

УДК 530.1

В.Т. САРЫЧЕВ

ПОЛЕВАЯ МОДЕЛЬ ЭЛЕКТРОНА¹

Предлагается система нелинейных уравнений в частных производных, отличающаяся от уравнений Максвелла тем, что она включает в себя как электромагнитное, так и гравитационное поля. Роль источников в системе играет тензор энергии-импульса этих полей. В качестве полевой модели электрона приводятся решения системы.

Ключевые слова: уравнения Максвелла, электрон, масса, электрический заряд, магнитный момент, спин, гравитация.

Введение

Минуло 115 лет с момента открытия электрона. Как много за это время мы узнали о его структуре? Х.А. Лоренц предлагал «...мыслить частички материи как некоторые местные изменения в состоянии эфира» [1]. Идея конструктивная, но, к сожалению, заброшенная. Одной из причин забвения, возможно, явилось отсутствие нужного формализма описания состояния эфира. (Не считая, конечно, преобразований Лоренца.) Электрический заряд был камнем преткновения для Лоренца: «...никакие попытки свести идею заряда к идеям другого свойства не имеют места в настоящей теории». В этом негативном высказывании Лоренца кроется огромный эвристический потенциал. Уже тогда подобные попытки могли привести к успеху, достаточно было в круг рассматриваемых полей включить гравитацию.

Дж. Максвелл [2] полагал, что гравитационное поле обладает отрицательной плотностью энергии. Именно поэтому он не стал распространять сферу влияния своих уравнений на гравитацию. Однако О. Хевисайд [3] предлагал уравнения Максвелла, в которых плотность электрического заряда заменялась плотностью масс, использовать для описания гравитации. В 1938 г. П. Дирак [4] предлагает точечную модель электрона. Вместе с тем он указывает, что точечная модель создает проблему, определяемую бесконечной энергией электрического поля, а нелинейная электродинамика Борна – Инфельда не вселяет надежду на решение этой проблемы, тогда как квантовая электродинамика успешно с ней справляется.

Электромагнитному полю соответствует плотность массы, порождающая гравитационное поле. Для учета отрицательного знака плотности энергии гравитационного поля Л. Бриллюэн [5] вводит отрицательную «диэлектрическую» проницаемость для гравитации. Тот же результат можно получить, если объединить электромагнитное и гравитационные поля в единое комплексное поле – мнимые компоненты поля ответственны за гравитацию, а реальные – за электромагнитные явления. Такое объединение позволяет «идею заряда» свести к квадратичному по напряженности поля выражению, т.е. устранить из уравнений Максвелла источники поля. Именно эта процедура реализована в работе [6], где для совместного описания электромагнитного и гравитационного полей предлагается использовать лоренц-инвариантную форму волнового уравнения следующего вида

$$\square A^\alpha = i4\pi U_\beta T^{\alpha\beta}. \quad (1)$$

Здесь \square – волновой оператор (оператор Даламбера); комплексные поля \mathbf{E} и \mathbf{H} , а также тензор энергии-импульса $T^{\alpha\beta}$ определяются производными комплексного вектора-потенциала A стандартно; U – четырехмерный вектор скорости системы наблюдения:

$$U \equiv U_0, \mathbf{U}, (U_0 = 1/\sqrt{1-(v/c)^2}, \mathbf{U} = U_0 \mathbf{v}/c, \mathbf{v} \text{ – скорость наблюдателя, } c \text{ – скорость света.}$$

¹ Работа выполнена при поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009–2013 гг.», ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2007–2012 гг.», АВЦП Минобрнауки.

В настоящей работе делается попытка решить эти уравнения для стационарного случая, когда интегральные характеристики гравитационного и электромагнитного полей соответствуют значениям массы m , электрического заряда e , спина s и магнитного момента μ электрона.

1. Уравнения комплексных полей в стационарных случаях

1.1. Общий случай

В стационарном случае при $U_0 = 1$ уравнение (1) трансформируется в следующую систему:

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi\rho = \frac{i}{2}(\mathbf{E}^2 + \mathbf{H}^2), \quad \operatorname{rot} \mathbf{H} = 4\pi\mathbf{j} = i[\mathbf{E}\mathbf{H}]. \quad (2)$$

Здесь для удобства выбрана система единиц, в которой используется только одна размерная величина – единица длины, а скорость света приравнивается единице. Для преобразования из гауссовой системы используется коэффициент \sqrt{G}/c^2 . Например, $E [\text{см}^{-1}] = 3,48 \cdot 10^{24} (E \text{ в CGS})$.

Для известных решений системы (2) могут быть найдены значения комплексного заряда $q = e + im$ и комплексного углового момента $\mu = \mu_e + is$ (μ_e – магнитный момент, s – спин) на основе следующих выражений:

$$q = \frac{i}{8\pi} \int (\mathbf{E}^2 + \mathbf{H}^2) dr, \quad \mu = \frac{i}{4\pi} \int [r[\mathbf{E}\mathbf{H}]] dr. \quad (3)$$

Выражение (3) включает в себя закон – энергия равна mc^2 . В нем все прозрачно: масса является интегралом от разности квадратов напряженностей электромагнитного и гравитационного полей. Более того, выражение (3) определяет электрический заряд, магнитный момент и спин посредством интегралов от этих полей. Парадоксы, преследующие физику по поводу объяснения спина электрона, исчезают – выражения (2), (3) не требуют движений со сверхсветовыми скоростями. Спин – это угловой момент вектора Умова – Пойнтинга, образованного из гравитационного и электромагнитного полей частицы.

Если в качестве единицы длины использовать сантиметры, то значение комплексного заряда, соответствующее значениям заряда и массы электрона, и комплексного углового момента, реальная часть которого представляет магнетон Бора, а мнимая – спин электрона, будут следующими:

$$q[\text{см}] = -1,38 \cdot 10^{-34} + i6,76 \cdot 10^{-56}, \quad \mu[\text{см}^2] = -2,66 \cdot 10^{-45} - i3,915 \cdot 10^{-66}. \quad (3a)$$

Однако для расчета полей, соответствующих приведенным значениям q и μ , удобно в качестве единицы длины использовать величину $l_B = 5,1575 \cdot 10^{-23}$ см (квадратный корень из реальной части μ). В этих единицах q и μ имеют следующие значения:

$$q[l_B] = -2,68 \cdot 10^{-12} + i1,31 \cdot 10^{-33}, \quad \mu[l_B^2] = -1 - i4,92 \cdot 10^{-22}. \quad (3b)$$

Единица напряженности поля $E [l_B^{-1}] = 6,73 \cdot 10^{46} (E \text{ в CGS})$.

1.2. Сферически-симметричный случай

Когда $\mathbf{H} = 0$, система (2) сводится к одному нелинейному уравнению в частных производных:

$\operatorname{div} \mathbf{E} = \frac{i}{2} \mathbf{E}^2$. У этого уравнения существует точное аналитическое решение следующего вида:

$$E_0 = \frac{q}{r(r+iq/2)} = \frac{e}{(r-m/2)^2 + e^2/4} + i \frac{m(r-\gamma)}{r((r-m/2)^2 + e^2/4)}, \quad \gamma = \frac{e^2 + m^2}{2m}. \quad (4)$$

Здесь e и m – постоянные интегрирования. При подстановке (4) в подинтегральное выражение (3) и последующем интегрировании получается тождество. Причем, если отдельно вычислять энергии электрического ε_e и гравитационного ε_g полей, то получаются выражения, зависящие как от массы, так и от электрического заряда. Эти выражения имеют следующий вид:

$$\varepsilon_e = m/2 + \frac{e^2 + m^2}{2|e|} \left(\frac{\pi}{2} + \operatorname{arctg} \frac{m}{|e|} \right), \quad \varepsilon_g = m/2 - \frac{e^2 + m^2}{2|e|} \left(\frac{\pi}{2} + \operatorname{arctg} \frac{m}{|e|} \right). \quad (5)$$

Коэффициент γ , определяющий гравитационное поле, равен половине классического радиуса электрона. В данном случае этот коэффициент указывает радиус сферы, на поверхности которой гравитационное поле меняет знак. Тогда как классический радиус электрона определяет сферу,

интеграл плотности энергии кулоновского поля по внешнему (относительно указанной сферы) объему равен mc^2 . Согласно (5), mc^2 есть сумма энергий гравитационного и электрического полей.

1.3. Случай осевой симметрии

При совпадении направлений магнитного момента и спина система (2) в силу осевой симметрии может быть представлена следующими уравнениями:

$$\begin{aligned} \sin\theta \frac{\partial(r^2 E_r)}{\partial r} + r \frac{\partial(\sin\theta E_\theta)}{\partial\theta} &= \frac{i}{2} r^2 \sin\theta (E_r^2 + E_\theta^2 + H_r^2 + H_\theta^2), \\ \frac{\partial(rE_\theta)}{\partial r} &= \frac{\partial(E_r)}{\partial\theta}, \\ \sin\theta \frac{\partial(r^2 H_r)}{\partial r} + r \frac{\partial(\sin\theta H_\theta)}{\partial\theta} &= 0, \\ \frac{\partial(rH_\theta)}{\partial r} - \frac{\partial(H_r)}{\partial\theta} &= ir(E_r H_\theta - E_\theta H_r). \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь E_r, E_θ и H_r, H_θ – компоненты векторов \mathbf{E} и \mathbf{H} в сферической системе координат.

При $r \gg l_B$ следующие выражения представляют решения системы (6):

$$\begin{aligned} E_r &= \frac{q}{r(r+iq/2)} - i \frac{\mu^2}{2r^5} (1 + \cos(2\theta)), \quad E_\theta = -i \frac{\mu^2}{4r^5} \sin(2\theta), \\ H_r &= \frac{2\mu}{r^3} \cos\theta, \quad H_\theta = \frac{\mu}{r^3} \sin\theta. \end{aligned} \quad (7)$$

В отсутствие магнитного поля при $r = \gamma$, согласно (4), гравитационное поле меняет знак. При $\mu \neq 0$ значение r , при котором происходит смена знака радиальной компоненты гравитационного поля, определяется выражением

$$mr^2(r - \gamma) = \mu^2(1 + \cos(2\theta))/2. \quad (8)$$

Для значений q и μ (3а) получается следующее решение:

$$r = 7,33 \cdot 10^{10} \sqrt[3]{1 + \cos(2\theta)} l_B = 3,78 \cdot 10^{-12} \sqrt[3]{1 + \cos(2\theta)} \text{ см.}$$

2. Преобразование уравнений в частных производных в систему обыкновенных дифференциальных уравнений

Можно от решения системы уравнений в частных производных перейти к решению системы обыкновенных дифференциальных уравнений. Для этого сначала производится замена переменных

$$E_r = E_0 - \frac{\partial A_0}{\partial r}, \quad E_\theta = -\frac{\partial A_0}{r \partial \theta}, \quad H_r = \frac{1}{r \sin\theta} \frac{\partial(\sin\theta A_\varphi)}{\partial\theta}, \quad H_\theta = -\frac{\partial(rA_\varphi)}{r \partial r}, \quad (9)$$

где E_0 определяется выражением (4), а компоненты потенциала A_0 и A_φ представляются тригонометрическими полиномами следующего вида:

$$A_0 = \sum_{k=0}^{\infty} a_k \cos(2k\theta), \quad A_\varphi = \sum_{k=1}^{\infty} b_k \sin((2k-1)\theta). \quad (10)$$

Совместное использование выражений (9) и (10) позволяет от системы уравнений в частных производных перейти к системе обыкновенных дифференциальных уравнений второго порядка:

$$\begin{aligned} a_0'' + \frac{2}{r} a_0' - \frac{2}{r^2} \sum_{k=1}^{\infty} k a_k = F_{a,0}, \quad b_k'' + 2b_k' / r - \frac{2}{r^2} (2k-1) c_k = F_{b,k}, \\ a_k'' + \frac{2}{r} a_k' - \frac{2}{r^2} \left(k a_k (2k+1) + 2 \sum_{j=k+1}^{\infty} j a_j \right) = F_{a,k}, \end{aligned} \quad (11)$$

где

$$F_{a,0} = -\frac{i}{2} \left(a_0'^2 - 2E_0 \cdot a_0' + \frac{1}{2} \sum_{j=1}^{\infty} (a_j'^2 + d_j^2) + \frac{2}{r^2} \sum_{j=1}^{\infty} (j^2 a_j^2 + c_j^2) \right),$$

$$F_{a,k} = -\frac{i}{2} \left(2(a'_0 - E_{00})a'_k + \sum_{j=1}^{\infty} (a'_j a'_{j+k} + d_j d_{j+k}) + \frac{4}{r^2} \sum_{j=1}^{\infty} (j(j+k)a_j a_{j+k} + c_j c_{j+k}) + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \sum_{j=1}^{k-1} a'_j a'_{k-j} - \frac{2}{r^2} \sum_{j=1}^{k-1} j(k-j)a_j a_{k-j} + \frac{2}{r^2} \sum_{j=1}^k c_j c_{1+k-j} - \frac{1}{2} \sum_{j=1}^k d_j d_{1+k-j} \right) \\ F_{b,k} = i \frac{2}{r^2} \left(\sum_{j=1}^{\infty} (c_j a_{k+j-1} (k+j-1) - j a_j c_{j+k}) + \sum_{j=1}^{k-1} c_j (k-j) a_{k-j} \right) + \\ + \frac{i}{2} \left(\sum_{j=1}^{\infty} (d_j a'_{k+j-1} - a'_j d_{k+j}) - \sum_{j=1}^{k-1} d_j a'_{k-j} \right) - i(a'_0 - E_0) d_k.$$

Здесь используются обозначения $c_k = k b_k + \sum_{j=k+1}^{\infty} b_j$, $d_k = b'_k + b_k / r$, штрих означает производную по радиусу.

3. Метод решения системы уравнений

Система (11) решалась численно методом Рунге – Кутты четвертого порядка. Поскольку динамический интервал значений переменных был чрезвычайно широк, вычисления велись с двойной точностью. Кроме коэффициентов a_k , a'_k , b_k и b'_k вычислялись текущие значения комплексного заряда q и комплексного магнитного момента μ путем решения следующих дифференциальных уравнений:

$$\frac{dq}{dr} = \frac{i}{2} E_0^2 r^2 + \sum_{j=0}^{\infty} \frac{F_{a,j} r^2}{4j^2 - 1}, \quad \frac{d\mu}{dr} = 2 \sum_{j=1}^{\infty} \frac{F_{b,j} r^3}{(2j+1)(2j-1)(2j-3)}. \quad (12)$$

Начальные значения q и μ брались согласно (3б).

Уравнения (12) следуют из определений зарядов и моментов выражениями (3) в результате интегрирования по полярному углу θ функций $F_{a,j}$ и $F_{b,j}$. Таким образом, перенормировке подвергаются не только электрический заряд и масса, но и магнитный момент и спин.

Процесс счета разбивался на два этапа. На первом этапе радиус r уменьшался от значения $5 \cdot 10^{-5}$ см до значения $4 \cdot 10^{-5}$ см. Шаг интегрирования h равнялся $-2,5 \cdot 10^{-13}$ см. Начальные значения задавались согласно выражениям (7). В табл. 1 приводятся начальные значения a_1 , a'_1 , b_1 и b'_1 в выбранной системе единиц. Начальные значения q и μ приведены в выражениях (3б). Согласно (7), значения a_0 , a'_0 равны значениям a_1 , a'_1 .

Таблица 1

a_1	$1,22 \cdot 10^{-94} - i 1,25 \cdot 10^{-73}$
a'_1	$-4,89 \cdot 10^{-112} + i 5 \cdot 10^{-91}$
b_1	$-10^{-36} - i 4,89 \cdot 10^{-58}$
b'_1	$2 \cdot 10^{-54} + i 9,79 \cdot 10^{-76}$

Сначала количество гармоник $N_g = 1$. При уменьшении радиуса на $2,5 \cdot 10^{-6}$ см значение N_g увеличивалось на единицу. К концу счета первого этапа количество гармоник достигает четырех.

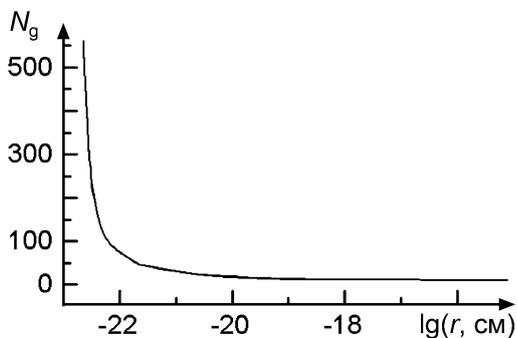


Рис. 1

На втором этапе счета изменение N_g производится при выполнении условия $\text{Re}(a'_k) > 10^{-190}$ ($k = N_g - 1$). Шаг интегрирования определялся текущим значением радиуса: $h = 2,7 \cdot 10^{-9} r$. Рост количества гармоник, определяемый указанным условием, с уменьшением радиуса происходил с возрастающим темпом. Изменение N_g с 4 на 5 произошло при $r = 2 \cdot 10^{-10}$ см. Количество гармоник стало равным 6 при $r = 2,6 \cdot 10^{-13}$ см.

Два последующих увеличения N_g на 1 произошли при $r = 3,7 \cdot 10^{-15}$ и $1,7 \cdot 10^{-16}$ см. Дальнейшее изменение N_g представлено на рис. 1. При $r < 2,5 \cdot 10^{-23}$ см темп роста N_g стал чрезвычайно большим: увеличение N_g на единицу происходило с уменьшением радиуса на $3,6 \cdot 10^{-26}$ см. Причём этот интервал монотонно сокращался. При таком темпе и вычислительной мощности уменьшение радиуса полевой модели электрона на порядок требует месяц непрерывного счета. Из-за дефицита времени расчеты были прекращены при достижении значения радиуса $2 \cdot 10^{-23}$ см.

4. Результаты решения

Результаты решения систем дифференциальных уравнений (11) и (12) сохранялись в отдельных файлах. Каждый файл соответствовал определенному значению r и содержал значения коэффициентов гармоник потенциалов A_0 и A_φ и значения q и μ . В качестве примера в табл. 2 приводятся значения коэффициентов гармоник, полученные в конце первого этапа вычислений, когда количество гармоник равнялось четырем.

Таблица 2

$a_0 = 6 \cdot 10^{-94} - i 4 \cdot 10^{-73}$	$a'_0 = -3 \cdot 10^{-111} + i 10^{-90}$		
$a_1 = 10^{-93} - i 5 \cdot 10^{-73}$	$a'_1 = -7 \cdot 10^{-111} + i 2 \cdot 10^{-90}$	$b_1 = -2 \cdot 10^{-36} - i 10^{-57}$	$b'_1 = -2 \cdot 10^{-36} + i 2 \cdot 10^{-90}$
$a_2 = -2 \cdot 10^{-166} + i 2 \cdot 10^{-146}$	$a'_2 = 3 \cdot 10^{-183} - i 3 \cdot 10^{-163}$	$b_2 = -2 \cdot 10^{-110} - i 10^{-130}$	$b'_2 = 3 \cdot 10^{-127} - i 2 \cdot 10^{-147}$
$a_3 = 2 \cdot 10^{-239} - i 9 \cdot 10^{-220}$	$a'_3 = -6 \cdot 10^{-256} + i 2 \cdot 10^{-236}$	$b_3 = 10^{-184} - i 2 \cdot 10^{-203}$	$b'_2 = -5 \cdot 10^{-201} + i 5 \cdot 10^{-220}$
$a_4 = 0$	$a'_4 = 0$	$b_4 = -2 \cdot 10^{-257} + i 2 \cdot 10^{-276}$	$b'_4 = 8 \cdot 10^{-274} - i 6 \cdot 10^{-293}$

Соответствующее таблице значение радиуса $r = 3,2 \cdot 10^{-5}$ см. Мантисса в файлах сохранялась с двойной точностью (16 цифр). В таблице приводится только первая цифра (с округлением) мантиссы.

На рис. 2 представлена зависимость от радиуса значений электрического заряда и магнитного момента. Значения электрического заряда e и магнитного момента μ_e сохранялись с высокой точностью вплоть до $r = 10^{-22}$ см. При $r = 3,34 \cdot 10^{-23}$ см относительное значение электрического заряда достигло своего максимального значения ($e/e_0 = 1,37$), после чего стало уменьшаться, сменив знак при $r = 2,57 \cdot 10^{-23}$ см. Максимум относительного значения магнитного момента ($\mu/\mu_0 = 1,21$) наблюдался при $r = 2,5 \cdot 10^{-23}$ см.

Если заметные изменения значений электрического заряда и магнитного момента происходили при $r < 10^{-22}$ см, то масса и спин стали менять свои значения при больших значениях радиуса.

На рис. 3 в логарифмическом масштабе приведены зависимости от радиуса относительных значений массы и спина. При $r = 6 \cdot 10^{-15}$ см масса сменила знак и оставалась отрицательной вплоть до $r = 2 \cdot 10^{-15}$ см. Затем с уменьшением r её значения возрастали обратно пропорционально кубу ($m \sim 1/r^3$). При $r < 3,4 \cdot 10^{-22}$ см значение массы стало пропорциональным r^{-7} .

На рис. 4 в логарифмическом масштабе приведены зависимости значений компонент ком-

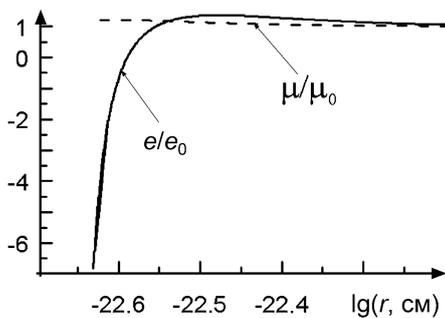


Рис. 2

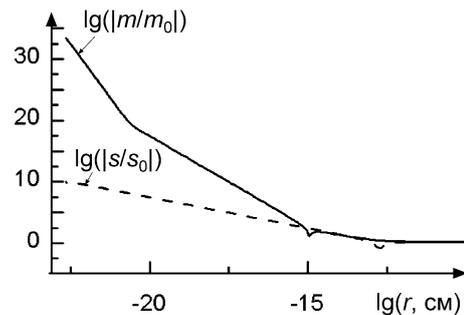


Рис. 3

плексного поля от радиуса для трех значений полярного угла: 0 , $\pi/4$ и $\pi/2$. Использовались следующие обозначения компонент поля: $\mathbf{G} = \text{Im}(\mathbf{E})$, $\mathbf{F} = \text{Im}(\mathbf{H})$.

При всех указанных значениях угла θ на протяжении всего исследуемого интервала значений r компонента магнитного поля H_r подчинялась следующему закону: $H_r(r, \theta) = H_r(r_0, \theta) r_0^3 / r^3$. Поведение радиальной компоненты электрического поля следовало закону Кулона лишь на интервале значений r от $5 \cdot 10^{-5}$ до 10^{-22} см. В интервале значений $(2,56-4,18) \cdot 10^{-23}$ см эта компонента меняла знак.

Качественное отличие электрического поля от кулоновского проявляется в наличии компоненты E_θ . Значение этой компоненты в интервале значений r от $5 \cdot 10^{-5}$ до $2,8 \cdot 10^{-12}$ см обратно пропорционально квадрату радиуса, но весьма слабое (менее 10^{-8} ед. CGS). При $r = 2,8 \cdot 10^{-12}$ см эта компонента меняет знак и с дальнейшим уменьшением радиуса растет обратно пропорцио-

нально кубу r . При $r = 3 \cdot 10^{-19}$ см линия, соответствующая этой компоненте, пересекает линию компоненты E_r .

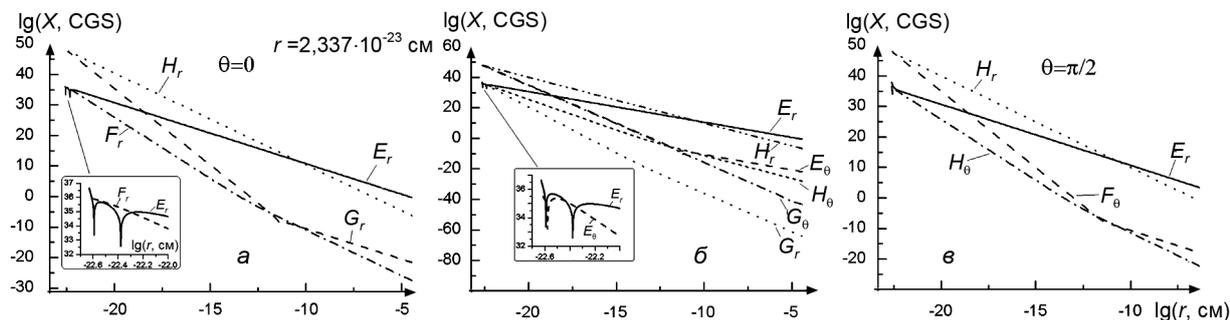


Рис. 4

Уровень мнимых компонент комплексного поля при $r > 10^{-19}$ см, как правило, оказывался ниже уровня реальных компонент. На рис. 5 для двух значений радиуса $1,3 \cdot 10^{-15}$ и $1,43 \cdot 10^{-13}$ см приводятся кривые, отражающие зависимость значений компонент поля от угла θ . Как видно из рисунка, уровень напряженности поля мнимых компонент примерно на 20 порядков ниже уровня реальных компонент.

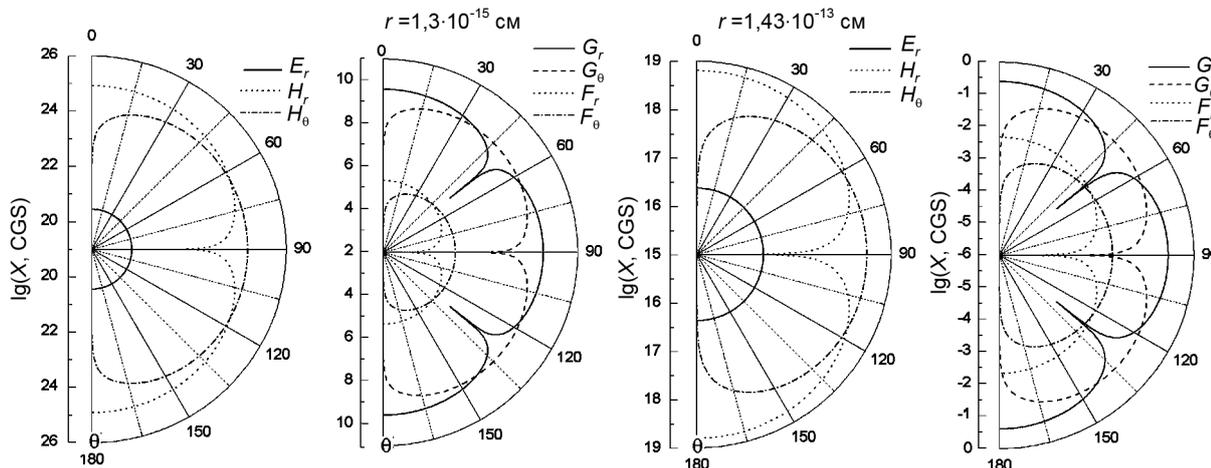


Рис. 5

Однако на малых расстояниях ($r < 10^{-22}$ см) уровни реальных и мнимых компонент поля становятся близкими (рис. 6)

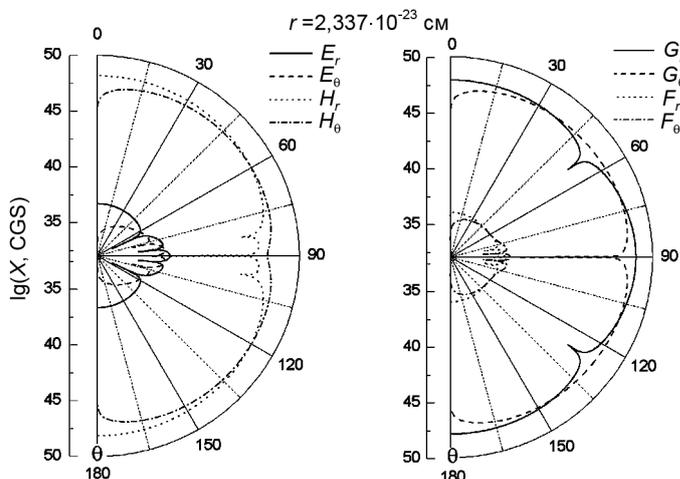


Рис. 6

Заключение

Основным результатом работы является создание полевой модели электрона, которая включает в себя как электромагнитное, так и гравитационное поля. В качестве инструмента построения модели использовалась ранее предложенная автором система нелинейных уравнений Максвелла. Исследовались стационарные решения системы с осевой симметрией. Для получения решения был разработан алгоритм преобразования уравнений в частных производных в систему обыкновенных дифференциальных уравнений второго порядка. Система решалась методом Рунге–Кутты.

Были вычислены напряженности полей в пределах сферического слоя, внутренний радиус которого равнялся $2,3 \cdot 10^{-23}$ см, а наружный $5 \cdot 10^{-5}$ см. Выявлены следующие закономерности:

1) Значение напряженности компонент магнитного поля на всем расчетном участке соответствовало значению поля точечного магнитного диполя.

2) Значение напряженности радиальной компоненты электрического поля соответствовало значению поля точечного электрического заряда лишь при $r > 6 \cdot 10^{-23}$ см. Эта компонента имела положительный знак в сферическом слое $2,56 r > 4,18 \cdot 10^{-23}$ см (вне слоя знак был отрицательным).

3) В отличие от поля точечного заряда, электрическое поле имело отличную от нуля тангенциальную компоненту E_θ . Начальное значение напряженности этой компоненты было чрезвычайно малым ($\sim 10^{-67}$ В/м), однако с уменьшением радиуса напряженность возрастала по закону $E_\theta \sim r^{-5,6}$ и при $r = 4,5 \cdot 10^{-23}$ см сравнялась с напряженностью радиальной компоненты.

4) Радиальная компонента гравитационного поля менялась по закону Кулона лишь при больших значениях радиуса ($r > 10^{-11}$ см). При $r = 2,8 \cdot 10^{-13}$ см эта компонента сменила знак и стала расти по абсолютной величине обратно пропорционально 5-й степени радиуса.

5) Из четырех интегральных характеристик модели (электрический заряд, масса, магнитный момент и спин) с уменьшением радиуса лишь значения магнитного момента менялись незначительно. У остальных менялся не только уровень, но и знак.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лоренц Х. А. Теория электронов и её применение к явлениям света и теплового излучения. – М.: Изд-во технико-теоретической литературы, 1956. – 472 с.
2. Максвелл Дж. К. Избранные сочинения по теории электромагнитного поля. – М.: Изд-во технико-теоретической литературы, 1954. – 688 с.
3. Heaviside O. Electromagnetic theory. V. 1. – London: «The Electrician» printing and publishing company, limited, 1893. – 466 p.
4. Dirac P. A. M. // Proc. R. Soc. Lond. A. – 1938. – V. 167. – P. 148–169.
5. Бриллюэн Л. Новый взгляд на теорию относительности. – М.: Мир, 1972. – 142 с.
6. Сарычев В. Т. // Изв. вузов. Физика. – 2010. – Т. 53. – № 9/2. – С. 40–41.

Национальный исследовательский
Томский государственный университет, г. Томск, Россия
E-mail: vsarychev@mail.tsu.ru

Поступила в редакцию 15.06.12.