



Структура атомного ядра в теории Калуцы-Клейна

The structure of atomic nuclei in Kaluza-Klein theory

Alexander P. Trunev (Toronto, Canada)

Alexander P. Trunev

На основе теории Калуцы-Клейна изучены особые состояния, возникающие при взаимодействии протонов со скалярным безмассовым полем. Показано, что некоторые состояния имеют параметры атомных ядер. Вычислена зависимость энергии связи от числа нуклонов для всей совокупности известных нуклидов.

The special states, arising from the interaction of protons with a scalar massless field studied on the basis of Kaluza-Klein theory. It is shown that some states have the parameters of atomic nuclei. We calculate the binding energy dependence on the number of nucleons for the entire set of known nuclides.

Ключевые слова: нейтрон, протон, электрон, ядро.

Keywords: Electron, Proton, Neutron, Nuclei.

Введение

Модель ядерных оболочек /1-3/ широко используется для описания процессов в атомных ядрах. Как известно, модель ядерных оболочек построена на основе аналогии с электронными оболочками атомов. Возникает вопрос, можно ли построить такую модель ядра, чтобы электронные и атомные оболочки описывались одним уравнением? В такой модели, например, могут найти объяснение бета-распад и К-захват, как переходы с одного уровня энергии на другой.

Указанный вопрос тесно связан с проблемой происхождения элементарных частиц. Ранее было установлено /4/, что влияние электромагнитного поля на метрику в пятимерном пространстве в окрестности заряженного центра гравитации приводит к появлению связанных состояний скалярного поля, описывающих спектр масс элементарных частиц. В работах /5-6/ в рамках модели /4/ дано решение задачи о структуре атома водорода и нейтрона. В частности, было показано /5/, что при взаимодействии протона со скалярным безмассовым полем могут образоваться частицы с массой близкой к массе нейтрона.

В перечисленных работах /4-6/ в качестве универсальной субстанции, образующей элементарные частицы и атомы, выступает безмассовое скалярное поле. Было показано /

7-9/, что скалярный потенциал электромагнитного поля может служить универсальной субстанцией, из которой образуются электронные оболочки атомов. В настоящей работе изучен вопрос о построении универсальной модели атома и атомного ядра на основе теории фундаментальных взаимодействий /4/. Исследована задача о взаимодействии кластера протонов с общим числом A с безмассовым скалярным полем. Установлены связанные состояния, имеющие параметры атомных ядер с зарядом Z , содержащих $A=Z+N$ нуклонов. Вычислена зависимость энергии связи от числа нуклонов для всей совокупности известных нуклидов.

Общая волновая модель

Для описания движения материи с учетом ее волновых свойств, предположим, что стандартное уравнение Гамильтона-Якоби в релятивистской механике и уравнение типа Клейна-Гордона в квантовой механике возникают как следствие выполнения волнового уравнения в 5-мерном пространстве /4-7/. Это уравнение в общем случае можно записать в виде:

$$\frac{1}{\sqrt{-G}} \frac{\partial}{\partial x^\mu} \left(\sqrt{-G} G^{\mu\nu} \frac{\partial}{\partial x^\nu} \Psi \right) = 0 \quad (1)$$

Здесь Ψ - волновая функция, описывающая, согласно (1), безмассовое скалярное поле в пятимерном пространстве, G^{ik} - контравариантный метрический тензор,

$$G^{ik} = N^{-1} \begin{pmatrix} a & 0 & 0 & 0 & -g^1 \\ 0 & b & 0 & 0 & -g^2 \\ 0 & 0 & b & 0 & -g^3 \\ 0 & 0 & 0 & b & -g^4 \\ -g^1 & -g^2 & -g^3 & -g^4 & \lambda \end{pmatrix} \quad (2)$$

$$a = (1 - \varepsilon^2 / kr)^{-1}; \quad b = -(1 + \varepsilon^2 / kr)^{-1}$$

$$g^1 = ag_1, \quad g^2 = bg_2, \quad g^3 = bg_3, \quad g^4 = bg_4$$

$$\lambda = 1 + ag_1^2 + b(g_2^2 + g_3^2 + g_4^2); \quad G = N^5 / (ab^3); \quad N = (kr)^2.$$

Векторный потенциал источника, связанного с центром гравитации, имеет вид

$$g_1 = \varepsilon / kr, \quad \mathbf{g} = g_1 \mathbf{u} \quad (3)$$

Здесь \mathbf{u} – некоторый вектор в трехмерном пространстве, который определим ниже. В частности, скалярный и векторный потенциал электромагнитного поля единичного заряда с массой m можно представить в форме

$$\varphi_e = \frac{q}{r} = \frac{mc^2}{e} \frac{\varepsilon}{kr}, \quad \mathbf{A} = \varphi_e \mathbf{u} \quad (4)$$

В этом случае имеем $k = 2\gamma m^3 c^2 / e^4$, $\varepsilon^2 / k = 2\gamma m / c^2$, γ - гравитационная постоянная. Численное значение параметра k , имеющего размерность обратной длины, составляет в случае электрона около $1,7 \cdot 10^{-28} \text{ м}^{-1}$, а в случае протона приблизительно $1,05 \cdot 10^{-18} \text{ м}^{-1}$. Отметим, что соответствующий масштаб в случае электрона превосходит размер наблюдаемой Вселенной, тогда как для протонов этот масштаб составляет около 100 световых лет - таблица 1.

Таблица 1. Параметры метрического тензора

	$k, 1/\text{м}$	ε	$\Gamma_{\text{max}}, \text{М}$	$\Gamma_{\text{min}}, \text{М}$
e-	1,703163E-28	4,799488E-43	5,87E+27	2,81799E-15
p+	1,054395E-18	1,618178E-36	9,48E+17	1,5347E-18

Уравнение (1) интересно тем, что из него, путем простого обобщения, можно вывести все основные модели квантовой механики, включая уравнение Дирака, а в нерелятивистском случае это уравнение сводится к уравнению Шредингера. Из него можно также вывести уравнение эйконала, которое в 4-х мерном пространстве сводится к уравнению Гамильтона-Якоби, описывающему движение релятивистских заряженных частиц в электромагнитном и гравитационном поле /4/.

Далее заметим, что в исследуемой метрике, зависящей только от радиальной координаты, выполняется следующее соотношение

$$F^\mu = N \frac{\partial}{\partial x^\mu} (\sqrt{-GG^{\mu\nu}}) = N \frac{\partial r}{\partial x^\mu} \frac{d}{dr} (\sqrt{-GG^{\mu\nu}}) \quad (5)$$

С учетом выражений (2), (5) запишем волновое уравнение (1) в виде

$$\frac{a}{c^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} - |b| \nabla^2 \Psi + \lambda \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \rho^2} - 2g^i \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^i \partial \rho} + F^\mu \frac{\partial \Psi}{\partial x^\mu} = 0 \quad (6)$$

Отметим, что последнее слагаемое в уравнении (6) имеет порядок $N^2 k = k^5 r^4 \ll 1$. Следовательно, это слагаемое можно отбросить в задачах, характерный масштаб которых значительно меньше, чем максимальный масштаб из таблицы 1. Уравнение (6) примечательно тем, что оно не содержит каких-либо параметров, характеризующих скалярное поле. Поле приобретает массу и заряд (не только электрический, но и сильный, и слабый /4/) в процессе взаимодействия с центральным телом, что обусловлено только метрикой 5-и мерного пространства.

Спектр атомных частиц с аксиальной симметрией

Рассмотрим задачу о движении материи вокруг заряженного центра гравитации, обладающего электрическим и сильным зарядом, например, вокруг протона. В процессе решения этой задачи необходимо определить инерционную массу материи и энергию

связи. Поскольку уравнение (6) является линейным и однородным, такую задачу можно решить в общем случае.

Введем полярную систему координат (r, ϕ, z) с осью z направленной вдоль векторного потенциала (4), положим в уравнении (6)

$$\Psi = \psi(r) \exp(i l \phi + i k_z z - i \omega t - i k_\rho \rho) \quad (7)$$

Разделяя переменные, находим, что радиальное распределение материи описывается следующим уравнением (здесь отброшено, в силу его малости, последнее слагаемое в уравнении (6)):

$$-\frac{a\omega^2}{c^2}\psi - |b| \left(\psi_{rr} + \frac{1}{r}\psi_r - \frac{l^2}{r^2}\psi - k_z^2\psi \right) - \lambda k_\rho^2\psi + 2g^1 c^{-1} \omega k_\rho \psi - 2g^z k_z k_\rho \psi = 0 \quad (8)$$

Будем считать, что характерный масштаб пространственного распределения материи значительно превосходит гравитационный радиус, $r \gg \varepsilon^2/k = 2\gamma M/c^2$. Тогда в первом приближении можно положить, что $a \approx -b \approx 1$; $\lambda = 1 + g_1^2 - g^2 \approx 1$. Используем также определение векторного и скалярного потенциала (3), в результате получим

$$\psi_{rr} + \frac{1}{r}\psi_r - \frac{l^2}{r^2}\psi - k_z^2\psi + \left(K^2 + \frac{\kappa_g}{r} \right) \psi = 0 \quad (9)$$

$$K^2 = k_\rho^2 + \omega^2/c^2, \quad \kappa_g = -2\varepsilon k_\rho (k_z u_z + \omega/c)/k > 0$$

Отметим, что уравнение (9) по форме совпадает с тем, что было получено в работах /8-9/ в случае аксиально-симметричных решений уравнений Шредингера, описывающих особые состояния атома водорода. Будем искать решение уравнения (9) в виде

$$\psi = \psi_0 \frac{\exp(-r/r_0)}{r^a} \quad (10)$$

Подставляя выражение (10) в уравнение (9), находим

$$\frac{a^2 - l^2}{r^2} + \frac{2a - 1 + r_0 \kappa_g}{r r_0} + \frac{1}{r_0^2} - k_z^2 + k_\rho^2 + \frac{\omega^2}{c^2} = 0 \quad (11)$$

Приравнявая коэффициенты при одинаковых степенях r , находим уравнения для определения неизвестных параметров:

$$a = \pm l, \quad r_0 = \frac{1 - 2a}{\kappa_g}, \quad \frac{1}{r_0^2} - k_z^2 + k_\rho^2 + \frac{\omega^2}{c^2} = 0 \quad (12)$$

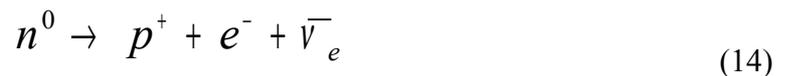
Второе уравнение (12) выполняется лишь для таких значений показателя степени, для которых справедливо неравенство $a < 1/2$. Отсюда находим уравнение для определения частоты

$$\frac{4\varepsilon^2 k_\rho^2}{k^2 (2l+1)^2} \left(k_z u_z + \frac{\omega}{c} \right)^2 - k_z^2 + k_\rho^2 + \frac{\omega^2}{c^2} = 0 \quad (13)$$

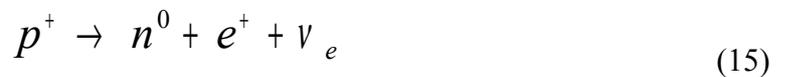
Следует заметить, что исходная метрика в пятимерном пространстве определяется метрическим тензором, который зависит только от параметров центрального тела, т.е. от заряда и массы протона, поэтому в первом слагаемом левой части уравнения (13) следует положить $\varepsilon/k = e^2/m_p c^2$.

Структура нейтрона

Среднее время жизни свободного нейтрона составляет около 885,7с. Нейтрон распадется на протон, электрон и антинейтрино по схеме (бета-распад):



Было установлено, что в ядрах протон может переходить в нейтрон по схеме обратного бета-распада



Другой возможный канал – это К-захват



Основные свойства нейтрона, установленные экспериментальным путем [10], приведены в таблице 1.

Таблица 1. Фундаментальные свойства элементарных частиц, принимающих участие в реакции (14) по данным [10]

Частица	Нейтрон n^0	Протон p^+	Электрон e^-	$\bar{\nu}_e$
Масса, MeV/c ²	939.565560(81)	938.272013(23)	0.510998910(13)	< 2.2 eV
Заряд, Кулон	0	$1.602176487(40) \times 10^{-19}$	$-1.602176487(40) \times 10^{-19}$	0
Магнитный момент в магнетонах (ядерных или Бора)	$-1.9130427(5) \mu_N$	$2.792847351(28) \mu_N$	$-1.00115965218111 \mu_B$	$10^{-19} \mu_B$
Электрический дипольный момент	$< 2.9 \times 10^{-26} \text{ e.cm}$	$< 5.4 \times 10^{-24} \text{ e.cm}$?	?

Первую теорию бета-распада предложил в 1933 Энрико Ферми. В последующем было предложено еще несколько теорий, включая теорию Фейнмана и Гелл-Манна /11/. В настоящее время, согласно существующей стандартной модели, реакция (35) идет с участием промежуточного векторного калибровочного W^- бозона /12/. В этой модели протон и нейтрон являются составными частицами, содержащими по 3 кварка. Однако разбить протоны на составные части так и не удалось, хотя считается, что адронные струи, наблюдаемые в экспериментах по соударению протонов при высокой энергии, представляют собой кварк-глюонную плазму /13/.

Было установлено, что распределение электрического заряда в нейтроне включает внешнюю отрицательно заряженную шубу, положительно заряженный внутренний слой и отрицательно заряженное ядро /14/.

Из схемы распада (35) и классических представлений о взаимодействии заряженных частиц, можно было бы предположить, что протон образует вместе с электроном подобие атома водорода, чем и объясняется наблюдаемая электромагнитная структура нейтрона /10/.

Однако известно, что состояния, описывающие атом водорода с большой энергией связи, соответствуют гидрино /15/. В этих состояниях масса атома водорода отличается от массы протона на малую величину $a m_e c^2$, что не согласуется с большой массой нейтрона, превосходящей суммарную массу протона и электрона на величину $(m_n - m_p - m_e) / m_e = 1,531015$.

Рассмотрим состояния пятимерного атома водорода, которые соответствуют параметрам нейтрона и протона из таблицы 1. В этом случае нет аналогичных решений, которые описывали бы нейтрон на основе релятивистских уравнений Дирака или Клейна-Гордона. Волновой вектор в пятом измерении можно определить из третьего уравнения (12), в результате находим

$$S = \frac{P^2 - E^2}{1 + b(Pu + E)^2}, k_\rho = \pm \frac{m_e c}{\hbar} \sqrt{S} \quad (17)$$

$$b = \frac{4\varepsilon^2}{\hbar^2 k^2} \frac{m_e^2 c^2}{(1 - 2a)^2}, P = \frac{\hbar k_z}{m_e c}, E = \frac{\hbar \omega}{m_e c^2}$$

Поверхность, которая задается первым уравнением (17), зависит от величины параметра взаимодействия, который, в свою очередь, зависит от типа взаимодействия. В общем случае можно положить $\varepsilon / k = e^2 / m_p c^2$, однако квадрат заряд может принимать три значения /4/, которые соответствуют электромагнитному, сильному и слабому взаимодействию соответственно – таблица 2.

Таблица 2. Параметр b для трех типов взаимодействия при $a=0$

Тип взаимодействия	Квадрат заряда	Параметр взаимодействия b
Электромагнитно е	$e^2 = \alpha \hbar c$	6.3179E-11
Сильное	$e_s^2 = e^2 (m_p / m_e)^{3/2}$	4.97091E-06
Слабое	$e_w^2 = e^2 (m_e / m_p)^{3/2}$	8.0299E-16

Как это следует из данных таблицы 2, влияние параметра взаимодействия на

дисперсионное соотношение даже в случае сильного взаимодействия проявляется для энергий порядка 300 электронных масс. Существует, однако, такой особый случай, когда $a \rightarrow 1/2$. Тогда, как это следует из выражения (17), параметр взаимодействия может принимать любое значение. В этом особом случае все взаимодействия сравниваются между собой в том смысле, что всегда существует такое значение показателя степени $a \rightarrow 1/2$, что при любом типе взаимодействия имеем произведение параметров $Sb \approx 1$.

Поверхность $S = S(P, E)$ изображена на рис. 1 для значений параметров $b = 0,078051; u = u_z = -1$. Каждое сечение поверхности для положительных значений S позволяет определить линии дисперсионных соотношений $E = E(P, S)$.

Отметим, что особый случай $a = 1/2$ был рассмотрен для уравнения Шредингера в работе /7/, а для уравнения (6) в работе /6/. Общее свойство этих состояний заключается в том, что электрон приближается к ядру на малое расстояние порядка классического радиуса электрона. Так, например, в модели /9/ имеем

$$r_0 / r_e = 0.4777778, \quad r_e = e^2 / m_e c^2, \quad L = 1.376791 \alpha \hbar \quad (18)$$

При таком сближении может образоваться нейтрон. Рассмотрим дисперсионное соотношение, характеризующее это состояние. Разрешая первое уравнение (17) относительно энергии, находим дисперсионное соотношение – рис. 2, которое позволяет определить минимальную энергию и импульс скалярного поля в особом состоянии, используя условия для восходящей части спектра:

$$E_m = (m_n - m_p) / m_e \approx 2.531015; \lim_{P \rightarrow \infty} E/P = 1$$

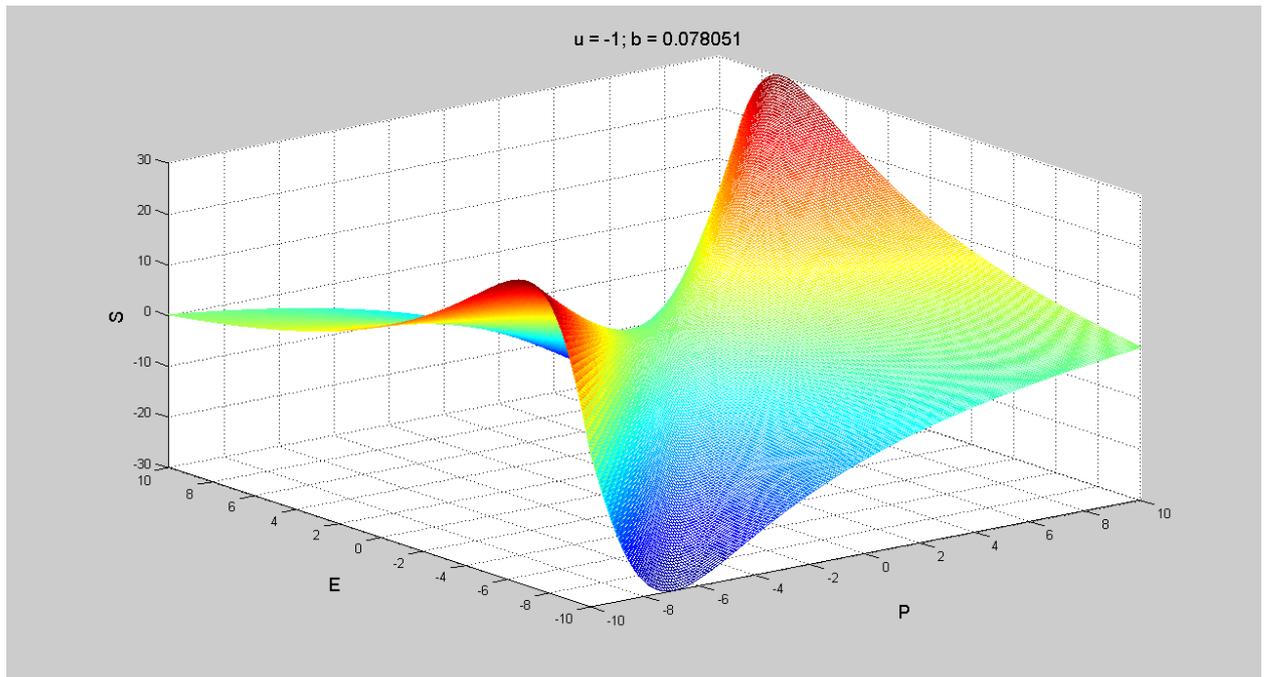


Рис. 1. Поверхность $S = S(P, E)$, характеризующая особые состояния атома водорода для значений параметров $b = 0,078051; u = u_z = -1$.

Эти условия позволяют определить численные значения других параметров. Действительно, положим в первом уравнении (17) $Sb = -u = 1$, с учетом этих равенств перепишем указанное уравнение в виде:

$$S + P^2 - 2PE + E^2 = P^2 - E^2$$

Разрешая это уравнение относительно E , находим

$$E = \frac{P}{2} \pm \sqrt{\frac{P^2}{4} - \frac{S}{2}}$$

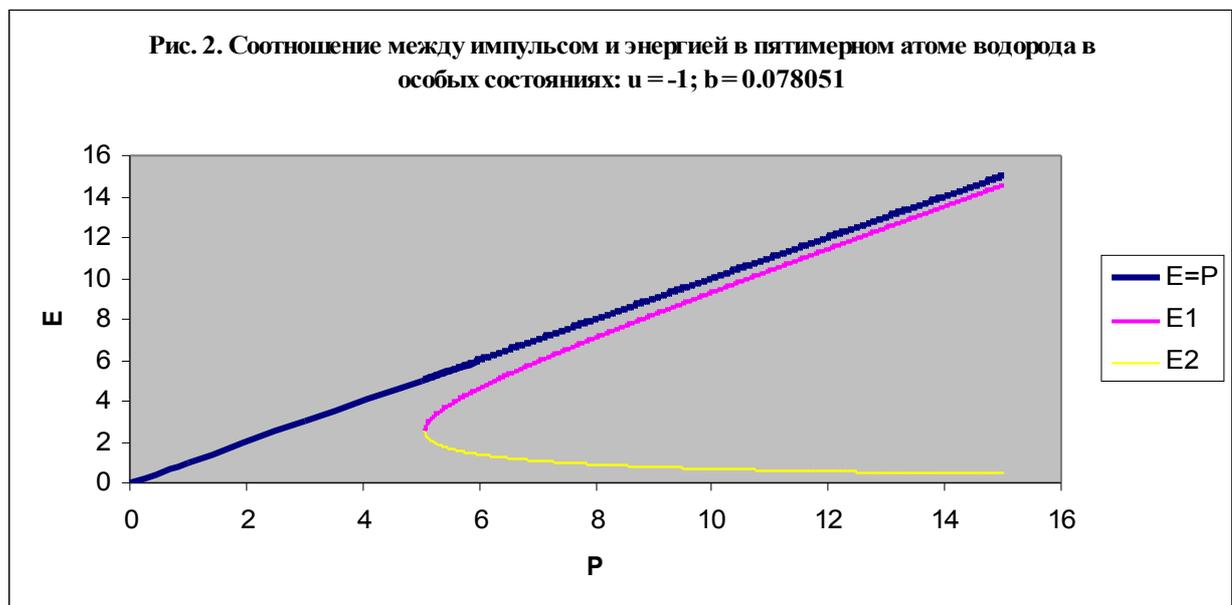
Отсюда, при условии $P^2 \gg S$, находим для возрастающей ветви решения $E = P - S/2P + \dots$. В пределе $P \rightarrow \infty$ из последнего выражения следует $E/P = 1$, что и требовалось доказать. Минимальное значение импульса определяется из условия $P_m^2 = 2S$, следовательно $P_m = 2E_m$. Отсюда находим параметры состояния

$$E_m = 2.531015; P_m = 5.06203; S = 12.81208; b = 0.078051 \quad (19)$$

Отметим, что дисперсионные кривые на рис. 2, описывающие особые состояния атома водорода, содержат восходящую и нисходящую ветвь, а также предельную границу спектра. Для возбуждения этих состояний необходимо сообщить минимальный импульс. Размер атома водорода в этом состоянии определяется комptonовской длиной волны электрона:

$$r_0 / \lambda_e = 1 / E \approx 0,395098, \quad \lambda_e = \hbar / m_e c \quad (20)$$

Как известно, состояния атома водорода, имеющие характерный размер (20), ассоциируются с гидрино /5-8,15-17/. Впервые эти состояния были получены в работе Зоммерфельда в 1923 году как решение уравнения Клейна-Гордона для релятивистского атома водорода. Отметим, что решение Зоммерфельда может быть получено на основе уравнения (6) при условии $\lambda = 1 + g_1^2$; $\mathbf{g} = 0$, т.е. в отсутствии магнитного взаимодействия. В настоящее время имеется не только теория, но и множество экспериментов, подтверждающих гипотезу о существовании особых состояний атома водорода - гидрино /17/. Полученное выше решение является обобщением известных результатов /15-16/ на случай наличия магнитного взаимодействия, обусловленного специальной метрикой в пятимерном пространстве /4,18/.



Можно заметить, что дисперсионное соотношение, получающееся путем сечения поверхности $S = S(P, E)$, представленной на рис. 1, инвариантно относительно выбора масштаба. Поэтому, выбирая в качестве масштаба классический радиус электрона, получим

$$r_0 / r_e = 1 / E \approx 0,395098, \quad r_e = e^2 / m_e c^2 \quad (21)$$

Это результат согласуется с данными (18), но окончательный выбор масштаба в модели нейтрона связан с определением магнитного момента /9/. Таким образом, мы показали, что существуют особые состояния атома водорода, которые описывают частицы с массой и размером нейтрона. Эти состояния возникают при взаимодействии протонов с безмассовым скалярным полем.

Структура атомного ядра

Можно предположить, что если совокупность протонов взаимодействует со скалярным полем, то они могут образовать атом, состоящий из электронной оболочки и ядра с электрическим зарядом eZ , числом нуклонов $A = Z + N$ и дефектом масс $\Delta M = m_p Z + m_n N - E_b / c^2$, где E_b - энергия связи нуклонов в ядре.

На рис. 3 представлена зависимость избыточной массы ядра, $ME = M - A$, полученная путем обработки данных /19/ для 3178 нуклидов. Отметим, что избыточная масса выражает энергию связи в единицах энергии связи нуклонов в ядре изотопа углерода ^{12}C , для которого $ME = M - 12 = 0$ точно – синяя поверхность на рис. 3. Используя параметр избыточной массы можно выразить энергию связи в виде

$$\begin{aligned} E_b &= Z(m_e + m_p) + Nm_n - (ME + A \cdot m_u), \\ m_u &= m(^{12}\text{C})/12 \approx 931.494028 \text{ MeV} \end{aligned} \quad (22)$$

Здесь во втором уравнении дано определение атомной единицы массы, которое используется для табуляции данных в ядерной физике и химии.

Из данных приведенных на рис. 3 следует, что избыточная масса образует над плоскостью (A, Z) подобие ковчега, на дне которого находятся элементы от циркония до неодима, названия которых приведены в вертикальном столбце. Из этой фигуры видно, что выигрыш энергии получается при таком изменении заряда и числа нуклонов, при котором ядра элементов оказываются на дне ковчега.

Традиционно считается, что энергия взаимодействия нуклонов в ядре зависит от числа нуклонов, электрического заряда и разности между числом нейтронов и протонов по формуле /20/

$$E_b = a_1 A - a_2 A^{2/3} - a_3 Z(Z - 1) A^{-1/3} - a_4 (N - Z)^2 A^{-1} + a_5 A^{-3/4} \quad (23)$$

$$a_1 = 14; a_2 = 13; a_3 = 0.585; a_4 = 19.3; a_5 = 33\delta(A, N, Z).$$

Здесь даны современные значения коэффициентов, полученные на основе обработки данных /19/. Все коэффициенты имеют размерность МэВ. В последнем выражении функция $\delta(A, N, Z)$ задана в виде: $\delta = 1$ для четных Z, N ; $\delta = -1$ для нечетных Z, N ; $\delta = 0$ во всех остальных случаях.

Выражение (23) является простой полуэмпирической формулой, составленной из общих физических соображений. Реально это выражение неплохо описывает сложную эмпирическую зависимость энергии связи от величины заряда и массового номера - рис. 4. Используя развитую выше модель взаимодействия протонов со скалярным полем, можно исключить из описания структуры ядра нейтроны, рассматривая их как особые состояния

атома водорода. Тогда ядро атома по своей структуре будет идентично самому атому, что позволяет обосновать модель ядерных оболочек /1-3/.

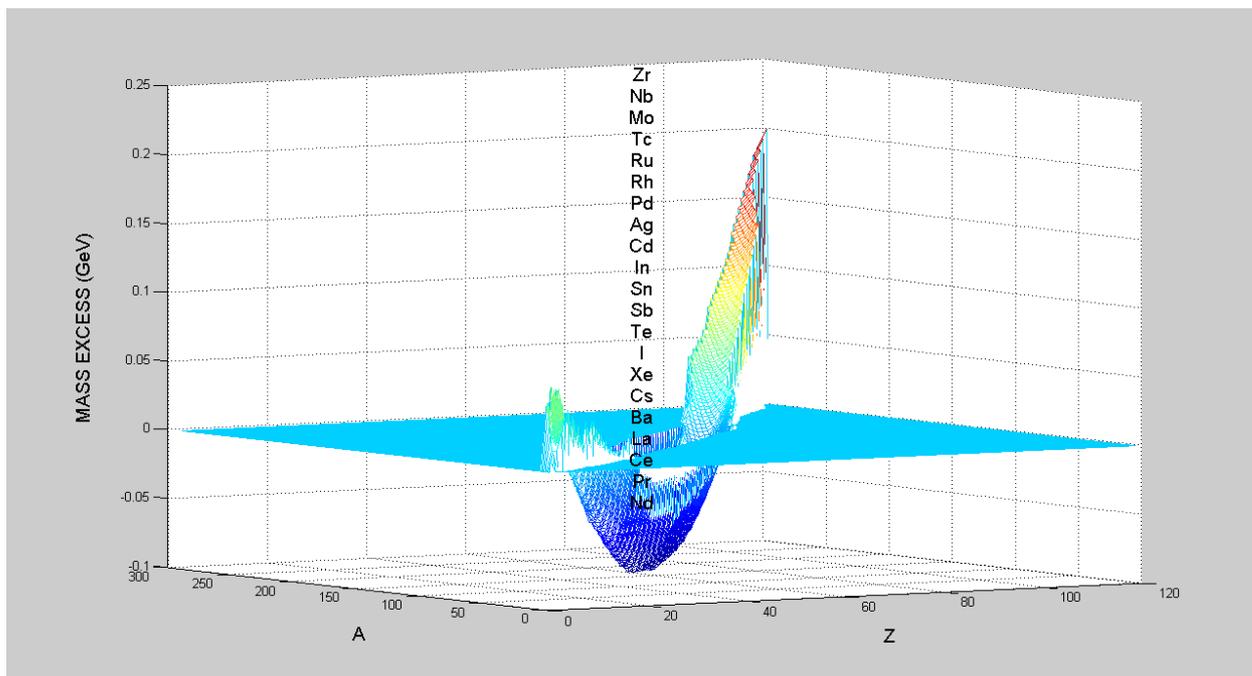


Рис. 3. Избыточная масса в зависимости от заряда и числа нуклонов ядра по данным /19/.

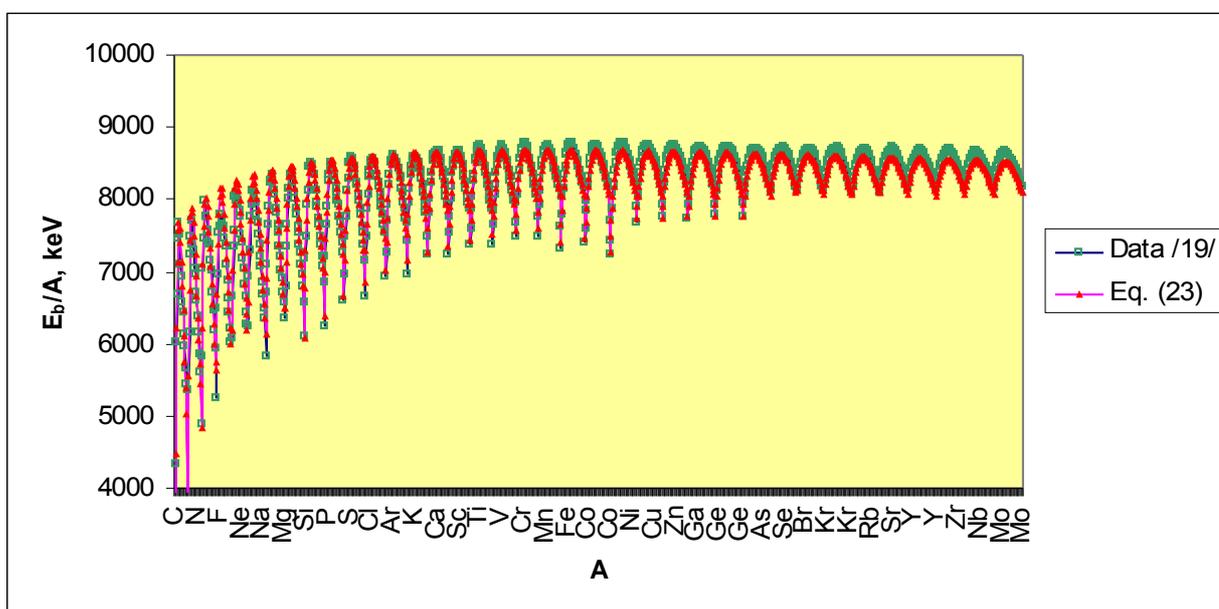


Рис. 4. Эмпирическая зависимость энергии связи от числа нуклонов в ядре, вычисленная по уравнению (23) и по данным /19/ для ряда элементов.

Таким образом, предположим, что атом состоит из A протонов, взаимодействующих со скалярным полем, которое экранирует N протонов в соответствии

с выражением (10), создавая ядро. Остальные Z протонов формируют электронную оболочку атома. Составим выражение для энергии связи протонов в такой модели, имеем

$$E_{bp} = A(m_p + m_e) - (ME + Am_u) \quad (24)$$

Отметим, что в ядерной физике широко используется верхняя оценка энергии связи, которая получается из уравнения (24) путем замены суммарной массы протона и электрона на массу нейтрона, т.е.

$$E_{bn} = Am_n - (ME + Am_u) \quad (25)$$

Задача заключается в том, чтобы получить выражение энергии связи протонов из общих теоретических моделей, развитых в наших работах /4-8/ и других. Для нахождения этого выражения заметим, что параметр E в уравнении (17) может принимать как вещественные, так и комплексные значения, которые соответствуют состояниям с конечным временем жизни. Разрешая первое уравнение (17) относительно энергии, находим

$$E = \frac{-SbPu \pm i\sqrt{-(SbPu)^2 + (Sb+1)(S - P^2 + SbP^2u^2)}}{(Sb+1)} \quad (26)$$

Учитывая, что для большинства нуклидов время распада является достаточно большой величиной, можно предположить, что мнимая часть числа в правой части уравнения (26) является малой величиной, что соответствует малой величине подкоренного выражения. Отсюда находим, что для этих состояний справедливо следующее соотношение между параметрами

$$P^2 \approx \frac{S(Sb+1)}{1 + Sb(1 - u^2)} \quad (27)$$

Подставляя выражение импульса в уравнение (26), находим

$$E = \frac{S^{3/2}bu}{\sqrt{(Sb+1)(1 + Sb(1 - u^2))}} \quad (28)$$

Таким образом, мы установили связь энергии состояния с параметрами магнитного взаимодействия в особых состояниях, которые характеризуются конечным временем жизни (радиоактивные ядра). Интересно, что эти состояния зависят от магнитного заряда, который фигурирует в уравнениях (3)-(4). Поскольку, согласно нашей гипотезе, ядро состоит из протонов, имеем для параметра метрики простое соотношение

$$\frac{\varepsilon}{k} = \frac{A^2 e^2}{Am_p c^2} = \frac{Ae^2}{m_p c^2}$$

Отсюда находим зависимость энергии от числа нуклонов

$$E/A = \frac{S^{3/2}b_0Au}{\sqrt{(Sb_0A^2 + 1)(1 + Sb_0A^2(1 - u^2))}} \quad (29)$$

Здесь обозначено $b_0 = (2\alpha m_e / m_p (1 - 2a))^2$. Для наилучшего согласования выражения (29) с данными /19/ положим $\sqrt{S} = 293$; $Sb_0 = 0.003$; $u = 0.999$ - см. рис. 5.

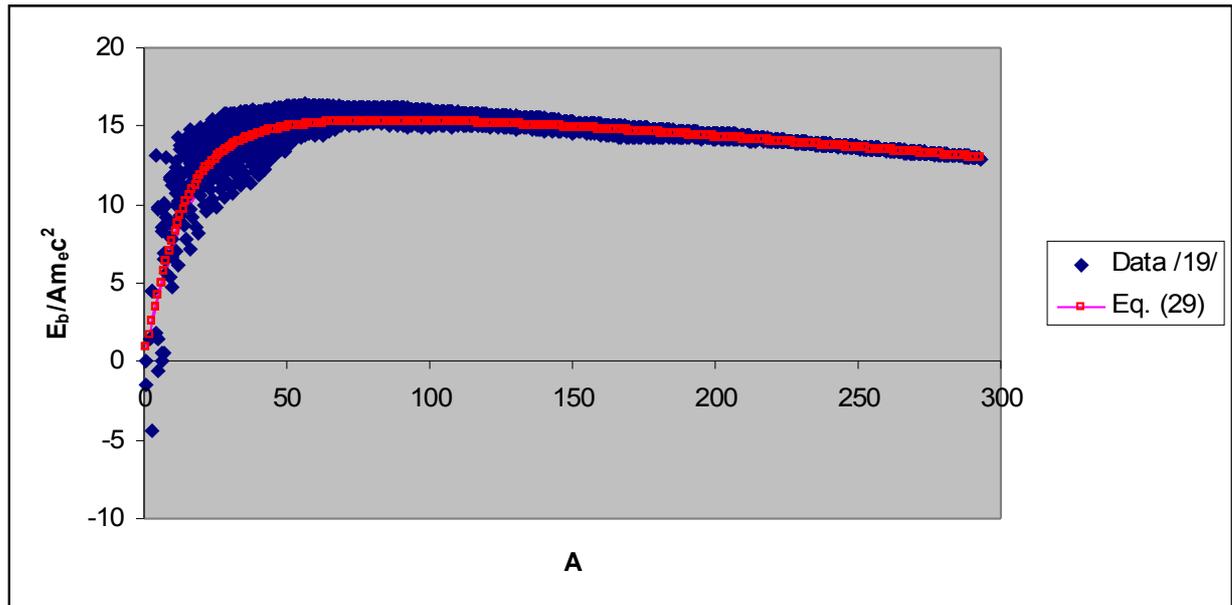


Рис. 5. Зависимость энергии связи от числа нуклонов по данным /19/ и вычисленная по уравнению (29) для $\sqrt{S} = 293$; $Sb_0 = 0.003$; $u = 0.999$.

Уравнение (29) позволяет приближенно описать зависимость энергии связи от числа нуклонов для ядер всех элементов. Для легких ядер наблюдается значительное расхождение с опытом, как и в случае расчетов по формуле Вайцекера (23). Это обусловлено, видимо, тем, что структура легких ядер в большей степени зависит от деталей взаимодействия. В частности, параметры S, b_0, u являются постоянными только для всей совокупности нуклидов.

В этой связи заметим, что в теории Румера /4, 21/ действие в пятимерном пространстве представляется в виде $\Sigma_5 = mcx^5 + \Sigma(x^1, x^2, x^3, x^4)$. Следовательно, волновой вектор в пятом измерении соответствует массе, а нормированный вектор - числу элементарных масс. Вычисленное значение параметра $\sqrt{S} = 293$ для кривой на рис. 5, видимо, соответствует элементу с максимальным атомным номером ^{293}Ei по данным /19/.

Среднее значение магнитного заряда $u = 0.999$ свидетельствует о высокой степени корреляции движения нуклонов в ядре. Полученное значение параметра взаимодействия $b_0 = (2\alpha m_e / m_p (1 - 2a))^2 \approx 3.5 \cdot 10^{-8}$ позволяет определить среднее значение момента $l = \pm a \approx \pm 0.478744$. Дальнейшее уточнение модели может быть связано, с одной стороны, с использованием точного выражения (26), а, с другой стороны, с использованием гипотез о поведении параметров взаимодействия. В частности, необходимо учесть влияние электромагнитного взаимодействия и различие между протонами и нейтронами, т.е. зависимость энергии от заряда ядра Z .

Основной результат настоящей работы заключается в том, что получена модель, описывающая коллективные эффекты взаимодействия нуклонов в ядре. В этой модели ядро состоит только из протонов, взаимодействующих со скалярным полем в пятимерном пространстве Калуцы /22/. Сильное взаимодействие объясняется наличием магнитного заряда у протонов и условиями формирования ядер. В качестве основы для построения модели использована специальная метрика в пятимерном пространстве /4, 18/, описывающая совместное влияние гравитации и электромагнетизма на движение материи. Наконец, заметим, что представленная выше модель атомного ядра может быть полезна при вычислении энергии связи нуклонов в ядре, что в настоящее время осуществляется, главным образом, посредством полуэмпирических моделей.

Библиографический список

1. М. Гепперт-Майер. Ядерные оболочки// УФН, т. 82, вып. 4, 1964.
2. О. Бор. [Вращательное движение в ядрах](#)// УФН, **120**, 543–561, 1976.
3. Б. Моттельсон. [Элементарные виды возбуждения в ядрах](#)// УФН, **120**, 563–580 1976.
4. Трунев А.П. Фундаментальные взаимодействия в теории Калуцы-Клейна// Научный журнал КубГАУ. – Краснодар: КубГАУ, 2011. – №07(71). С. 502 – 527. – Режим доступа: <http://ej.kubagro.ru/2011/07/pdf/39.pdf>
5. [Alexander Trunev. Neutron structure in Kaluza-Klein theory](#)// Chaos and Correlation, №12, Dec. 15, 2011.
6. Alexander Trunev. Electron structure in Kaluza-Klein theory //Chaos and Correlation, №12, Dec. 7, 2011 http://chaosandcorrelation.org/Chaos/CR12_2011.pdf
7. А. Р. Trunev. Electron structure, hydrino and cold fusion//Chaos and Correlation, № 11, Nov. 25, 2011, http://chaosandcorrelation.org/Chaos/CR11_2011.pdf
8. А. Р. Trunev. Lorentz quantum electrodynamics// Научный журнал КубГАУ [Электронный ресурс]. – Краснодар: КубГАУ, 2012. – №01(75). С. 1075 – 1090. – Режим доступа: <http://ej.kubagro.ru/2012/01/pdf/83.pdf>
9. Alexander Trunev. Neutron decay in the classic and quantum mechanics//Chaos and Correlation, April 30, 2011, http://chaosandcorrelation.org/Chaos/CR_4_2011.pdf

10. Mohr P.J., Taylor B.N., Newell D.B. CODATA recommended values of the fundamental physical constants// *Reviews of Modern Physics* 80: 633–730. 2006.
11. Richard P. Feynman. *The Theory of Fundamental Processes*. Addison Wesley. ISBN 0-8053-2507-7. (1961).
12. J. Christman. *The Weak Interaction*. Physnet. Michigan State University, 2001.
http://physnet2.pa.msu.edu/home/modules/pdf_modules/m281.pdf
13. Hunting the Quark Gluon Plasma. RESULTS FROM THE FIRST 3 YEARS AT RHIC. ASSESSMENTS BY THE EXPERIMENTAL COLLABORATIONS. *Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC)*. BNL -73847-2005, April 18, 2005.
14. John Arrington, Kees de Jager and Charles F. Perdrisat. *Nucleon Form Factors-A Jefferson Lab Perspective*// http://arxiv.org/PS_cache/arxiv/pdf/1102/1102.2463v1.pdf
15. Naudts, Jan (5 August 2005). On the hydrino state of the relativistic hydrogen atom. arXiv:physics/0507193.
16. Dombey, Norman (8 August 2006). "The hydrino and other unlikely states". *Physics Letters A* 360: 62. arXiv:physics/0608095
17. Mills, Randell L. (June 2008). "The Grand Unified Theory of Classical Physics" (DjVu). Blacklight Power. <http://www.blacklightpower.com/theory/bookdownload.shtml>
18. V. Dzhunushaliev. Wormhole solutions in 5D Kaluza-Klein theory as string-like objects// [arXiv:gr-qc/0405017v1](http://arxiv.org/abs/gr-qc/0405017v1)
19. National Nuclear Data Center Web Site, <http://www.nndc.bnl.gov/>
20. Marcelo Alonso, Edward J. Finn. *Fundamental University Physics. III Quantum and Statistical Physics*. – Addison-Wesley Publishing Company, 1975.
21. Ю. Б. Румер. *Исследования по 5-оптике*. – М., Гостехиздат, 1956. 152 с.
22. Kaluza, Theodor. Zum Unitätsproblem in der Physik. [Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin. \(Math. Phys.\)](http://www.ub.uni-berlin.de/ubn/urn:nbn:de:hbz:5:1-10000-p0011-1) **1921**: 966–972.