, проявляющееся в том или ином качестве в зависимости от конкретной ситуации. Ввиду этого утверждение, по-видимому, должно восприниматься лишь как отражение современного состояния проблемы стабильности ядер.

В работе [2] показано, что для объединения электростатического и гравитационного полей в одно общее достаточно устранить давно существующее несоответствие между аналитической записью закона электростатического взаимодействия, предложенной Ш. Кулоном, и современным представлением о взаимодействии элементарных частиц через их поля. Аналогично этому нет оснований исключать, что наши представления о взаимодействиях элементарных частиц на ядерных расстояниях также содержат погрешности, затрудняющие рассмотрение ядерных сил как проявление электрических.

В данной работе показано, что при некоторых предположениях, не противоречащих имеющимся экспериментальным данным, оказывается возможным построение модели устойчивого атомного ядра с использованием понятия только электростатического взаимодействия нуклонов.

Исходные представления

Для построения модели устойчивого ядра на основе электростатического взаимодействия составляющих его нуклонов достаточно принять во внимание следующее:

1. Характеристики нейтрона и схема его распада позволяют в первом приближении рассматривать эту частицу в зарядовом отношении как суперпозицию протона и электрона. Обычно нейтрон представляется как недеформируемый шар. С учетом этого нейтрон можно представить как протон, заключенный снаружи в отрицательно заряженную сферическую электронную оболочку (рис. 1, а). Последняя может быть образована электроном, вращающимся на близкой к протону орбите. Нет оснований также исключать, что аналогичные представления об электроном шаре могут не отвечать действительности и что его лучше рассматривать как каплю жидкости, которая в определенных условиях способна деформироваться, в частности, превращаться в нейтроне во вращающуюся или неподвижную оболочку, обволакивающую протон.

2. При выводе аналитического выражения для расчета ионизационных потенциалов элементов [3] возникает необходимость принятия суммы масс двух близких к ядрам электронов, равной $2,48 \pm 0,05$ классических электронных масс m_e , ввиду этого известная разность масс нейтрона и протона, равная $2,53 m_e$, может свидетельствовать о том, что нейтрон представляет собой систему из протона и двух электронов.

3. С учетом п. 1 и 2 нейтрон при сближении с заряженной частицей, в частности с протоном, может терять точечную симметрию и поляризоваться, становясь электрическим диполем (см. рис. 1, б). В поляризованном состоянии нейтрон способен образовывать устойчивую диполь-ионную связь с протоном или ядром.

4. Ввиду п. 2 сближение нейтрона с двумя положительно заряженными частицами, в частности с протонами, может приводить к его симметричной поляризации и к образованию мультиполь-ионной устойчивой связи с обеими частицами (см. рис. 1, в).

5. Представление об элементарных частицах как источниках электростатических полей и как объектах воздействия внешних полей при их взаимодействии [2] допускает существование электростатического поля у нейтрона. В логике этого представления при сближении двух нейтронов между собой возможна их поляризация противоположной направленности с образованием устойчивой системы из двух нейтронов типа изображенной на рис. 1, г. Образование связанной нейтронной пары из противоположно поляризованных нейтронов возможно при условии превышения удвоенной энергии связи протона с электроном W_{pe} над суммой энергий протон-протонного W_{pp} и электрон-электронного W_{ee} отталкивания

$$|2W_{pe}| > W_{pp} + W_{ee} .$$

6. В работе [3] показано, что энергия связи любого электрона атомной оболочки с ядром пропорциональна квадрату номера элемента Z , т. е. классической потенциальной энергии связи, умноженной на Z . Логично предположить, что эта закономерность атомного масштаба работает и на ядерных расстояниях.

Можно убедиться, что в случае поляризации нейтрона в поле протона силовое взаимодействие двух частиц ограничивается достаточно коротким расстоянием.

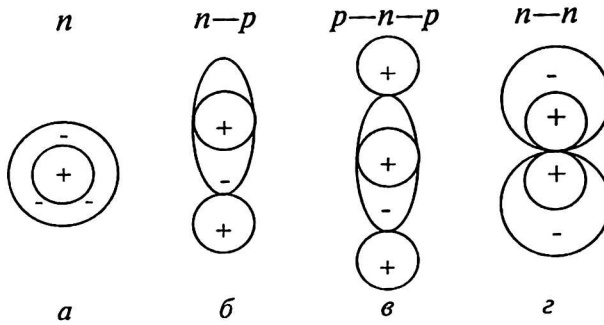


Рис. 1. Предполагаемые относительные расположения и формы электрона и протона в нейтроне при различных внешних условиях: а — вдали от источников внешних полей; б — при контакте нейтрона с протоном; в — при контакте нейтрона с двумя протонами; г — при контакте с другим нейтроном

Примем, что величина индуцированного диполя нейтрона пропорциональна напряженности внешнего поля. В этом случае при приближении протона, имеющего электрическое поле E_p , к нейтрону у последнего возникает диполь

$$D_n = e \Delta r = (4\pi\epsilon\epsilon_0) k E_p,$$

где k — некоторый коэффициент с размерностью куба расстояния;

e — элементарный заряд;

Δr — расстояние между центрами зарядов диполя.

Учитывая, что

$$E_p = (4\pi\epsilon\epsilon_0)^{-1} e_p r^{-2},$$

где r — расстояние между центрами протона и нейтрона, можно заключить, что его силовое взаимодействие с индуцированным диполем нейтрона будет

$$F_{pn} = -2 D_n E_p r^{-1} = -2 (4\pi\epsilon\epsilon_0)^{-1} k e_p^2 r^{-5}.$$

Обратная зависимость силы от расстояния в пятой степени достаточно хорошо отвечает представлению об ее радиальном короткодействии. Энергия связи протона с нейтроном, соответствующая этой зависимости, равна

$$W_{pn} = \int_{r_0}^{\infty} F_{pn} dr = \frac{1}{2} (4\pi\epsilon\epsilon_0)^{-1} k e_p^2 r_0^{-4},$$

где r_0 — расстояние между центрами протона и нейтрона в устойчивом равновесии.

Радиальную зависимость силового взаимодействия двух нейтронов, поляризующихся при сближении, можно представить в виде

$$F_{nn} = -2E_n D_n r^{-1} - 2E_i D_n r^{-1}, \quad (1)$$

где E_n — напряженность некоторого точечно-симметричного электрического поля одного взаимодействующего нейтрона в точке расположения второго;

E_i — напряженность поля индуцированного диполя одного нейтрона в точке расположения другого.

Учитывая, что в данной ситуации E_n всегда больше E_i , и предполагая, что Δr диполя значительно меньше расстояния между центрами двух частиц r_0 , вторым членом в правой части выражения (1) можно пренебречь и считать,

что поляризация протона происходит под действием только электрического поля E_n другого поляризующегося нейтрона. Выражая поле нейтрона E_n через поле протона

$$E_n = KE_p, \quad (2)$$

где K — безразмерный коэффициент, меньший единицы, выражение (1) можно переписать в виде

$$F_{nn} = -2 (4\pi\epsilon_0)^{-1} kK e_p^2 r^{-5}. \quad (3)$$

Зависимость (3) позволяет считать, что возможное нейтрон-нейтронное электростатическое взаимодействие также имеет радиально короткодействующий характер.

Ввиду отсутствия надежных экспериментальных данных о расстояниях в ядрах между нуклонами в равновесии здесь и ниже при расчетах будет принято, что расстояние между двумя любыми нуклонами при контакте равно некоторому постоянному значению r_0 .

С учетом постулатов п. 1—6 суммы энергий связи нуклонов в самых простых устойчивых ядрах ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$, а также у спаренных нейтронов 2n могут быть выражены аналитически.

Дейтон ${}^2\text{H}$. $Z_{\text{H}2} = 1$. Суммарная энергия связей частицы $W_{\text{H}2}$ тождественно равна энергии связи протона с нейтроном W_{pn} . С учетом п. 6 имеем

$$W_{\text{H}2} = Z_{\text{H}2} W_{pn} = W_{pn}. \quad (4)$$

Расположение нуклонов схематически изображено на рис. 2, а.

Ядро трития ${}^3\text{H}$. $Z_{\text{H}3} = 1$. Ввиду предполагаемого притягивающего характера взаимодействия нейтронов в ядре трития их следует представить контактирующими между собой (см. рис. 2, б). Соответственно этому суммарная энергия связей ядра $W_{\text{H}3}$ складывается из энергии связи протона с двумя нейтронами и двух нейтронов между собой

$$W_{\text{H}3} = Z_{\text{T}} (2W_{pn} + W_{nn}) = (2W_{pn} + W_{nn}). \quad (5)$$

Спаренные нейтроны 2n . Энергия связи между двумя нейтронами может быть определена из (5) как разность суммарной энергии связи ядра трития и удвоенной энергии связи нуклонов в дейтоне

$$W_{nn} = W_{\text{H}3} - 2W_{pn}. \quad (6)$$

Ядро ${}^3\text{He}$. $Z_{\text{He}3} = 2$. Суммарная энергия связей $W_{\text{He}3}$ складывается из энергии связи нейтрона с двумя протонами и энергии отталкивания протонов W_{pp} . Учитывая отталкивание между протонами, их следует представить по разные стороны от нейтрона, т. е. на расстоянии $2r_0$ (см. рис. 2, в):

$$W_{\text{He}3} = Z_{\text{He}3} (2W_{pn} - W_{pp}) = 2 (2W_{pn} - \frac{1}{2} W_{ppo}), \quad (7)$$

где W_{ppo} — потенциальная энергия электростатического отталкивания протонов при контакте, т. е. находящихся на расстоянии r_0 .

Ядро ${}^4\text{He}$. (α -частица) $Z_{\text{He}4} = 2$. Расположение нуклонов, соответствующее минимуму потенциальной энергии в α -частице, представлено на рис. 2, г: протоны находятся на максимально возможном удалении друг от друга без потери контакта с обоими нейтронами, в то время как нейтроны контактируют между собой и с протонами ядра. Суммарная энергия связей ядра

$$W_{\text{He}4} \equiv W_{\alpha} = Z_{\alpha} (4W_{pn} + W_{nn} - W_{pp}). \quad (8)$$

Учитывая расположение протонов, расстояние между ними в α -частице

$$r_{pp} (^4\text{He}) = \sqrt{3} r_0,$$

а потенциальная энергия их электростатического отталкивания

$$W_{pp} (^4\text{He}) = (\sqrt{3})^{-1} W_{ppo}. \quad (9)$$

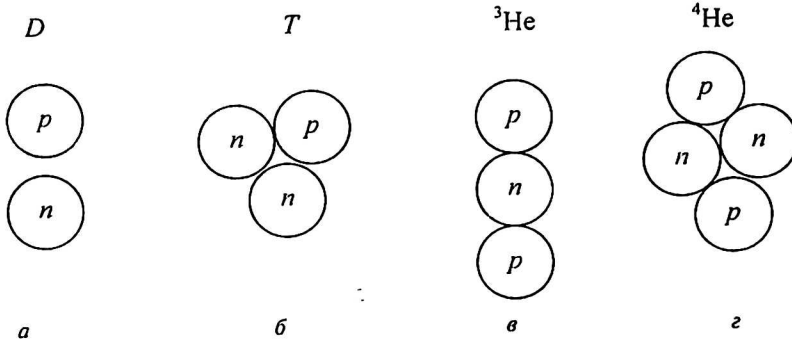


Рис. 2. Предполагаемое взаимное положение нуклонов в легких ядрах:
а — ^2H ; б — ^3H ; в — ^3He ; г — ^4He

В ряду ядер ^2H , ^3H , ^3He , ^4He минимальная энергия отрыва нейтрона расчит, что позволяет считать, что при поступлении в ядро извне энергии возбуждаются все нуклоны, и минимальная энергия, затрачиваемая на отрыв одного из них, приблизительно равна суммарной энергии связей всех нуклонов. На этом основании в выполненных ниже расчетах для α -частицы и более легких ядер минимальная энергия отрыва нейтрона W_n приравняется к суммарной энергии связей нуклонов.

Количественные построения ядер до ^4He

Расчеты суммарной энергии связей в ядрах до ^4He на основе изложенных представлений и измеренные значения W_n для ядер легких элементов из источников [6—10] приведены в таблице.

№ п/п ядра	Атомный номер ядра Z	Массовое число A	Кластерный состав ядра	Возб. кластер при отрыве нейтрона	Компоненты энергии отрыва нейтрона	Энергия отталкивания, W_{pp} (в W_{ppo})	W_n (расчет), МэВ	W_n (опыт), МэВ	Примечания
1	0, n	2	$2n$	$2n$	W_{nn}		1,808	-	
2	1, H	2	$p + n$	D	W_{pn}		2,224*	2,224	
3	1	3	$p + 2n$	T	$2W_{nn} + W_{nn}$		6,257*	6,257	
4	2, He	3	$2p + n$	^3He	$W_T = 2W_{nn} - W_{pp}$		7,718*	7,718	
5	2	4	α	α	W_α		20,05	20,577	
6	2	5	$\alpha + n$	n	W_{nn}	—	-	-0,956	
7	2	6	$\alpha + 2n$	$2n$	$2W_{nn}$	—	3,62	1,867	
8	3, Li	6	$\alpha + D$	D	$2W_{nn} + W_D - W_{pp}$	1	5,5	5,665	D конт. н. с 2-мя p
9	3		$\alpha + T$	T	$W_T + W_{pn} - W_{pp}$	1	7,30	7,249	T связан pp-связью
10	3		$\alpha + T + n$	n	W_{nn}	—	2,24	2,033	
11	3		$\alpha + T + 2n$	$2n$	$W_{pn} + W_{nn}$	—	4,02	4,063	
12	3		$\alpha + T + 2n + n$	n	W_{nn}	—	1,81	0,321	

Продолжение таблицы

№ п/п ядра	Атомный номер ядра Z	Массовое число A	Кластерный состав ядра	Возб. кластер при отрыве нейтрона	Компоненты энергии отрыва нейтрона	Энергия отталкивания, W_{pp} (в W_{nn0})	W_n (расчет), МэВ	W_n (опыт), МэВ	Примечания
13	4, Be	7	$\alpha + {}^3\text{He}$	${}^3\text{He}$	$W_{\text{He3}} + 2W_{pn} - W_{pp}$	2	9,8	10,676	${}^3\text{He}$ конт. одним p с α
14	4	8	2α	α	$W_\alpha + W_{nn} - W_{pp}$	1,4	18,8	18,896	α связаны nn-связью
15	4	9	$2\alpha + n$	n	W_{nn}	—	1,8	1,665	
16	4	10	$2\alpha + {}^2n$	2n	$2W_{pn} + W_{nn}$	—	6,26	6,812	
17	4	11	$2\alpha + {}^2n + n$	n	W_{nn}	—	1,8	0,504	
18	5, B	9	$2\alpha + p$	α	$W + W_{nn} - W_{pp}$	5	18,70	18,575	Треугольник из α -ч. и p
19	5	10	$2\alpha + D$	D	$W_D + 2W_{pn} + 2W_{nn} - W_{pp}$	1	9,11	8,440	D конт. n -м с α -ч.
20	5	11	$2\alpha + T$	T	$W_T + 2W_{pn} + 2W_{nn} - W_{pp}$	2	11,96	11,456	Треугольник из α -ч. и T
21	5	12	$2\alpha + T + n$	n	$2W_{pn}$	—	4,45	3,37	
22	5	13	$2\alpha + T + {}^2n$	2n	$2W_{pn} + W_{nn}$	—	6,25	4,878	
23	5	14	$2\alpha + T + {}^2n + n$	n	W_{nn}	—	1,81	0,973	
24	5	15	$2\alpha + T + {}^2n$	2n	$2W_{nn}$	—	3,62	2,761	
25	5	17	$2\alpha + T + 3{}^2n$	2n	$2W_{nn}$	—	3,62	1,45	
26	5	19	$2\alpha + T + 4{}^2n$	2n	$2W_{nn}$	—	3,62	0,971	
27	6, C	9	$\alpha + {}^3\text{He} + 2p$	${}^3\text{He}$	$W_{\text{He3}} + 4W_{pn} - W_{pp}$	3	13,1	14,25	${}^3\text{He}$ конт. p с α -ч.
28	6	10	$2\alpha + 2p$	α	$W_\alpha + 2W_{nn} - W_{pp}$	3	21,48	21,286	Кольцо из α -ч.
29	6	11	$2\alpha + {}^3\text{He}$	${}^3\text{He}$	$W_{\text{He3}} + 4W_{pn} - W_{pp}$	3	13,07	13,092	${}^3\text{He}$ конт. p с α -ч. $2x$
30	6	12	3α	α	$W_\alpha + W_{nn} - W_{pp}$	3	18,84	18,720	Треугольник из α -ч.
31	6	13	$3\alpha + n$	n	$2W_{pn}$	—	4,45	4,937	
32	6	14	$3\alpha + {}^2n$	2n	$2W_{pn} + W_{nn}$	—	6,26	8,176	
33	6	15	$3\alpha + {}^2n + n$	n	W_{nn}	—	1,81	1,218	
34	6	16	$3\alpha + 2{}^2n$	2n	$2W_{nn}$	—	3,62	3,956	
35	6	17	$3\alpha + 2{}^2n + n$	n	W_{nn}	—	1,81	0,995	
36	6	18	$3\alpha + 3{}^2n$	2n	$2W_{pn} + W_{nn}$	—	3,62	4,19	
37	6	19	$3\alpha + 3{}^2n + n$	n	W_{nn}	—	1,81	0,24	
38	6	20	$3\alpha + 4{}^2n$	2n	$2W_{nn}$	—	3,62	3,27	
39	6	22	$3\alpha + 5{}^2n$	2n	$2W_{nn}$	—	3,62	1,47	
40	7, N	11	$2\alpha + 3p$	α	$W_\alpha + 2W_{pn} + W_{nn} - W_{pp}$	3,3	22,9	22,47	p конт. с α -ч.
41	7	12	$2\alpha + {}^3\text{He} + p$	${}^3\text{He}$	$W_{\text{He3}} + 2W_{pn} - W_{pp}$	2	11,9	9,9	${}^3\text{He}$ конт. p с α -ч.
42	7	13	$3\alpha + p$	α	$W_\alpha + 2W_{pn} + 2W_{nn} - W_{pp}$	6	21,56	20,326	p внутри тр-ка из α -ч.
43	7	14	$3\alpha + D$	D	$5W_{pn} + 2W_{nn} - W_{pp}$	4	10,0	10,553	Кольцо. D конт. с α -ч.
44	7	15	$3\alpha + D + p$	D	$5W_{pn} + 2W_{nn} - W_{pp}$	4	10,0	10,834	Кольцо. D конт. с α -ч.
45	7	16	$3\alpha + T + n$	n	W_{pn}	—	2,2	2,500	

Окончание таблицы

№ п/п ядра	Атомный номер ядра Z	Массовое число A	Кластерный состав ядра	Возб. кластер при отрыве нейтрона	Компоненты энергии отрыва нейтрона	Энергия отталкивания, W_{pp} (в W_{nn})	W_n (расчет), МэВ	W_n (опыт), МэВ	Примечания
80	10	23	$5\alpha + 2n + n$	n	W_{nn}	-	4,45	5,20	
81	10	24	$5\alpha + 2^2n$	$2n$	$2W_{nn} + W_{nn}$	-	6,26	8,86	
82	10	25	$5\alpha + 2^2n + n$	n	W_{nn}	-	4,45	4,18	
83	10	26	$5\alpha + 3^2n$	$2n$	$2W_{nn} + W_{nn}$	-	6,26	5,581	
84	10	27	$5\alpha + 3^2n + n$	n	W_{nn}	-	4,45	1,41	
85	10	28	$5\alpha + 4^2n$	$2n$	$2W_{nn} + W_{nn}$	-	6,26	3,86	
86	10	29	$5\alpha + 4^2n + n$	n	W_{nn}	-	4,45	1,37	
87	10	30	$5\alpha + 5^2n$	$2n$	$2W_{nn} + W_{nn}$	-	6,26	3,87	
88	10	32	$5\alpha + 6^2n$	$2n$	$2W_{nn} + W_{nn}$	-	6,26	1,67	
89	11 Na	19	$4\alpha + 3p$	α	$W_\alpha + 2W_{nn} - W_{pp}$	4	19,47	20,44	Кольцо α -ч
90	11	20	$4\alpha + 3He + p$	$3He$	$W_{He3} + 4W_{nn} - W_{pp}$	2	14,25	14,16	Кольцо. $3He$ конт. с ц. α -ч.
91	11	21	$5\alpha + p$	α	$W_\alpha + 2W_{nn} - W_{pp}$	6	17,11	17,10	Кольцо α -ч.
92	11	22	$5\alpha + D$	D	$W_D + 4W_{nn} - W_{pp}$	2	8,76	11,07	Кольцо. D конт. с ц. α -ч.
93	11	23	$5\alpha + T$	T	$W_T + 4W_{nn} - W_{pp}$	2	12,9	12,42	Кольцо. T конт. с ц. α -ч.
94	11	24	$5\alpha + T + n$	n	W_{nn}	-	4,45	6,69	
95	11	25	$5\alpha + T + 2n$	$2n$	$2W_{nn} + W_{nn}$	-	6,26	10,49	
96	11	26	$5\alpha + T + 2n + n$	n	W_{nn}	-	4,45	5,61	
97	11	27	$5\alpha + T + 2^2n$	$2n$	$2W_{nn} + W_{nn}$	-	6,26	6,75	
98	11	28	$5\alpha + T + 2^2n + n$	n	W_{nn}	-	4,45	3,52	
99	11	29	$5\alpha + T + 3^2n$	$2n$	$2W_{nn} + W_{nn}$	-	6,26	4,42	
100	11	30	$5\alpha + T + 3^2n + n$	n	W_{nn}	-	4,45	2,17	
101	11	31	$5\alpha + T + 4^2n$	$2n$	$2W_{nn} + W_{nn}$	-	6,26	3,96	
102	11	32	$5\alpha + T + 4^2n + n$	n	W_{nn}	-	4,45	2,47	
103	11	33	$5\alpha + T + 5^2n$	$2n$	$2W_{nn} + W_{nn}$	-	6,26	0,37	
104	12 Mg	21	$4\alpha + 3He + 2p$	$3He$	$W_{He3} + 4W_{nn} - W_{pp}$	-	14,25	14,73	Кольцо. $3He$ конт. с ц. α -ч.
105	12	22	$5\alpha + 2p$	α	$W_{He3} + 4W_{nn} - W_{pp}$	5	18,9	19,38	Кольцо α -ч.
106	12	23	$5\alpha + 3He$	$3He$	$W_{He3} + 4W_{nn} - W_{pp}$	2	14,25	13,15	Кольцо. $3He$ конт. с ц. α -ч.
107	12	24	6α	α	$W_\alpha + 2W_{nn} - W_{pp}$	6	17,11	16,53	Кольцо α -ч.
108	12	25	$6\alpha + n$	n	W_{nn}	-	4,45	7,33	
109	12	26	$6\alpha + 2n$	$2n$	$2W_{nn} + W_{nn}$	-	6,26	11,09	
110	12	27	$6\alpha + 2n + n$	n	W_{nn}	-	4,45	6,443	
111	12	28	$6\alpha + 2^2n$	$2n$	$2W_{nn} + W_{nn}$	-	6,26	8,503	
112	12	29	$6\alpha + 2^2n + n$	n	W_{nn}	-	4,45	3,71	
113	12	30	$6\alpha + 3^2n$	$2n$	$2W_{nn} + W_{nn}$	-	6,26	6,29	
114	12	31	$6\alpha + 3^2n + n$	n	W_{nn}	-	4,45	2,41	
115	12	32	$6\alpha + 4^2n$	$2n$	$2W_{nn} + W_{nn}$	-	6,26	5,64	
116	12	33	$6\alpha + 4^2n + n$	n	W_{nn}	-	4,45	2,08	
117	12	34	$6\alpha + 5^2n$	$2n$	$2W_{nn} + W_{nn}$	-	6,26	4,77	
118	12	35	$6\alpha + 5^2n + n$	n	W_{nn}	-	4,45	2,7	
119	12	36	$6\alpha + 6^2n$	$2n$	$2W_{nn} + W_{nn}$	-	6,26	3,47	

*Значение принято равным опытному.

Примечание: p — протон; n — нейтрон; D — дейтон; T — ядро трития; α — α -частица; ч — частица; ц — центр; конт. — контактирует.

Согласно опытным данным и (4) суммарная энергия связи нуклонов в дейтоне

$$W_{pn} = 2,224 \text{ МэВ.}$$

Из (6) с учетом опытного значения $W_{\text{Hз}}$ энергия связи между двумя нейтронами

$$W_{nn} = W_{\text{Hз}} - 2W_{pn} = 6,257 - 4,448 = 1,809 \text{ МэВ.}$$

Соотношение (7) может быть использовано для определения среднего расстояния между контактирующими нуклонами r_0 :

$$r_0 = e^2 [(4\pi\epsilon_0) (4W_{pn} - W_{\text{Hз}})]^{-1} = 1,22 \cdot 10^{-15} \text{ м.}$$

На расстоянии r_0 энергия отталкивания двух протонов определяется как

$$W_{ppo} = (4\pi\epsilon_0)^{-1} e^2 r_0^{-1} = 1,18 \text{ МэВ.}$$

Полученные величины W_{pn} , W_{nn} и r_0 позволяют с помощью выражений (8) и (9) вычислить суммарную энергию связей нуклонов в ядре W_{He4} и сравнить результат с опытным значением минимальной энергии отрыва нейтрона $W_n = 20,577 \text{ МэВ}$. Вычисления приводят к величине

$$W_n (^4\text{He}) = 2[4W_{pn} + W_{nn} - (\sqrt{3})^{-1} W_{ppo}] = 20,05 \text{ МэВ.}$$

Учитывая некоторую произвольность в допущении равенства расстояний между любыми контактирующими нуклонами, расхождение рассчитанного и измеренного значений, составляющее 2,5 % от величины, можно считать удовлетворительным.

Из выражений (4)—(8) видно, что при их построении все постулаты исходных представлений п.п. 1—6 (см. стр. 25) оказываются использованными.

Структура ядер с массовым числом $A > 4$

Опытные значения энергии отрыва нейтрона от ядер элементов периодической системы [6—10] показывают, что с ростом Z после ^4He энергия W_n испытывает максимумы и минимумы значений, причем:

1. Наивысшие значения наблюдаются у элементов с четным количеством нейтронов и равным или большим количеством протонов: ^8Be , ^{12}C , ^{16}O , ^{24}Mg , ^{28}Si , ^{32}S , ^{36}Ar , ^{40}Ca , ^9B , ^{13}N , ^{14}O , ^{17}F , ^{18}Ne , ^{19}Na , ^{21}Na , ^{22}Mg и т. д.

2. Наименьшие значения W_n имеют ядра с четным количеством протонов и большим числом нейтронов: ^9Be , ^{10}Be , ^{11}Be , ^{13}C , ^{14}C , ^{15}C и т. д.

3. В ядрах, четных по Z , значения W_n выше при четном количестве избыточных нейтронов, чем в ядрах с их нечетным количеством. В ядрах, нечетных по Z , закономерность противоположная: W_n выше при нечетном количестве избыточных нейтронов. Исходные представления и приведенные опытные данные приводят к следующим представлениям о структуре ядра и его свойствах.

4. Из факта, что первое пиковое значение W_n достигается в ядре ^4He и в дальнейшем лишь повторяется, следует, что условие п. 6 (см. раздел Исходные представления) на энергию связи нуклонов в ядре действует только при построении α -частицы, т. е. распространяется, кроме нее, только на ядра ^2H , ^3H , ^3He , которые можно рассматривать как недостроенные или неполные α -частицы. (Этот тип межнуклонного взаимодействия, когда действует это условие исходного представления, может быть назван элементарным.)

5. Ядра с $Z > 2$ состоят из ансамбля α -частиц, сохраняющих свою индивидуальность и связанных между собой, а также с более легкими кластерами или отдельными частицами — ${}^1\text{H}$, 1n , ${}^2\text{H}$, 2n , ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$ — в одно-, двух- или трехмерные структуры: в кольца, ленты и их сочетания. Данный уровень взаимодействия полных и неполных α -частиц отличается от элементарного неприменимостью указанного условия исходного представления при расчете суммарной энергии всех межнуклонных связей ядра. (Этим взаимодействиям может быть оставлено название "ядерные").

6. Минимальная энергия отрыва нейтрона от ядра W_n определяется энергией возбуждения одного кластера или частицы до разрыва в них всех межнуклонных внутренних связей, а также их связей с другими контактирующими с ними кластерами ядра. Если в ядре присутствует хотя бы один нейтрон вне α -частицы или кластер легче α -частицы, содержащий нейтрон, то W_n определяется более низкой энергией разрыва всех внутренних и внешних связей этого кластера или нейтрона. В частности, высокие значения W_n в ядрах, отмеченных в п. 1 этого раздела, могут объясняться тем, что четные по Z ядра с равным количеством нейтронов и протонов состоят только из α -частиц, а остальные, помимо α -частиц, содержат только протоны и, следовательно, W_n также определяется энергией возбуждения α -частицы. На рис. 3 представлены некоторые возможные взаимные расположения α -частиц и их связи между собой и с более легкими кластерами в ядрах.

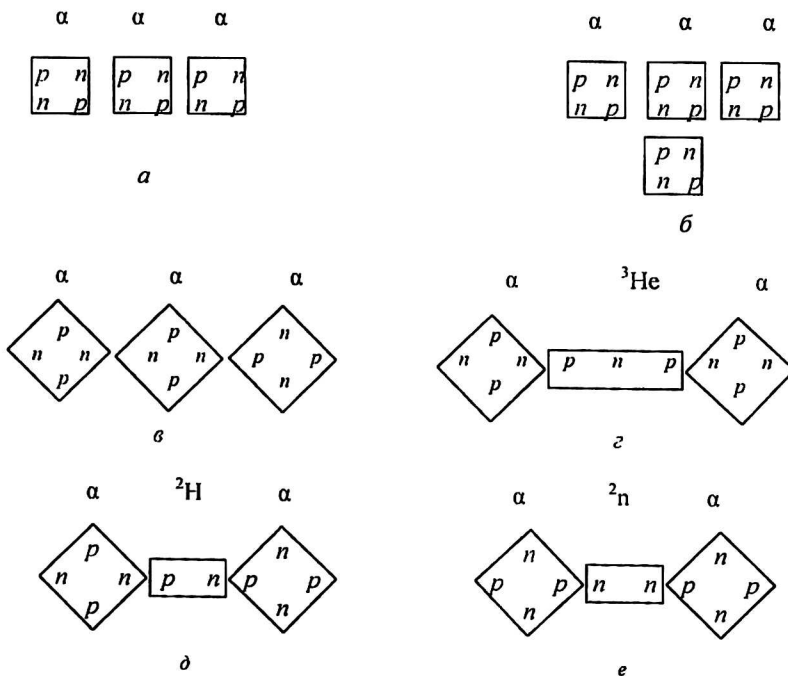
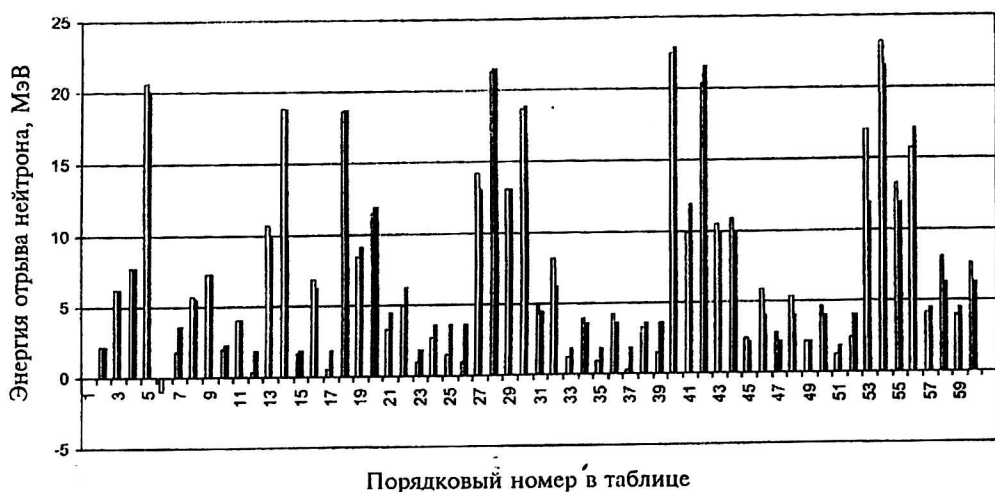


Рис. 3. Варианты связей контактирующих ячеек (а—е):
 p — протон; n — нейтрон

Количественные построения ядер с $A > 4$

На основе положений 4—6 предыдущего раздела в таблице представлены конструкции и кластерный состав ядер изотопов легких элементов до $Z = 12$.

Результаты расчетов и опытные данные представлены графически на рис. 4.



Продолжение

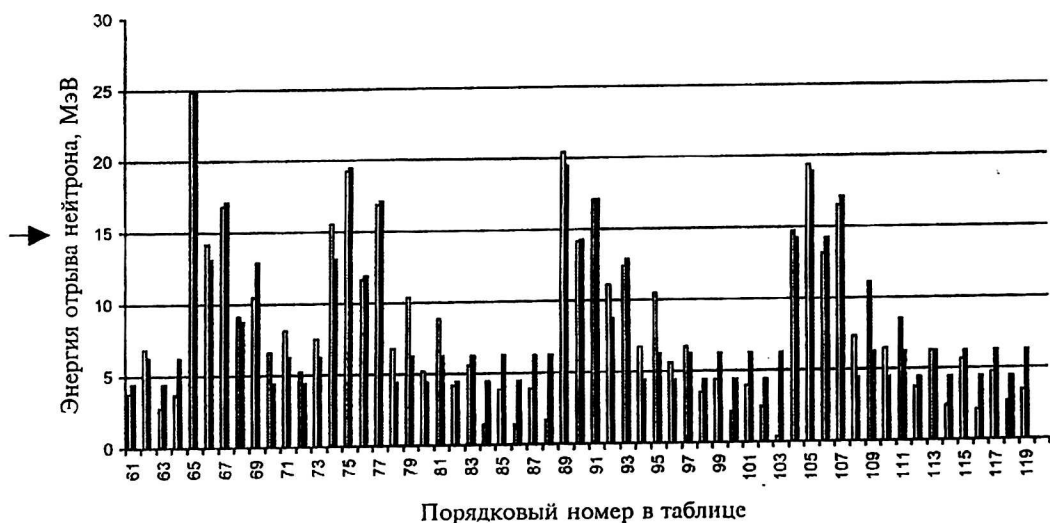


Рис. 4. Рассчитанные (черные столбики) и опытные (белые столбики) значения энергии отрыва нейтрона от ядра в зависимости от порядкового номера элемента в таблице

Из таблицы и графика на рис. 4 можно заключить, что:

- опытные и расчетные зависимости величины W_n удовлетворительно коррелируют в подавляющем большинстве рассмотренных ядер. Единичные anomalно большие расхождения значений W_n — № 53, 79, 81, 95, 108, 109 —, по-видимому, указывают на частные и общие недостатки в моделировании. Нельзя исключать и возможные погрешности при получении опытных данных;

- в логике модели изотопы, имеющие вне кластеров α и T четное количество нейтронов, всегда имеют и относительно более высокие опытные значения W_n по сравнению с изотопами с нечетным количеством нейтронов

(№ 6—7, 10—12, 15—17, 21—27, 31—39, 45—52, 56—64, 70—73, 78—88, 94—103, 108—119) независимо от четности ядра. Это может рассматриваться как экспериментальное свидетельство спаривания нейтронов и дополнительного расхода энергии на разрыв внутренней связи в нейтронной паре;

- полного совпадения опытных и расчетных величин не происходит. Наблюдаются эффекты, не описываемые на основе принятых представлений: понижение значения W_n непарного нейтрона с увеличением в изотопе числа нейтронных пар (№ 10—12, 15—17, 21—23, 31—33—35—37, 47—49—51, 57—59—61—63, 70—72, 80—82—84—86, 96—98—100, 110—112—114—116), рост значения W_n с увеличением числа протонов вне α -частиц и α -частиц $+^3\text{He}$ (14—18—28—40, 30—42—54—65, 56—67—75—89, 77—91—105) (13—27, 41—53, 55—66—74, 76—90—104), тенденция к понижению величины W_n с ростом Z в ядрах, имеющих только α -частицы (5—14—30—56—77—107).

При определении круга причин, приводящих к несовпадению опытных и расчетных значений, следует отметить следующее.

1. В выполненных расчетах использовались частично классические и частично новые представления о центральном взаимодействии нуклонов, чем нарушалась общая математическая логика. Скорректированная запись центрального взаимодействия элементарных частиц [2] допускает, в частности, отсутствие электрической нейтральности нейтронов между собой и относительно протонов при одновременном состоянии нейтральности относительно электронов. Учет этого может заметно изменить расчетную зависимость W_n от Z .

О вероятном отсутствии электрической нейтральности нейтрона относительно нуклонов свидетельствует и необходимость принятия величины заряда электрона большей, чем протона при выводе аналитического выражения для расчета ионизационных потенциалов элементов [3].

Характер зависимости расхождения опытных и расчетных величин W_n от числа протонов и нейтронов вне основных кластеров ядра соответствует отрицательной заряженности нейтронов.

2. Имеются данные о неполной прозрачности нейтральной материи для электростатического поля. На представлении об ослаблении электростатического поля нейтральной материей с коэффициентом

$$\chi = 4,5 \pm 0,5 \cdot 10^2 \text{ кг/м}^2 \tag{10}$$

построена теория [4], лежащая в основе технологии коррекции погоды с помощью ионизации атмосферы [5], применяющейся с 1996 г. в Мексике для стимуляции осадков.

Учитывая, что протон представляет собой материальный экран средней толщины

$$\rho = m_p / \pi r_p^2 = 5,1 \cdot 10^2 \text{ кг/м}^2, \tag{11}$$

где m_p , r_p — масса и радиус протона, соответственно, из сравнения (11) с (10) следует заключить, что эффект ослабления электрического поля нуклонами должен заметно проявляться на ядерных расстояниях. (Из теории [4] и ее распространения на более широкий круг явлений следует также, что ослабление за материальным экраном электростатических полей протона и элек-

трона должно быть различно и что значение коэффициента (11) относится к полю электрона, в то время как ослабление протонного поля на порядки меньше.)

3. В работе [3] показано, что для согласования аналитического выражения для расчета ионизационных потенциалов с их измеренными значениями необходимо допустить изменчивость заряда и массы электрона (при сохранении отношения этих параметров) в зависимости от положения электрона в атоме. Не исключено, что это допущение необходимо делать и на ядерных расстояниях.

Таким образом, представление об электрической поляризуемости нейтрона, а также использование следствий скорректированной записи закона электростатического взаимодействия [2] и закономерностей, проявляющихся при выводе аналитического выражения для расчета ионизационных потенциалов атомов [3], позволяют построить логически последовательную модель строения ядер, в которой устойчивость ядра обусловлена электростатическими взаимодействиями протонов с поляризованными нейтронами.

Реализующаяся зависимость значения минимальной энергии отрыва нейтрона W_n от номера элемента свидетельствует о том, что ядра представляют собой ассоциации α -частиц и более легких ядер, сохраняющих свою индивидуальность.

Для приведения в соответствие расчетных и опытных значений W_n оказывается необходимым сделать предположение о спаривании нейтронов внутри ядра. В логике модели это предположение находит опытное подтверждение, однако в дальнейшем представляется важным поиск возможно более прямых доказательств существования нейтронной пары внутри и вне ядра.

Наблюдаемое неполное согласие опытных и расчетных значений W_n может отражать недостаточно последовательное использование представлений о взаимодействии и характеристиках нуклонов в свете работ [2—4]. С большой вероятностью на результаты расчетов негативно влияет и принятое постоянное значение расстояния между контактирующими нуклонами.

Модель допускает воспроизведение конструкции ядер в макромасштабе, что может быть полезным при расчетах W_n .

В целом построенные конструкции ядер могут рассматриваться лишь как первое приближение к реальности. В дальнейшем представляется необходимым выполнить количественную проверку построений с помощью данных о ядерных реакциях различных типов. Тем не менее, несмотря на несовершенство и незавершенность, модель позволяет теоретически оценивать значения минимальной энергии отрыва нейтрона с точностью примерно до 3 МэВ и энергетический баланс ядерных реакций для произвольного нуклида, что может быть использовано в прикладных целях.

Л и т е р а т у р а

1. Яворский Б. М., Детлаф А. А.: Справочник по физике. — М.: Наука. Физматлит, 1996. — 516 с.
2. Похмельных Л. А. Электростатика и гравитация как различные проявления общего центрального взаимодействия стабильных элементарных частиц//Прикладная физика. 2002. № 1. С. 24—31.

3. *Похмельных Л. А.* Аналитическое выражение для расчета ионизационных потенциалов элементов периодической системы//Там же. 2002, № 1. С. 5—24.
4. *Pokhmelnikh L. A.* Geo-solar-cosmic electric relations in electrostatics with E field screening by matter.: Proc. of the first Int. congress on geo-cosmic relations. Amsterdam, 1989. В кн.: Geo-cosmic relations; the earth and its macro-environment. Pudoc, Wageningen, 1990. P. 327—335.
5. *Похмельных Л. А.* Электричество Земли и Солнца, тепловой баланс земной атмосферы как следствие волн плотности заряда в космосе//Сб. ВИНТИ "Проблемы окружающей среды и природных ресурсов". ISSN 0235—5019, 2001. № 10. С. 2—17.
6. Таблицы физических величин/Под ред. И. К. Кикоина. — М.: Атомиздат, 1976. С. 892.
7. Evaluated Nuclear Structure Data File (ENSDF) — a computer file of evaluated experimental nuclear structure data maintained by the National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory (file as of August, 1999).
8. *Ajzenberg-Selove F.* Nuclear physics (North Holland Publishing Co. Amsterdam) A490,1 (1988); A506,1 (1990); A523,1 (1991); A475,1 (1987).
9. *Tilley D. R. et al.* Nuclear physics, A474,1 (1987); A541,1 (1992); A564,1 (1993).
10. *Endt P. M.* Energy Levels of A = 21 — 44 Nuclei. Nuclear physics, A521,1 (1990). Supplement, Nuclear physics A633,1 (1998).

Nuclear forces as a manifestation of nucleons electrostatic interaction

L. A. Pokhmelnikh
ELAT Company, Mexico City, Mexico

Yu. L. Parfenova
Nuclear Physics Institute of Moscow State University, Moscow, Russia

It is shown that the nuclear equilibrium can be provided by ion-multipole and multipole-multipole electrostatic interactions of protons and polarized neutrons. On the hypothesis of interaction a model is developed in which nuclei represent the chains of α -particles banded directly or by means of lighter nuclei. Minimal energy values of neutron removal W_n from the light nuclides till $Z \leq 12$ are calculated on the basis of the model and compared with the measured ones. The observed satisfactory agreement permits the use of the model for the evaluation of W_n and nuclear reaction energetic balance in arbitrary nuclides.