СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р2-95-98

И.М.Матора

НЕКОТОРЫЕ СВОЙСТВА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ПОЛУЛОКАЛЬНЫХ КВАНТОВАННЫХ ЧАСТИЦ-КОЛЕЦ

Направлено в журнал «Ядерная физика»

1995

1.ВВЕДЕНИЕ

Универсальный факт существования больших магнитных моментов и в заряженных лептонах, и в имеющем нулевой электрический заряд адроне нейтроне, и в положительно заряженном протоне нельзя игнорировать в любой попытке понять истинную структуру этих и других частиц.

В природе есть единственный источник столь стабильного, как у вышеупомянутых и иных частиц, магнитного момента $\vec{\mu}$. Это — набор или (оптимально) один замкнутый (оптимально) кольцевой контур, по которому без диссипации энергии стационарно обращается самосогласованно распределенный на эквипотенциальной поверхности квант заряда $\pm e$ при обязательно квантованном пронизывающем кольцо магнитном потоке $\vec{\phi}$ с наблюдаемым его значением $\phi_z = M\phi_0$ ($M = 1,2,3...$; в гауссовой с.е. $\phi_0 = \dfrac{\pi\hbar c}{e} = 2{,}06785 \cdot 10^{-7}$ Гс$\cdot$ см^2).

Скорость заряда в покоящемся электроне впервые была найдена развившим релятивистскую теорию электрона Дираком еще в конце 20-х гг. [1]. Она постоянна и равна скорости света $\pm c$. Она, очевидно, и является скоростью обращения заряда в создающем магнитный момент $\mu_{ze} = \mu_e / \sqrt{3} = 9{,}285 \cdot 10^{-21}$ эрг/Гс и поток $\phi_{ze} = \phi_e / \sqrt{3} = \phi_0$ токовом контуре электрона.

Световая скорость обращения заряда в электроне-кольце не только минимизирует размеры частицы. Еще более важно то, что только при $\beta_\varphi = \dfrac{\upsilon_\varphi}{c} = 1$ имеется возможность компенсации расталкивания заряда собственным электростатическим полем его стягиванием собственным полем магнитным. Тем самым самосогласованность формы электрона оказывается практически полной и без т.н. «напряжений Пуанкаре» (см. [2], стр. 311—12).

К сожалению, откровение Дирака $x_i = c\alpha i$ ([1] стр.343) до сих пор интерпретируется как т.н. Zitterbewegung [3] — беспорядочное «дрожание» всей частицы, а не как раз и навсегда возникшее самоподдерживающееся квантованным магнитным потоком $\phi_z = \phi_0$ обращение с $v_\varphi = -c$ равнораспределенного по тороидальной (по сути — сверхпроводящей) поверхности электрона-кольца заряда $-e$. И даже в, по-видимому, впервые предложенной в 1954 г. [4] кольцевой самосогласованной модели электрона скорость заряда на поверхности частицы не приравнена световой. А в интенсивно разрабатывавшейся с 1969 по 1983 г. Jehle [5—10] модели электрона, мюона, кварков и других частиц, основанной на квантовании магнитного потока в объектах его рассмотрения — многообразных замкнутых магнитопотоковых контурах — анализировалось не движение заряда, а потоковых контуров, скорость которых в некоторых их точках была световой.

Легко получить своеобразное универсальное «соотношение определенности» между хорошо измеренными вышеприведенным μ_{ze}, $\mu_{zn} = -9{,}66 \cdot 10^{-24}$ эрг/Гс, $\mu_{zp} = 1{,}41 \cdot 10^{-23}$ эрг/Гс и магнитными моментами других частиц и их большими радиусами колец R, которое при радиусе меридианного сечения частиц-колец $\rho_0 \ll R$ с учетом известного выражения $\mu = \frac{\pi R^2 I}{c}$ из-за $v_\varphi = c$ и $\frac{I}{c} = \frac{e}{2\pi R}$ оказывается

$$R = \frac{2\mu}{e} \tag{a}$$

(разумеется, если в образующих частицу кольцах-партонах $|q_i| \sim e$, то оценка приемлема и для составных частиц).

Для протона, нейтрона и электрона с помощью (а) находим:

$$R_{p+} \sim 10^{-13}\text{ см}, R_n \sim 10^{-13}\text{ см, и } R_e = 6{,}7 \cdot 10^{-11}\text{ см}.$$

Для протона и нейтрона эти значения R удовлетворительно согласуются с их измеренными среднеквадратическими радиусами распределений источников взаимодействия (заряда, магнитного момента) $\sqrt{\langle r_{p^+}^2 \rangle} \sim 10^{-13}$ см и $\sqrt{\langle r_n^2 \rangle} \sim 10^{-13}$ см.

Что же касается электрона, то результаты длительных точных измерений с конца 50-х годов до середины 80 гг. [11,12] его $\sqrt{\langle r_e^2 \rangle}$ приведены в таблице 1 (колонки 1,2,3,4).

В работах [13,14] показано, что данные колонки 4 табл.1 представляют размер электрона не в его системе покоя (СП), а в системе центра масс (СЦМ). Поэтому для получения истинного его размера (в СП) необходимо каждое из значений $\sqrt{\langle r_e^2 \rangle}$ колонки 4 домножить на соответствующий релятивистский фактор γ (колонка 3) фоторожденного в паре e^+e^- или столкнувшегося со встречным e^--партнером электрона.

Результат, представленный в колонке 5, убедительно свидетельствует: размер электрона в СП вовсе не точечный, он $\sim 10^{-11}$ см, и ввиду экзотичности формы электрона-кольца не противоречит данной выше оценке $R_e = 6{,}7 \cdot 10^{-11}$ см.

Модель структуры заряженных лептонов в виде полулокальных супертонких колец с квантованным пронизывающим кольцо магнитным потоком и

Таблица 1

Эксперимент. установка.	$E_{e^\pm}$ в СЦМ	$\gamma = \frac{E_{СЦМ}}{mc^2}$	$\sqrt{\langle r_e^2 \rangle}$ (см) измеренный	$\sqrt{\langle r_e^2 \rangle}_{сп} = \gamma\sqrt{\langle r_2^2 \rangle}$ измеренный
1	2	3	4	5
Фоторожд. e^+e^-	57,5 МэВ	113	$\le 0{,}9 \cdot 10^{-13}$	$\le 10^{-11}$ см
Столкновения встречных e^-e^-: SPEAR-1	2,6 ГэВ	5100	$\le 4 \cdot 10^{-15}$	$\le 2 \cdot 10^{-11}$ см
PEP	15	29400	$\le 2 \cdot 10^{-16}$	$\le 0{,}6 \cdot 10^{-11}$ см
PETRA	18,5	36300	$\le 2 \cdot 10^{-16}$	$\le 0{,}7 \cdot 10^{-11}$ см

вследствие этого квантованным $\ln \frac{R}{\rho_0} = 372{,}75$ (ρ_0 — радиус меридианного сечения поверхности кольца) разработана в 1981—91 гг. [15—18]. Модельные спин, магнитный момент, полностью электромагнитная масса и магнитомеханическое отношение согласуются с их измеренными значениями.

Ниже анализируются свойства таких полулокальных элементарных частиц-колец лептонов (пронизываемых одним квантом ϕ_0), бозонов (двумя ϕ_0) и т.п. и их электромагнитное взаимодействие, которое в зависимости от расстояния между партнерами оказывается и традиционно электромагнитным, и по своим свойствам близким к сильному или слабому взаимодействиям.

2. СВОЙСТВА ЧАСТИЦ-КОЛЕЦ

Носитель магнитного момента (и соосного с ним спина) элементарная частица-кольцо заряжена квантом безмассового заряда $\pm e$, равномерно распределенного по поверхности тора с плотностью $\sigma = \text{const}$ и обращающегося со световой скоростью $v_\varphi = c$ вокруг оси симметрии кольца, прецессирующего относительно фиксируемой наблюдателем оси z под углом $\arccos \frac{1}{\sqrt{3}}$ [19].

Собственный ее 4-потенциал $(i\psi, \mathcal{A}_\varphi)$ в цилиндрической системе координат (r, φ, z) и гауссовой с.е. есть

$$\psi = \pm \frac{e}{\pi R}\sqrt{\frac{R}{r}}\, kK(k);\ \mathcal{A}_\varphi = \pm \frac{e}{\pi R}\sqrt{\frac{R}{r}}\, \frac{(2-k^2)K(k) - 2E(k)}{k};\ k^2 = \frac{4Rr}{(R+r)^2 + z^2}. \tag{1}$$

В области $r, z \to \infty$ $k \to 0$, и, например, при $z \to \infty$

$$\psi(z) = \pm \frac{e}{z};\ \mathcal{A}_\varphi(z) = \pm \frac{eR^2}{2} \frac{1}{z^3}. \tag{1'}$$

Вблизи же тороидальной поверхности $\rho_0 \le \rho << R$ $k \to 1$ и

$$\psi(\rho) = \pm \frac{e}{\pi R}\left(\ln \frac{R}{\rho} + \ln 8 \right); \; \mathcal{A}_\varphi(\rho) = \pm \frac{e}{\pi R}\left(\ln \frac{R}{\rho} + \ln 8 - 2 \right). \qquad (1'')$$

А на поверхности тора

$$\psi(\rho_0) = \pm \frac{e}{\pi R}\left(\ln \frac{R}{\rho_0} + \ln 8 \right) = \text{const}; \; \mathcal{A}_\varphi = \pm \frac{e}{\pi R}\left(\ln \frac{R}{\rho_0} + \ln 8 - 2 \right) = \text{const},$$

причем из-за квантованности наблюдаемого магнитного потока $\phi_z = \phi/\sqrt{3}$

$$\phi_z = \frac{2\pi R \mathcal{A}_\varphi(\rho_0)}{\sqrt{3}} = \frac{2e}{\sqrt{3}}\left(\ln \frac{R}{\rho_0} + \ln 8 - 2 \right) = \pm M\phi_0 = \pm M \frac{\pi \hbar c}{e} \qquad (2)$$

оказывается квантованным также и

$$\ln \frac{R}{\rho_0} = M \cdot 372{,}8339 - 0{,}07944, \qquad (3)$$

откуда

$$\psi(\rho_0) = \pm \left(M \frac{\sqrt{3}\phi_0}{2\pi R} + \frac{2e}{\pi R} \right); \; \mathcal{A}_\varphi(\rho_0) = \pm M \frac{\sqrt{3}\phi_0}{2\pi R}. \qquad (1''')$$

Полный магнитный момент частицы-кольца μ равен

$$\mu = \sqrt{3}\mu_z = \pi R^2 \frac{I}{c} = \pm \frac{eR}{2}, \; \left(\text{т.к. } I = \frac{ec}{2\pi R} \right). \qquad (4)$$

Знак наблюдаемой его величины μ_z зависит как от знака заряда $\pm e$, так и от знака $v_\varphi = \pm c$.

Напомним, что вытекающее из (4) выражение $R = 2\sqrt{3}\frac{\mu_z}{e}$ вследствие максимального из возможных $|v_\varphi| = c$ и оптимальности (кольцевой) формы токового контура определяет наименьшую возможную величину размера R частицы.

2.1. Масса и спин. Что такое спин частицы-кольца

Чтобы определить полностью электромагнитную массу m покоящейся частицы-кольца с ее стационарным собственным 4-х потенциалом $(i\psi, \mathcal{A}_\varphi)$ необходимо вычислить [2,20]

$$mc^2 = \mathcal{P}_\varphi c + \frac{1}{2}\int \left[\frac{j_\varphi(\rho_0)}{c} \mathcal{A}_\varphi(\rho_0) + \sigma\psi(\rho_0) \right] ds \qquad (5)$$

(интегрирование по поверхности тора). Постоянные на ней j_φ, $\mathcal{A}_\varphi$, σ и ψ определены выше.

Адекватным определением импульса $\mathcal{P}_\varphi$ безмассового заряда e в собственном поле $(i\psi, \mathcal{A}_\varphi)$ является канонический (обобщенный) импульс

$$\mathcal{P}_\varphi = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial v_\varphi} = m_q \gamma v_\varphi + \frac{e}{c}\mathcal{A}_\varphi(\rho_0) = \frac{e}{c}\mathcal{A}_\varphi(\rho_0) \qquad (6)$$

($\mathcal{L} = m_q c^2 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} + \frac{q}{c}(\vec{v} \cdot \vec{\mathcal{A}}) - q\psi$ — релятивистская функция Лагранжа, на содержащей заряд поверхности, $m_q = 0$). По своему физическому смыслу $\mathcal{P}_\varphi$ совпадает с введенным Дираком [1] релятивистским квантово-механическим оператором импульса $\vec{\mathcal{P}} = i\hbar \frac{\partial}{\partial \vec{r}} + \frac{e}{c}\vec{\mathcal{A}}$.

Интегрирование (5) дает

$$mc^2 = \sqrt{3}\frac{\hbar c}{R}\left(M + \frac{\alpha}{\pi\sqrt{3}} \right) \quad \left(\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} \text{ — постоянная тонкой структуры}\right) \qquad (5')$$

2.1.1. Теорема о целостности кванта заряда частицы-кольца.

Доказательство (от противного): Предположим, что заряд частицы имеет не квантованную, а произвольную величину εe $(\varepsilon \ne 1)$, и сравним выражения (2) для магнитного потока сквозь кольцо

$$\phi = 2\pi R\, \mathcal{A}_\varphi(\rho_0) = M\sqrt{3}\phi_0 = M\sqrt{3}\frac{\pi\hbar c}{e},$$

в котором хорошо измеренный квант $\phi_0 = \frac{\pi\hbar c}{e}$ имеет в знаменателе точный квант заряда e, с выражением механического момента (спина) S покоящейся частицы-кольца

$$S = R\mathcal{P}_\varphi = \frac{\varepsilon e}{c} R\mathcal{A}_\varphi(\rho_0). \qquad (7)$$

Подставив в S полученное из выражения для ϕ значение $R\mathcal{A}_\varphi(\rho_0) = M\sqrt{3}\frac{\pi\hbar c}{e}$, находим

$$S = M\sqrt{3}\,\frac{\varepsilon\hbar}{2}\,. \qquad (7')$$

Отсюда следует очевидное заключение:

Для того, чтобы наблюдаемая величина спина $S_z = S/\sqrt{3}$ элементарной частицы-кольца оказалась равной спину лептона $\frac{\hbar}{2}$; бозона — $\hbar$ и т.д., необходимо и достаточно отождествить $\varepsilon \equiv 1$.

Тогда наблюдаемое значение спина S_z элементарной частицы-кольца

$$S_z = M\,\frac{\hbar}{2} \qquad (7'')$$

предстанет поразительно инвариантной ее характеристикой, не зависящей ни от знака заряда $\pm e$, ни от величины ее массы m, ни от большого радиуса кольца R, определяющаяся только направлением обращения заряда (знаком $v_\varphi = \pm c$) и квантовым числом M.

Насколько обоснованным в свете результата вышеописанного экскурса в область дробления кванта заряда e частицы-кольца является наделение партонов-кварков зарядами $\pm\frac{2}{3}e$ и $\pm\frac{e}{3}$ и одновременно с этим спинами $\frac{\hbar}{2}$, судить, разумеется, коллегам, развивающим теорию кварков.

2.1.2. Магнитомеханическое отношение.

Магнитомеханическое отношение $g = \frac{\mu_z}{S_z}$ рассматриваемой элементарной частицы оказывается (см. (4), (5'), (7'')):

$$g = \pm\left(1 + \frac{\alpha}{M\pi\sqrt{3}}\right)\frac{e}{mc}\,,\ \left(\frac{\alpha}{\pi\sqrt{3}} = 0{,}00134108\right). \qquad (8)$$

Оно не только — как и должно быть — вдвое превосходит $g_l = \frac{e}{2mc}$ моментов орбитальных, но обладает также и малой аномальной добавкой, правда, превосходящей на ~15% измеренную такую добавку заряженных лептонов.

Физическая причина столь близкого соответствия модельного магнитомеханического отношения колец-лептонов $g = 1{,}00134108\,\frac{e}{mc}$ экспериментальным электронному $g_e = 1{,}00115965\,\frac{e}{m_e c}$ и мюонному $g_\mu = 1{,}00116594\,\frac{e}{m_\mu c}$ состоит в том, что значение (6) импульса безмассового заряда e в собственном электромагнитном поле (см. (1''') и (5'))

$$\mathcal{P}_\varphi = \frac{e}{c}\,\mathcal{A}_\varphi(\rho_0) = \frac{mc}{2\left(1 + \frac{\alpha}{M\pi\sqrt{3}}\right)} \qquad (9)$$

содержит в знаменателе не только появившийся благодаря безмассовости заряда множитель 2, снижающий собственный механический момент количества электрона-кольца вдвое по сравнению с орбитальным моментом гипотетической точечной незаряженной частицы с той же массой $m = m_0\gamma$, как у покоящегося электрона, обращающейся по окружности радиуса R с $v_\varphi \to c$, но и, кроме того, множитель $\left(1 + \frac{\alpha}{\pi\sqrt{3}}\right) = 1{,}00134108$. Имеющаяся в последнем малая добавка $\frac{\alpha}{\pi\sqrt{3}}$ равна, как легко видеть, отношению $\frac{|\psi(\rho_0)| - |\mathcal{A}_\varphi(\rho_0)|}{2|\mathcal{A}_\varphi(\rho_0)|}$.

Попытка автора [18] привести ее величину в полное соответствие с вышеупомянутыми измеренными значениями добавок для электрона и мюона переводом ~2% световой скорости заряда в нормальную к v_φ и касательную к поверхности тора компоненту v_t при $v_\varphi^2 + v_t^2 = c^2$ хотя и достигла цели, но она некорректна вследствие невозможности квантования возникающего при этом в торе (хотя и пренебрежимо малого) потока $\phi_\varphi \sim 10^{-173}$ Гс·см^2.

Тем не менее, вышеизложенное дает основания к справедливому замечанию Дирака [1], стр.192 «Спин электрона не имеет близкого соответствия с чем-либо в классической механике» добавить:

Свойства спина электрона практически совпадают со свойствами момента канонического импульса равнораспределенного по тороидальной поверхности бесконечно тонкого кольца безмассового заряда $-e$, находящегося в стационарном состоянии обращения по ней с $v_\varphi = c$ и квантованным наблюдаемым значением пронизывающего кольцо магнитного потока.

2.2. Самосогласованность формы

Как известно, самосогласованность формы равнораспределенного по поверхности бесконечно длинного цилиндра и двигающегося вдоль его оси со световой скоростью заряда идеальна. Однако такой цилиндр, согнутый в кольцо, даже при гигантском значении кванта $\ln\frac{R}{\rho_0} = 372{,}75$ все же имеет, хотя и незначительную, неуравновешенность.

Количественная ее оценка, выполненная с помощью известных точных выражений напряженностей электрического и магнитного поля, вычисленных для координат поверхности частицы-кольца электрона ($R_e = 6{,}7\cdot 10^{-11}$ см), дает величину примерно на 3 порядка меньшую, чем в известной классической модели электрона-сферы ($r_0 = 2{,}82 \cdot 10^{-13}$ см) с неподвижным равнораспределенным по сфере зарядом.

2.3. Модельные параметры конкретных элементарных частиц-колец.

Сопоставление выражений для рассмотренных выше характеристик частиц-колец показывает, что в каждой группе с фиксированным M спин $S_z = M\dfrac{\hbar}{2}$ и магнитомеханическое отношение $g = 1 + \dfrac{\alpha}{M\sqrt{3}\pi}$ постоянны.

Все же другие параметры — масса покоя m, магнитный момент μ_z, большой радиус кольца R и канонический импульс $\mathcal{P}_\varphi$ конкретной частицы в соответствии с формулами (4), (5') и (9) пропорциональны или обратнопропорциональны друг другу. Это дает возможность в том случае, когда измерить удалось хотя бы один параметр частицы, значения остальных ее характеристик предсказать расчетом.

Так, например, для τ-лептона, у которого измерена лишь его масса и время жизни ($m_\tau = 3{,}181 \cdot 10^{-24}$ г, $\tau_\tau = 3{,}3 \cdot 10^{-13}$ с), а магнитный момент не известен, пользуясь измеренной m_τ, с помощью (4), (5') и (9) находим $R_\tau = 1{,}94 \cdot 10^{-14}$ см, $\mu_{z\tau} = 2{,}691 \cdot 10^{-24}$ эрг/Гс и импульс $\mathcal{P}_{\varphi\tau} = 4{,}76 \cdot 10^{-14}$ г·см/с.

Чтобы читатель мог проверить, насколько точно соответствуют предсказываемые модельные значения характеристик колец-лептонов их действительным (измеренным) величинам, приведем также модельные (вычисленные по измеренным массам покоя электрона $m_e = 9{,}10953410^{-28}$ г и мюона $m_\mu = 1{,}883566 \cdot 10^{-25}$ г) другие параметры. Они таковы:

$$R_e = 6{,}6974 \cdot 10^{-11}\ \text{см},\ \mu_{ze} = 9{,}2865 \cdot 10^{-21}\ \text{эрг/Гс},\ \mathcal{P}_{\varphi e} = 1{,}3636 \cdot 10^{-17}\ \text{г·см/с}.$$

$$R_\mu = 3{,}2391 \cdot 10^{-13}\ \text{см},\ \mu_{z\mu} = 4{,}4913 \cdot 10^{-23}\ \text{эрг/Гс},\ \mathcal{P}_{\varphi\mu} = 2{,}82 \cdot 10^{-15}\ \text{г·см/с}.$$

3. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПАРЫ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ-КОЛЕЦ; СЛОЖЕНИЕ ИХ МОМЕНТОВ

Квантование наблюдаемого суммарного спина S_z двух взаимодействующих элементарных частиц-колец совместимо лишь с двумя вариантами обусловливаемого их магнитным взаимодействием обязательно симметричного взаимного

расположения осей прецессии колец в пространстве: соосного и соплоскостного.

Вследствие того, что модуль скалярного потенциала частицы-кольца ψ всюду превосходит величину векторного потенциала $\mathcal{A}_\varphi$ (см. (1), (1'), (1'') и (1''')), электромагнитная энергия взаимодействия пары оказывается отрицательной (способной связывать пару в стационарных состояниях) в единственном случае — при противоположности знаков заряда партнеров. Магнитные же их моменты могут быть как параллельными (но при этом спины — антипараллельными), так и антипараллельными (при, разумеется, параллельных спинах).

В результате суммарные магнитные и механические моменты связанных пар автоматически оказываются следующими:

При магнитных моментах параллельных спин пары всегда равен разности спинов партнеров, т.е. он нулевой, если $M_1 = M_2$.

При μ_i антипараллельных происходит сложение модулей S_{zi}.

Это противоречит известному утверждению о том (см., например, [19], стр.397), что «поскольку спин π-мезона равен нулю, то он не обладает собственным магнитным моментом». Утверждение это, как мы видели, справедливо для одной элементарной частицы-кольца, но не для состоящего, как известно, из двух партонов π^0-мезона.

Вышеизложенное дает основание предполагать, что, в частности, π^0-мезон обладает значительным магнитным моментом, который до сих пор не только не измерен, но и не обнаружен по единственной причине — чрезмерно малом его времени жизни $\tau_{\pi^0} = 0{,}83 \cdot 10^{-16}$ с.

Важным условием, обеспечивающим наиболее прочную связь пары, является точное равенство больших радиусов R колец-партнеров — только при его выполнении потенциальная энергия взаимодействия элементарной частицы-кольца и ее античастицы при слиянии обоих колец в единый тор достигает величины их энергии покоя, и становится возможной аннигиляция.

Точный учет прецессии колец обеих частиц при вычислении операторов потенциальной энергии их магнитного и электростатического взаимодействия $U_м$ и $U_э$, входящих в волновое уравнение, через решение которого находят волновые функции стационарных состояний пары, требует длительной работы. Вместе с тем разница между легко находимыми мажорирующими величинами энергии взаимодействия двух частиц-колец в радикально упрощающем расчеты предположении отсутствия прецессии и ее наличия невелика.

Поэтому ниже приводятся выражения и вычисленные с их помощью кривые значений энергии взаимодействия пары не прецессирующих частиц-колец, дающие близкое к истинному представление о свойствах взаимодействия.

3.1. Случай соосного взаимного расположения не прецессирующих колец

Здесь потенциальная энергия взаимодействия в цилиндрической системе координат с ее началом, расположенным на оси симметрии обеих частиц, в зависимости от расстояния r_{12} между параллельными медианными плоскостями торов с помощью четырехпотенциала (1) выражается так:

$$\left.\begin{aligned} &U(r_{12}) = U_м(r_{12}) + U_э(r_{12}), \text{ где ввиду } r = R \text{ при интегрировании}\\ &U_м(r_{12}) = \pm\frac{e^2}{\pi R}\frac{(2-k^2)K(k)-2E(k)}{k}\,;\; U_э(r_{12}) = \pm\frac{e^2}{\pi R}kK(k);\\ &k^2 = \frac{1}{1+\frac{r_{12}^2}{4R^2}}\,(r_{12} >> \rho_0 \sim 10^{-161}R);\; k^2 = 1-\frac{\rho_0^2}{4R^2}\,(r_{12}\to 0).\end{aligned}\right\} \quad (11)$$

Знак «–» в энергии магнитного взаимодействия $U_м$ имеет место при I_φ одного знака в обоих кольцах, а в $U_э$ — при противоположных знаках заряда партнеров.

В области расстояний между центрами колец $r_{12}\to\infty$ $k\to 0$, и

$$U_м(r_{12}) = \pm\frac{e^2R^2}{2}\frac{1}{r_{12}^3}\,;\; U_э(r_{12}) = \pm\frac{e^2}{r_{12}}\,;\; U(r_{12}) = \pm\frac{e^2}{r_{12}}\left(1\pm\frac{R^2}{2r_{12}^3}\right). \quad (12)$$

а в случае $\rho_0 << r_{12} << R$ $k\to 1$, и здесь

$$\left.\begin{aligned} &U_м(r_{12}) = \pm\frac{e^2}{\pi R}\left(\ln\frac{R}{r_{12}}+0{,}07944\right);\; U_э(r_{12}) = \pm\frac{e^2}{\pi R}\left(\ln\frac{R}{r_{12}}+2{,}07944\right);\\ &U(r_{12}) = \begin{cases}\pm\frac{2e^2}{\pi R} = \text{const! при знаках } U_м \text{ и } U_э \text{ противоположных,}\\ \pm\frac{2e^2}{\pi R}\left(\ln\frac{R}{r_{12}}+1{,}07944\right) \text{— если знаки } U_м \text{ и } U_э \text{ одинаковы.}\end{cases}\end{aligned}\right\} \quad (13)$$

Предельными при $r_{12}\to 0$ являются $U(o) = \pm\frac{2e^2}{\pi R}$ и $\pm\frac{2e^2}{\pi R}\left(\ln\frac{R}{\rho_0}+1{,}07944\right)$ (13').

3.2. Случай расположения не прецессирующих колец соплоскостного

Здесь, обозначив расстояние между центрами колец через r_{12}, имеем:

$$\left.\begin{aligned} &U(r_{12}) = U_м(r_{12}) + U_э(r_{12});\\ &U_м = \pm\frac{e^2}{\pi^2R}\int_0^\pi\left(\frac{R}{r}\right)^{3/2}\left[1+\frac{r_{12}}{R}\cos\varphi\right]\frac{(2-k^2)K(k)-2E(k)}{k}\,d\varphi\,;\\ &U_э = \pm\frac{e^2}{\pi^2R}\int_0^\pi\frac{2K(k)}{1+r/R}\,d\varphi\,;\; \frac{r}{R} = \left(1+2\frac{r_{12}}{R}\cos\varphi+\frac{r_{12}^2}{R^2}\right)^{1/2};\\ &k^2 = \frac{4r/R}{(1+r/R)^2}\,(\rho_0 << r_{12})\,;\; k^2 = 1-\frac{\rho_0^2}{4R^2}\,(r_{12}=0).\end{aligned}\right\} \quad (14)$$

Интегрирование по φ в (14) для $r_{12}\to\infty$ и для $\rho_0 << r_{12} << R$ и $r_{12}\to 0$ легко выполняется, и результаты для указанных областей r_{12} совпадают с приведенными выше соответствующими выражениями (12), (13) и (13').

Как и следовало ожидать, расходимости $U(r_{12})$ для всех значений r_{12} отсутствуют.

3.3. Ход энергии взаимодействия по r_{12}

Уже упоминалось, что связанные состояния пары возможны только тогда, когда заряды партнеров противоположны. Поэтому расчеты $U(r_{12})$ с помощью выражений (11—14) были выполнены для этого их сочетания.

Конкретными партнерами пары были взяты электрон и позитрон с минимально возможным значением $U(o) = -511$ кэВ.

Результаты расчетов иллюстрируются Рис.1.

Сплошными кривыми изображен ход $U\left(\frac{r_{12}}{R}\right)$. Кружки демонстрируют ход $U_э\left(\frac{r_{12}}{R}\right)$, а косые крестики — $U_м\left(\frac{r_{12}}{R}\right)$ в паре соплоскостных колец с параллельными μ_{zi}. А зависимость $U_э\left(\frac{r_{12}}{R}\right)$ и $U_м\left(\frac{r_{12}}{R}\right)$ пары колец соосных с параллельными же μ_{zi} представлена соответственно треугольниками и крестиками

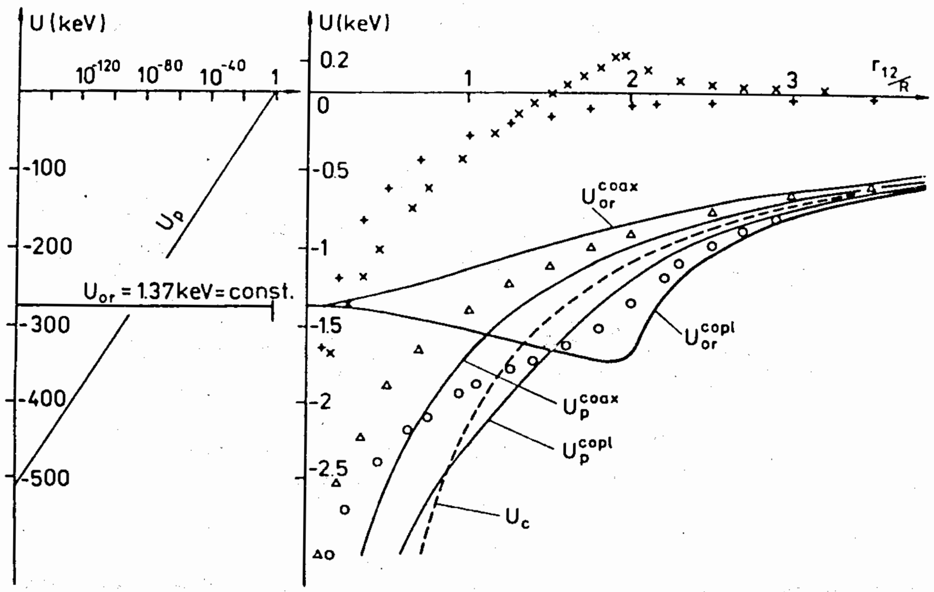

Рис.1

прямыми. Ход $U_м$ для случая антипараллельных μ_{zi} в паре на рисунке отсутствует, т.к. он легко получается заменой знака изображенных (для параллельных μ_{zi}) $U_м\left(\frac{r_{12}}{R}\right)$ на обратный.

Ввиду того, что $U\left(\frac{r_{12}}{R}\right)$ для $\frac{r_{12}}{R} > 4$ с ростом r_{12} асимптотически стремится к кулоновской энергии взаимодействия точечных e^+ и e^- $U_c(r_{12}) = -\frac{e^2}{r_{12}}$, на рисунке даны кривые только до $\frac{r_{12}}{R} < 4$. А в связи с тем, что отличия $U\left(\frac{r_{12}}{R}\right)$ частиц-колец от кулоновской энергии взаимодействия (последняя для сравнения на основном — правом — фрагменте изображена пунктиром) особенно сильны на отрезке $0 < \frac{r_{12}}{R} < 1$, фрагмент хода по нему $U\left(\frac{r_{12}}{R}\right)$ (левый) дан в логарифмическом масштабе оси абсцисс и 200-кратным увеличением цены деления оси ординат.

Привлекает внимание, прежде всего, возникновение в области $0 < \frac{r_{12}}{R} < \sim 3$ многовариантности хода энергии взаимодействия пары полулокальных элементарных заряженных частиц-колец $U\left(\frac{r_{12}}{R}\right)$, а также радикальное отличие всех четырех его вариантов от кулоновского в этой области.

При этом оба варианта $U\left(\frac{r_{12}}{R}\right)$ ортопозитрония существенно различны только на отрезке $\sim 0{,}1 < \frac{r_{12}}{R} < \sim 3$, а при $\frac{r_{12}}{R} \in (0; 0{,}1)$ они сходятся к одной и той же постоянной величине $U\left(\frac{r_{12}}{R}\right) = -1{,}37$ кэВ, т.е., в объеме атома ортопозитрония с $r_{12} < 0{,}1R$ существует идеальная асимптотическая свобода для колец-партнеров.

Не лишены, правда, не идеальной, а логарифмической такой свободы и кольца-партнеры в парапозитронии, т.к. в нем для всех $r_{12} < \sim 0{,}1R$ зависимость $U\left(\frac{r_{12}}{R}\right)$ от r_{12} логарифмическая.

Особый интерес вызывает глубина логарифмической потенциальной ямы для каждого из колец-партнеров в парапозитронии, по модулю равная (см.рис.1) энергии покоя любого из них, тогда как аналогичная яма в ортопозитронии имеет глубину $-1{,}37$ кэВ — более, чем на два порядка меньшую. Здесь, вероятно, и содержится физическая причина превосходства времени жизни ортопозитрония ($1{,}4 \cdot 10^{-7}$ с) над $\tau^{e^\pm} = 1{,}25 \cdot 10^{-10}$ с парапозитрония в $\sim 10^3$ раз.

Но наиболее удивительным свойством чисто электромагнитного взаимодействия пары полулокальных элементарных частиц-колец является метаморфоза константы взаимодействия при переходе из области больших $\frac{r_{12}}{R}$, где она имеет значение e^2 обычного кулоновского взаимодействия, в область $\frac{r_{12}}{R} \ll 1$, в которой меняется и размерность константы $\frac{2e^2}{\pi R}$ (см. соотношения (13) и (13')), и на много порядков возрастает ее величина, т.к. даже для наиболее легких колец-лептонов e^- и e^+ $R_{e^\pm} = 6{,}7 \cdot 10^{-11}$ см.

Очевидно, что все приведенные выше выражения энергии взаимодействия $U(r_{12})$ пары колец-лептонов электрона и позитрона пригодны и для других заряженных пар «лептон-антилептон» при подстановке в них вместо значения R_e соответствующих R_μ или R_τ, а деления шкалы энергии на рис.1 домножить на $\frac{R_e}{R_\mu}$ или $\frac{R_e}{R_\tau}$ соответственно.

Ход энергий взаимодействия пары заряженных лептона и бозона (разумеется, с $R_e = R_b$) и т.п. можно вычислить с помощью тех же соотношений (11) и (14) с должным учетом квантованных значений $\ln \frac{R}{\rho_0}$ в четырехпотенциалах на поверхности колец пары.

Полученные паравarианты U_p^{coax} и U_p^{copl} в области $\frac{r_{12}}{R} \in (0, \sim 3)$ могут быть использованными для поиска дискретных состояний пары с $\langle \frac{r_{12}}{R} \rangle \leq 3$ (типа π-мезонов и аналогичных мезонов с $S_z = 0$), а также состояния «нейтрон» с $S_z = \frac{h}{2}$, в котором пара включает в себя кольцо-лептон с зарядом $e > 0$ и кольцо-бозон с зарядом $-e$ через решение волновых уравнений с найденными операторами $U_p^{coax}(r_{12})$ и $U_p^{copl}(r_{12})$. При этом партоны будут представлять собой элементарные частицы-кольца с целым квантом заряда $\pm e$ (и спином $M\frac{h}{2}$) и адекватно выбранным (в паре — одним и тем же) R. Что касается правила кваркового счета, то в паре «нейтрон» оно также будет действенным, если число партонов в адроне заменить на $\sum M_i = 1 + 2 = 3$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, как только наряду со стабильно существующим квантованным зарядом элементарной частицы $\pm e$ был учтен столь же стабильный обусловленный квантованным магнитным потоком ток этого заряда, реальность которого многократными точными измерениями магнитных моментов частиц давно доказана, и были найдены все компоненты собственного 4-х потенциала покоящейся частицы $(i\psi, 0, \mathcal{A}_\varphi, 0)$, так именно в той же области вблизи частицы, где хорошо исследованные экспериментально сильные, слабые и электромагнитные взаимодействия до сих пор принято считать имеющими различную природу и различные источники (носители), в которой найденные скалярный ψ и векторный $\mathcal{A}_\varphi$ потенциалы имеют примерно равные модули, были найдены радикально

отличающиеся друг от друга несколько вариантов одного и того же чисто электромагнитного взаимодействия, обладающих свойствами как сильного (в парасостояниях), так и слабого взаимодействий.

Нельзя не оценить в этой связи всей глубины высказанной еще в первом десятилетии 20-го века мысли Гендрика Антона Лоренца: «...можно считать, что все силы связаны более или менее тесно с теми силами, которые мы изучаем в электромагнетизме» [21].

Значимость магнитного взаимодействия элементарных частиц проявляется, естественно, особенно ярко между электроном, обладающим уникально большим μ_{ze} и имеющим нулевой суммарный заряд нейтроном с его $\mu_{zn} = -9{,}66 \cdot 10^{-24}$ эрг/Гс (см. обзор теории и экспериментальных данных о *ne*-взаимодействии в [22]).

Автор искренне благодарит ознакомившихся с работой перед ее публикацией В.Л.Аксенова, Ю.А.Александрова, Г.Н.Афанасьева, Ф.А.Гареева, В.И.Лущикова и А.Б.Пестова за ценные дискуссии и помощь, а также А.В. Белушкина и А.Б.Попова, сообщивших о разработке в конце 60-х гг. тороидальной модели частиц З.И.Огрзевальским, результаты которой ее автор опубликовать, к сожалению, не успел.

Литература

1. Дирак П.А.М. — Принципы квантовой механики. М., «Наука», 1979, с.338.
2. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. — Фейнмановские лекции по физике 6. Электродинамика. М., «Мир», 1977.
3. Foldy L.L., Wouthuysen S.A. — Phys. Rev., 1950, v.78, №1, p.29.
4. Buneman O. — Proc. Cambr. Phil. Soc., 1954, v.50, p.77.
5. Jahle H. — Phys. Rev. D, 1971, v.3, №2, p.306.
6. Jehle H. — Phys. Rev. D, 1975, v.11, №8, p.2147.
7. Jehle H. — Phys. Rev. D, 1977, v.15, №12, p.3727.
8. Jehle H. — Acta Phys. Austriaca Suppl., 1978, v.18, p.63.
9. Jehle H. — Phys. Lett. B, 1981, v.104, №3, p.203, 207.
10. Jehle H. — Verh. Dtsch. Phys. Ges. ISSN 0420-0195, 1983, v.18(6), p.1205.
11. Wiik B. — 20-th Intern. Conf. on High Energy Phys., Madison, W (1980); N.-Y. Amer. Inst. of Phys., 1981, p.1379.
12. Исаев П.С. — Квантовая электродинамика в области высоких энергий. М.: Энергоатомиздат, 1984.
13. Матора И.М. — ОИЯИ, Р4-85-18, Дубна, 1985.
14. Матора И.М. — ОИЯИ, Р4-85-407, Дубна, 1985.
15. Матора И.М. — ОИЯИ, Р4-81-81, Дубна, 1981.
16. Матора И.М., Саввин В.А., Шелонцев И.И., Ширикова Н.Ю. — ОИЯИ, Р3-81-591, Дубна, 1981.

17. Матора И.М. — ОИЯИ, Р4-81-774, Дубна, 1981.
18. Матора И.М. — ОИЯИ, Р4-91-447, Дубна, 1991.
19. Соколов А.А., Лоскутов Ю.М., Тернов И.М. — Квантовая механика. М., «Просвещение», 1965.
20. Джексон Д.Д. — Классическая электродинамика. М., «Мир», 1965.
21. Лоренц Г.А. — Теория электронов. М. ГИТТЛ, 1956, с.80.
22. Александров Ю.А. — Фундаментальные свойства нейтрона. М., «Энергоатомиздат», 1992.

Рукопись поступила в издательский отдел
6 марта 1995 года.

Матора И.М. P2-95-98
Некоторые свойства элементарных полулокальных квантованных частиц-колец

Рассмотрены свойства модельных заряженных элементарных полулокальных квантованных частиц-колец лептонов, бозонов и т.п., в которых наряду с квантом безмассового заряда $\pm e$ имеется столь же стабильный пронизывающий кольцо квантованный магнитный поток $\phi_z = M\phi_0$ ($M = 1,2,3,...$), обусловливающий существование спина $S_z = Mh/2$ и магнитного момента $\mu = eR/2$ (R — большой радиус кольца) частиц с магнитомеханическим отношением $g_l = \mu_{zl}/S_{zl} = 1{,}00134108$ e/mc для лептонов, $g_b = 1{,}00067054$ e/mc бозонов и т.д. Найдена многовариантность хода энергии $U(r_{12})$ чисто электромагнитного взаимодействия пары близких друг к другу частиц-колец в той области расстояний r_{12} между ними, где между эквивалентными по массе адронами имеется сильное взаимодействие. Один из вариантов по своим свойствам здесь близок к сильному взаимодействию, другой — к слабому. Доказана невозможность одновременного обладания рассмотренными частицами-кольцами дробным зарядом и спином $S_z = \hbar/2$.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики им. И.М.Франка ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1995

Перевод автора

Matora I.M. P2-95-98
Some Properties of Elementary Semilocal Quantized Ring-Rarticles

The properties of model charged semilocal quantized elementary ring-particles of leptons, bosons etc. are considered, in which together with a quantum of a massless charge $\pm e$ there exists so stable, as $\pm e$, a quantized magnetic flux $\phi_z = M\phi_0$ ($M = 1,2,3,...$), penetrating the ring, which causes the existence of spin $S_z = Mh/2$ and magnetic moment $\mu = eR/2$ (R-big ring radius) of particles with a magnetomechanical relation $g_l = 1{,}00134108$ e/mc for leptons, $g_b = 1{,}00067054$ e/mc for bosons and so on. A multivariance of a pure electromagnetic interaction energy dependence of a pair of ring-particles is found in that region of distances r_{12} between partners, where a strong interaction takes place among hadrons equivalent them on mass. One type by its properties is similar to a strong interaction, while the other — to a weak one. The impossibility of simultaneous possession the fractional charge and spin $S_z = \hbar/2$ for the considered ring-particles has been proved.

The investigation has been performed at the Frank Laboratory of Neutron Phsics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 1995