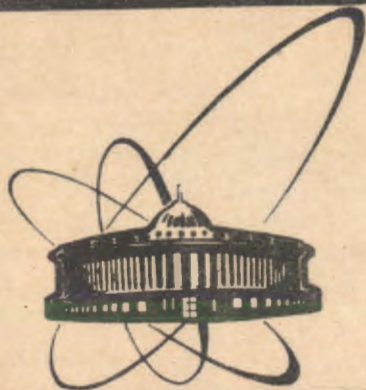


91-447



сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
Дубна

P4-91-447

И. М. Матора

КОЛЬЦЕВАЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ МОДЕЛЬ  
ЗАРЯЖЕННОГО ЛЕПТОНА

1991

В работах<sup>1,2/</sup> предложена кольцевая модель заряженного лептона, в которой все характеристики "покоящейся" частицы-кольца, в том числе и гиромангнитное отношение  $g$ , совпадают с их экспериментальными (наблюдаемыми) данными. В модели безмассовый заряд  $e$  предполагался равномерно распределенным по поверхности тора с большим радиусом  $R$  и малым  $\rho$ , таким, что  $\ln \frac{R}{\rho} > 215$ . Заряд имел единственную азимутальную составляющую скорости  $\beta_\phi \cdot c$ , обуславливающую стационарный магнитный поток сквозь кольцо, равный одному его кванту  $\Phi_0 = \frac{\pi \hbar c}{e} = 2,06785 \times 10^{-7}$  (система единиц гауссова). Вся энергия покоя такого лептона-кольца сосредоточена в стационарном магнитном и электрическом поле и энергии азимутального движения заряда  $\rho_\phi \cdot c$  ( $\rho_\phi$  - составляющая импульса). Только при единственном значении  $\beta_\phi^D = 1 - e/\Phi_0$  гиромангнитное отношение  $g$  оказалось равным дираковскому  $g_D = 2$ . При всех других  $\beta_\phi$  частица-кольцо имела аномальный магнитный момент, равенство которого экспериментальному обеспечивалось тем, что величина  $\beta_\phi \cdot c$  и, следовательно, полная скорость безмассового заряда принималась отличающейся от скорости света  $c$ .

Последняя особенность модели является, разумеется, ее недостатком.

Кроме него, в модели имеется и второй недостаток, т.к. квантово-механическая величина момента спина в проекции на заданную ось, равная его наблюдаемой величине  $\hbar/2$ , вместе с тем должна соответствовать полной его величине  $\frac{\sqrt{3}}{2}\hbar$ , что в модели не реализовывалось.

В описываемой ниже кольцевой электромагнитной модели заряженного лептона оба недостатка устранены путем введения наряду с  $\phi$ -составляющей скорости заряда также и перпендикулярной к ней касательной к поверхности тора составляющей  $\beta_t \cdot c$  при условии, чтобы всегда было  $\beta_\phi^2 + \beta_t^2 = 1$ , а также допущением всегда имеющей место прецессии  $\phi$ -си симметрии кольца вокруг заданной оси с постоянным углом между обеими осями  $\arccos(1/\sqrt{3})$ .

В наших предположениях равенство магнитного потока  $\Phi$  одному его кванту  $\Phi_0$  должно иметь место для его наблюдаемой величины - проекции на ось  $z$ , относительно которой прецессирует частица-

кольцо, а поток сквозь кольцо (как мы видели в <sup>1,2/</sup>, он пропорционален полному механическому моменту) должен в  $\sqrt{3}$  раз преувеличить  $\Phi_0$ .

Тогда, обозначив в прецессирующей вместе с лептоном-кольцом цилиндрической системе координат магнитный поток сквозь кольцо  $\Phi$ , проекции векторного и скалярный потенциал собственного поля частицы  $A_\phi, A_t$  и  $\psi$ ,  $\beta_\phi = \beta$ ,  $\beta_t = \sqrt{1-\beta^2}$  и считая пренебрежимо малым малый радиус тора  $\rho$  по сравнению с большим его радиусом  $R$ , получим соотношения:

$$\Phi = \sqrt{3} \Phi_0 = 2\beta e \left( \ln \frac{8R}{\rho} - 2 \right); \quad \ln \frac{8R}{\rho} = \frac{\sqrt{3} \Phi_0}{2\beta e} + 2; \quad (1)$$

причем на поверхности тора имеем

$$A_\phi(\rho) = \frac{\sqrt{3} \Phi_0}{2\pi R}; \quad A_t(\rho) = \frac{e\sqrt{1-\beta^2}}{2\pi R}; \quad \psi(\rho) = \frac{e}{\pi R} \ln \frac{8R}{\rho}. \quad (2)$$

Величины прецессирующих полных механического и магнитного моментов

$$s = \sqrt{3} \frac{\hbar}{2} = R \cdot \frac{e}{c} A_\phi(\rho); \quad |\vec{\mu}| = \sqrt{3} \mu_z = \frac{\beta e R}{2} \quad (3)$$

при измерениях будут равны

$$s_z = \frac{\hbar}{2}; \quad \mu_z = \frac{\beta e R}{2\sqrt{3}}, \quad (4)$$

причем  $\mu_z$ , которую ниже будем обозначать через  $\mu$ , есть полная величина проекции вместе с аномальной добавкой.

Что же касается энергии покоя частицы-кольца, то появление новой составляющей скорости рассредоточенного на поверхности тора заряда  $\sqrt{1-\beta^2}$  вызывает дополнительный вклад в нее от стационарного магнитного поля  $H_\phi \approx \text{const}$  внутри объема тора, а также от составляющей импульса  $p_t = \frac{e}{c} A_t$  заряда в собственном поле. Добавка, вызванная прецессией, пренебрежимо мала и не учитывается.

Часть энергии покоя, содержащаяся в стационарном электромагнитном поле, имеет вид:

$$E'_0 = \frac{1}{2} \int ds \left( \frac{j_\phi}{c} A_\phi(\rho) + \frac{j_t}{c} A_t(\rho) + \sigma \psi(\rho) \right) = \frac{\sqrt{3} \hbar c}{4R} \left( \beta + \frac{1}{\beta} + \frac{e}{\Phi_0} \cdot \frac{5-\beta^2}{\sqrt{3}} \right).$$

Интегрирование в (5) выполняется по поверхности тора, т.к. только на ней составляющие плотностей тока  $j_\phi, j_t$  и заряда  $\sigma$

не равны нулю. На ней же они, а также  $A_\phi(\rho)$ ,  $A_t(\rho)$  и скалярный потенциал  $\psi(\rho)$ , постоянны.

Доля энергии за счет импульса заряда, движущегося в собственном поле, есть

$$E''_0 = pc = e \sqrt{A_\phi^2(\rho) + A_t^2(\rho)} = \frac{\sqrt{3} \hbar c}{2R} \sqrt{1 + \frac{e^2}{\Phi_0^2} \cdot \frac{1-\beta^2}{3}}. \quad (6)$$

Тогда полная энергия покоя частицы  $E_0 = E'_0 + E''_0 = mc^2$  с учетом (3) равна

$$mc^2 = \frac{\hbar c}{2\mu} \left\{ \frac{(\beta+1)^2}{4} + \frac{\beta}{2} \left( \sqrt{1 + \frac{e^2}{\Phi_0^2} \cdot \frac{1-\beta^2}{3}} - 1 \right) + \frac{e}{\Phi_0} \frac{5-\beta^2}{4\sqrt{3}} \cdot \beta \right\}, \quad (7)$$

или для нашего случая  $1-\beta = \delta \ll 1$  с достаточной точностью

$$\mu = \frac{e \hbar}{2mc} \left[ 1 + \frac{e}{\sqrt{3} \Phi_0} - \delta \left( 1 + \frac{1}{2\sqrt{3}} \frac{e}{\Phi_0} \right) + \frac{\delta^2}{4} + \frac{\delta}{6} \cdot \frac{e^2}{\Phi_0^2} \right]. \quad (8)$$

Отсюда гиромагнитное отношение  $g$  выражается формулой

$$\frac{g-2}{2} = \frac{a}{\pi\sqrt{3}} - \delta \left( 1 + \frac{a}{2\pi\sqrt{3}} \right) + \frac{\delta^2}{4} + \frac{\delta}{6} \frac{a^2}{\pi^2}; \quad \left( \frac{a}{\pi} = \frac{e}{\Phi_0} = 2,322819 \cdot 10^{-3} \right) \quad (9)$$

Приравняв правую часть (9) экспериментальным значениям  $\frac{g-2}{2}$  для каждого лептона, получим уравнения для вычисления соответствующих  $\beta$ .

Для электрона  $\beta = 0,9998186855$  соответствует  $\frac{g-2}{2} = 0,0011596524$ ; а для мюона вычисленное  $\beta = 0,99982497$  приводит к  $\frac{g-2}{2} = 0,00116594$ .

После того как найдены значения по существу единственного подгоночного параметра модели  $\beta$ , все остальные характеристики лептонов-колец при условии вышеупомянутой квантованности магнитного потока, автоматически приводящей величину проекции спина к его наблюдаемой  $s_z = \frac{\hbar}{2}$ , оказываются однозначно выраженными через фундаментальные константы. При этом модельные соотношения между полностью электромагнитной массой покоя  $m$ , зарядом  $e$ , спином  $s$ , гиромагнитным отношением и магнитным моментом полностью совпадают с современными теоретическими соотношениями между ними, а модельные значения всех характеристик точно согласуются с известными экспериментальными данными <sup>3/</sup>.

Размеры колец-электронов и мюонов по сравнению с вычисленными в <sup>1,2/</sup>, увеличиваются примерно в  $\sqrt{3}$  раз и, как легко вычислить с помощью вышеприведенных формул и данных из <sup>3/</sup>, они таковы:

$$R_e = 6,69744 \times 10^{-11} \text{ см при } \ln \frac{R_e}{\rho_e} = 372,822,$$

$$R_\mu = 3,23854 \times 10^{-13} \text{ см при } \ln \frac{R_\mu}{\rho_\mu} = 372,820.$$

П. Дирак <sup>4/</sup> справедливо утверждал: "...спин (электрона) не имеет близкого соответствия с чем-либо в классической механике". В то же время из вышеизложенного видно, что отказавшись от известного дуализма во взгляде на природу массы лептона, состоявшего в допущении наряду с массой чисто электромагнитной также и некой затравочной массы иной природы, мы нашли полный аналог спина в виде электродинамического момента импульса безмассового заряда  $e$ , находящегося в квантовом стационарном состоянии обращения по кольцу и прецессии кольца как целого с квантованным наблюдаемым значением магнитного потока. При этом из модели не только следует элементарное количественное объяснение аномалии  $g = 2$ , но и точное значение аномальной добавки  $\frac{g-2}{2}$  в наблюдаемом магнитном моменте  $\mu$ .

Справедливо напомнить, что, по-видимому, первым, кто указал на возможность построения модели электрона, аналогичной описанной здесь, является О. Бунеман <sup>5/</sup>.

В заключение автор выражает искреннюю благодарность Ю. А. Александрову, Ю. И. Алексахину, А. М. Балдину, В. Г. Кадышевскому, Ю. П. Попову, а также безвременно ушедшему Виктору Николаевичу Ефимову.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Матора И. М. - ОИЯИ, Р4-81-81, Дубна, 1981.
2. Матора И. М. - ОИЯИ, Р4-81-774, Дубна, 1981.
3. Коэн Э. и др. - Квантовая метрология и фундаментальные константы. М.: Мир, 1981.
4. Дирак П. А. - Принципы квантовой механики. М.: Наука, 1979, с. 192.
5. Buneman O. - Proc. Cambr. Phil. Soc., 1954, v. 50, p. 77.

Рукопись поступила в издательский отдел  
16 октября 1991 года.