

# ТОРСИОННАЯ ПРИРОДА КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ

Шипов Г.И.

## Введение

Уже в который раз я обращаю внимание членов комиссии по борьбе с лженаукой Э.Круглякова и Е.Александрова, что я исследую физические следствия торсионных полей, введенных в науку Г.Риччи [1]. В отличие от полей Картана, *которые действительно не наблюдаются в эксперименте*, проявления торсионных полей Риччи наблюдаются уже более 100 лет, а их косвенное описание привело к созданию квантовой механики. Торсионные поля Риччи определены на 10-мерном многообразии [5], которое включает в себя 4 трансляционных координаты

$$x, y, z, ct \tag{1}$$

и 6 вращательных координат

$$\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \theta_1, \theta_2, \theta_3. \tag{2}$$

Как известно, в общем случае, неголономные вращательные координаты (2) не могут быть получены из голономных координат (1) путем обычных голономных преобразований координат. Исключение составляет частный случай вращения в плоскости (изменение во времени одного угла), который рассматривается в учебнике [3] как общий случай.

10 координат (1) и (2) соответствуют 10-ти степеням свободы 4D произвольно ускоренной системы отсчета, при этом координаты (1) описывают 4D трансляции начала  $O$  системы отсчета, координаты (2) – ее 4D вращения [2]. Разве это не так, господа академики? Математическим образом 4D системы отсчета является ортонормированная тетрада  $e^a_i$ ,  $i = 0,1,2,3$ ,  $a = 0,1,2,3$ , у которой индекс  $i$  является координатным, а индекс  $a$  нумерует вектора тетрады. При движении 4D системы отсчета меняется положение ее начала и ориентация единичных векторов, ее составляющих. Математически этот факт описывается коэффициентами вращения Риччи [4]

$$T^i_{jk} = e^i_a \nabla_k e^a_j, \tag{3}$$

где  $\nabla_k$  ковариантная производная относительно символов Кристоффеля  $\Gamma^i_{jk}$ .

# 1. Вращательные степени свободы произвольно ускоренной 4D системы отсчета и вращательная метрика

Если 4D линейную скорость начала  $O$  системы отсчета обозначить как  $dx^k / ds$ , где  $ds$  – линейный элемент пространства, то 4D угловая скорость вращения 4D системы отсчета запишется как

$$\Omega^i_j = T^i_{jk} \frac{dx^k}{ds}. \quad (4)$$

Антисимметричная по индексам  $i$  и  $j$  матрица  $\Omega_{ij}$  имеет (в нерелятивистском приближении  $v/c \ll 1$ ) следующий вид [5]

$$\Omega_{ij} = -\Omega_{ji} = \frac{1}{c^2} \begin{pmatrix} 0 & -W_1 & -W_2 & -W_3 \\ W_1 & 0 & -c\omega_3 & c\omega_2 \\ W_2 & c\omega_3 & 0 & -c\omega_1 \\ W_3 & -c\omega_2 & c\omega_1 & 0 \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Здесь  $\omega_1 = d\varphi_1 / dt$  и т.д. – компоненты пространственной скорости вращения, а  $W_1 = cd(th\theta_1) / dt$  и т.д. – компоненты пространственно-временной скорости вращения 4D системы отсчета, которые одновременно являются 3D компонентами «линейного ускорения».

В общем случае соотношение (4) можно представить как

$$\frac{d\chi^i_j}{ds} = T^i_{jk} \frac{dx^k}{ds}, \quad (6)$$

где  $d\chi_{ij} = -d\chi_{ji}$  – дифференциалы угловых координат (2). Умножая (6) на  $ds$ , находим

$$d\chi^i_j = T^i_{jk} dx^k. \quad (6a)$$

Это соотношение показывает, что трансляционные координаты (1) начала 4D системы отсчета и ее вращательные координаты (2) оказываются зависимыми, однако связь между ними неголомомна [5]. Образуя с помощью (6a) квадратичную форму

$$d\tau^2 = d\chi^i_j d\chi^j_i,$$

находим вращательную метрику

$$d\tau^2 = d\chi^i_j d\chi^j_i = T^i_{jk} T^j_n dx^k dx^n. \quad (66)$$

## 2. Обобщение вакуумных уравнений Эйнштейна и торсионное поле геометрии абсолютного параллелизма

Я утверждаю, что любое физическое вращение описывается матрицей (4) и вращательной метрикой (66). В геометрии Римана-Картана, заданной на многообразии одних только трансляционных координат (1), метрика (66) отсутствует, поэтому в геометрии Римана-Картана никакой связи между физическим вращением и кручением пространства просто нет. В моих работах [1,2,5] я называю торсионным полем *коэффициенты вращения Риччи* (3). Эти величины представляют собой *тензор конторсии* геометрии абсолютного параллелизма, связность которого определяется как [5]

$$\Delta^i_{jk} = \Gamma^i_{jk} + T^i_{jk} = e^i_a e^a_{j,k}, \quad ,k = \frac{\partial}{\partial x^k}, \quad (7)$$

где

$$\Gamma^i_{jk} = \frac{1}{2} g^{im} (g_{jm,k} + g_{km,j} - g_{jk,m}) \quad (8)$$

- символы Кристоффеля, а

$$g_{jk} = \eta_{ab} e^a_j e^b_k, \quad \eta_{ab} = \eta^{ab} = \text{diag}(1-1-1-1) \quad (9)$$

- метрический тензор пространства.

Связность (7) обладает кручением абсолютного параллелизма

$$\Omega^{\cdot i}_{jk} = -\Delta^i_{[jk]} = -e^i_a e^a_{[j,k]} = -\frac{1}{2} e^i_a (e^a_{j,k} - e^a_{k,j}), \quad (10)$$

которое образует торсионное поле согласно формуле [5]

$$T^i_{jk} = -\Omega^{\cdot i}_{jk} + g^{im} (g_{js} \Omega^{\cdot s}_{mk} + g_{ks} \Omega^{\cdot s}_{mj}). \quad (11)$$

Вычисления показывают [5], что тензор кривизны пространства абсолютного параллелизма, образованный с помощью связности (6) по обычному правилу, всегда равен нулю

$$S^i{}_{jkm} = 2\Delta^i{}_{j[m,k]} + 2\Delta^i{}_{s[k} \Delta^s{}_{|j|m]} = 0, \quad (12)$$

при этом в общем случае, риманова кривизна

$$R^i{}_{jkm} = 2\Gamma^i{}_{j[m,k]} + 2\Gamma^i{}_{s[k} \Gamma^s{}_{|j|m]} = 0 \quad (13)$$

отлична от нуля, тензор (12) представим в виде

$$S^i{}_{jkm} = R^i{}_{jkm} + 2\nabla_{[k} T^i{}_{|j|m]} + 2T^i{}_{s[k} T^s{}_{|j|m]} = 0. \quad (14)$$

Как это следует из формулы (14), источником римановой кривизны является торсионное поле (11). Из (14) видно, что если торсионное поле (11) равно нулю, то обращается в нуль тензор Римана (13), что соответствует плоскому псевдоевклидову пространству (частный случай геометрии абсолютного параллелизма).

Вообще говоря, соотношение (14) выполняется тождественно для любой 4D произвольно ускоренной системы отсчета и для любого торсионного поля (11). Для того, чтобы получить уравнения, которые связывают риманову кривизну (13) и торсионное поле (11), я предложил использовать первые (А) и вторые (В) структурные уравнения Картана геометрии абсолютного параллелизма [5]

$$\nabla_{[k} e^a{}_{j]} + T^i{}_{[k j]} e^a{}_{i} = 0, \quad (A)$$

$$R^i{}_{jkm} + 2\nabla_{[k} T^i{}_{|j|m]} + 2T^i{}_{s[k} T^s{}_{|j|m]} = 0, \quad (B)$$

в которые компоненты: а) римановой кривизны (13); б) торсионного поля (11) и в) тетрады входят как независимые функции. В отличие от тождеств (14), которые представляют собой дифференциальные соотношения второго порядка относительно тетрады, уравнения (В) оказываются дифференциальными уравнениями первого порядка относительно торсионного поля (11). Эти уравнения можно решать, используя, например, метод спиновых коэффициентов Ньюмена-Пенроуза [6]. Записанные в векторном базисе уравнения (А), (В) могут быть представлены как [5]:

*а) торсионные уравнения*

$$\nabla_{[k} e^a{}_{j]} + T^i{}_{[k j]} e^a{}_{i} = 0; \quad (A)$$

*б) уравнения, подобные уравнениям Эйнштейна*

$$R^a{}_{m} - \frac{1}{2} g^a{}_{m} R = \nu T^a{}_{m}, \quad (B.1)$$

но с геометризованным тензором энергии-импульса

$$T_{jm} = -\frac{2}{v} \left\{ \left( \nabla_{[i} T_{j|m]}^i + T_{s[j}^i T_{i|m]}^s \right) - \frac{1}{2} g_{jm} g^{pn} \left( \nabla_{[i} T_{p|n]}^i + T_{s[i}^i T_{p|n]}^s \right) \right\}; \quad (15)$$

в) уравнения, подобные уравнениям Янга-Миллса (калибровочная группа  $O(1,3)$ )

$$C_{bkm}^a + 2\nabla_{[k} T_{|b|m]}^a + 2T_{c[k}^a T_{|b|m]}^c = -v J_{bkm}^a, \quad (B.2)$$

но с геометризованным тензором тока

$$J_{ikm} = 2g_{[k} T_{j|m]} - \frac{1}{3} T g_{i[m} g_{k]} \quad T = g^{ik} T_{ik}. \quad (16)$$

Система уравнений (A), (B.1) и (B.2) обобщает вакуумные уравнения Эйнштейна

$$R_{ik} = 0$$

на случай, когда тензор энергии-импульса в уравнениях поля (B.1) имеет чисто торсионную природу в соответствии с формулой (15).

### 3. Уравнения движения торсионного поля

Определяя плотность материи с помощью (15) как

$$\rho = \frac{T}{c^2} = \frac{g^{jm} T_{jm}}{c^2} = \frac{2g^{jm}}{vc^2} \left( \nabla_{[i} T_{j|m]}^i + T_{s[j}^i T_{i|m]}^s \right), \quad (17)$$

и записывая уравнения (A), (B.1) и (B.2) в спинорном базисе [5], находим в (квази)инерциальной системе отсчета [7] плотность торсионного поля в виде

$$\rho = -\frac{1}{vc^2} \mu_{A\dot{C}} \mu^{A\dot{C}} = \frac{1}{vc^2} \mu^*_{\dot{C}A} \mu^{A\dot{C}}, \quad A = 0,1, \quad \dot{C} = \dot{0}, \dot{1} \quad (18)$$

Здесь  $\mu_{A\dot{C}}$  - 4-х компонентный спинор дираковского типа, представляющий собой одну из трех неприводимых частей торсионного поля (11), записанного в спинорной системе отсчета [5]

$$T_{AB\dot{C}Dk} = \sigma_{CD}^i \nabla_k \sigma_{ABi}, \quad T_{AB\dot{C}\dot{C}} = \frac{1}{2} \left[ A_{AB\dot{C}\dot{C}} + \frac{1}{3} (\varepsilon_{AC} \alpha_{B\dot{C}} + \varepsilon_{BC} \alpha_{A\dot{C}}) \right],$$

$$\mu_{A\dot{C}} = \frac{1}{2} i (\alpha_{A\dot{C}} - \bar{\alpha}_{A\dot{C}})$$

Правая часть уравнений (B.1) удовлетворяет закону сохранения [5]

$$\nabla_m T^{mj} = 0$$

из которого для плотности (18) следуют:

1) уравнение непрерывности

$$\nabla_j (\rho u^j) = \partial_j (\rho u^j) + \rho u^k \Gamma^j_{kj} = 0; \quad (19)$$

2) геометризованные уравнения, подобные гидродинамическим уравнениям Эйлера

$$\rho \frac{du^m}{ds} + \rho \Gamma^m_{kn} u^k u^n = 0; \quad (20)$$

3) уравнение для несжимаемой «жидкости»

$$\nabla_j \rho = \partial_j \rho = 0. \quad (21)$$

Уравнения (19)-(21) описывают движение сгустка поля инерции (*торсион*) с плотностью (18) как некоего единого образования. Торсион нелокален и обладает одновременно волновыми и корпускулярными свойствами.

Вакуумные уравнения (A), (B.1) и (B.2), так же, как и вакуумные уравнения Эйнштейна, не содержат никаких физических констант (или функций). Тем не менее, используя плотность материи (17), мы можем определить заряд источника внешнего поля в левой части уравнений (B.1) в виде интеграла

$$Q = \int \rho (-g)^{1/2} dV = \frac{2}{v c^2} \int g^{jm} \left( \nabla_{[i} T^i_{|j|m]} + T^i_{s[j} T^s_{|i|m]} \right) (-g)^{1/2} dV, \quad (22)$$

где коэффициент  $v$  в уравнениях (B.1) и (22) определяет тип взаимодействия. Значение  $v$  определяется после того, как найдено конкретное решение уравнений (A), (B.1), (B.2) и полученная константа интегрирования принимает физическое значение после того, как использован принцип соответствия с известными физическими уравнениями. В (квази)инерциальной системе отсчета соотношение значительно упрощается, принимая вид

$$Q = \int \rho (-g)^{1/2} dV = -\frac{1}{v c^2} \int T_s^{ji} T^s_{ji} (-g)^{1/2} dV = \frac{1}{v c^2} \int \Omega_s^{ji} \Omega_{ji} (-g)^{1/2} dV. \quad (23)$$

Записывая (23) в спинорной системе отсчета, находим

$$Q = \int \rho(-g)^{1/2} dV = \frac{1}{v c^2} \int \mu^* \dot{C}_A \mu^{A\dot{C}} (-g)^{1/2} dV$$

откуда

$$1 = \int \Psi^* \dot{C}_A \Psi^{A\dot{C}} (-g)^{1/2} dV, \quad (24)$$

где

$$\Psi_{A\dot{C}} = \left( \frac{1}{Q v c^2} \right)^{1/2} \mu_{A\dot{C}} \quad (25)$$

- нормированное на единицу торсионное поле.

Теперь плотность материи в уравнениях (B.1) и (19)-(21) мы можем представить как

$$\rho_Q = Q \Psi^* \dot{C}_A \Psi^{A\dot{C}}, \quad (26)$$

а величину

$$\left| \frac{\rho_Q}{Q} \right| = |\Psi^* \dot{C}_A \Psi^{A\dot{C}}| = |\Psi|^2 = W(x^i) \quad (27)$$

интерпретировать, как плотность вероятности *найти координату центра масс торсиона в некоторой точке пространства, в некоторый момент времени*. Такая интерпретация возможна, если нам необходимо, например, найти координату центра масс торсиона с плотностью (26). Тогда соотношение (27) выступает как функция распределения центра масс, а координата центра масс вычисляется по формуле

$$x^i_{цм} = \int x^i W(x^i) (-g)^{1/2} dV.$$

Здесь  $x^i$  - координата любой точки внутри области пространства, в котором плотность торсиона (26) отлична от нуля. Таким образом, вероятностная трактовка возникает в нашем случае как следствие протяженности чисто полевого объекта - торсиона и имеет вполне классическую природу.

#### 4. Точечный торсион и уравнение Шредингера

Рассмотрим решение уравнений (A), (B.1) и (B.2) с переменной функцией источника, которое описывает сферически симметричный торсион. В координатной системе трансляционных координат

$$x^0 = u, \quad x^1 = r, \quad x^2 = \theta, \quad x^3 = \varphi,$$

записанное в обозначениях формализма Ньюмена-Пенроуза, это решение имеет следующий вид [5]:

1. Для компонент спинорной системы отсчета (для компонент обобщенных матриц Паули):

$$\begin{aligned}\sigma^i{}_{0\dot{0}} &= (0, 1, 0, 0), \quad \sigma^i{}_{1\dot{1}} = (1, U, 0, 0), \quad \sigma^i{}_{0\dot{1}} = \rho(0, 0, P, iP), \\ \sigma_i{}^{0\dot{0}} &= (1, 0, 0, 0), \quad \sigma_i{}^{1\dot{1}} = (-U, 0, 0, 0), \quad \sigma_i{}^{0\dot{1}} = -\frac{1}{2\rho P}(0, 0, 1, i),\end{aligned}\quad (28)$$

где

$$U(u) = -1/2 + \Psi^0(u)/r, \quad P = (2)^{-1/2}(1 + \zeta\bar{\zeta}/4), \quad \zeta = x^2 + ix^3, \quad (29)$$

а  $\Psi^0 = \Psi^0(u)$  - переменная функция источника.

2. Для спинорных компонент торсионного поля:

$$\begin{aligned}\rho &= -1/r, \quad \alpha = -\bar{\beta} = \alpha^0/r, \quad \gamma = \Psi^0(u)/2r^2, \\ \mu &= -1/2r + \Psi^0(u)/r^2, \quad \alpha^0 = \zeta/4.\end{aligned}\quad (30)$$

3. Для спинорных компонент тензора Римана:

$$\Psi_2 = \Psi = -\Psi^0(u)/r^3, \quad \Phi_{22} = \Phi = -\dot{\Psi}(u)/r^2 = -\frac{\partial\Psi^0}{\partial u} \frac{1}{r^2}. \quad (31)$$

В (квази)сферических координатах

$$ct = x^0 - \int dr/2U, \quad r = x^1, \quad \sin\theta = \frac{(\zeta\bar{\zeta})^{1/2}}{(1+1/4\zeta\bar{\zeta})}, \quad \text{tg}\varphi = \frac{x^3}{x^4}, \quad (31a)$$

трансляционная метрика

$$ds^2 = g_{ik} dx^i dx^k,$$

вычисленная с помощью формул

$$g_{ik} = \varepsilon_{AC} \varepsilon_{\dot{B}\dot{D}} \sigma_i{}^{A\dot{B}} \sigma_k{}^{C\dot{D}}, \quad (32)$$

$$\varepsilon_{AC} = \varepsilon^{AC} = \varepsilon_{\dot{B}\dot{D}} = \varepsilon^{\dot{B}\dot{D}} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}$$



и соотношений (28), имеет вид

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2\Psi^0(t)}{r}\right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{2\Psi^0(t)}{r}\right)^{-1} dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2). \quad (33)$$

Впервые трансляционная метрика такого вида была получена П.Вайдя [8]. При условии

$$\Psi^0(t) \rightarrow \Psi^0 = const,$$

метрика (33) переходит в метрику, подобную метрике Шварцшильда.

Используя соответствие метрики (33) метрике Вайдя, находим

$$\Psi^0(t) = \frac{m(t)G}{c^2}, \quad (34)$$

где  $m(t)$  - переменная масса источника, излучающего массу (монопольное излучение). Используя (34), мы можем определить множитель  $\nu$  в уравнениях поля (B.1). Для этого рассчитаем тензор энергии-импульса материи в уравнениях (B.1) с помощью соотношений (28) и (30)

$$T_{jm} = \rho_m c^2 l_j l_m = -\frac{2\dot{\Psi}^0(u)}{\nu r^2} l_j l_m, \quad \dot{\Psi}^0 < 0, \quad (35)$$

где  $l^m = \sigma^m_{00}$ ,  $l^m_l = 0$  - изотропный вектор. Опуская подробности, которые можно найти в работе [5], запишем плотность материи в (35) в пределе

$$\Psi^0(t) \rightarrow \Psi^0 = const$$

$$\rho_m = \frac{8\pi\Psi^0}{\nu c^2} \delta(\vec{r}) = m\delta(\vec{r}), \quad (36)$$

где  $\delta(\vec{r})$  - 3D функция Дирака и  $m = const$ . Из (34) и (36) следует, что в этом предельном случае в уравнениях (B.1)

$$\nu = \frac{8\pi G}{c^4} \quad (37)$$

и они описывают точечный 3D солитон, образованный торсионным полем. Заметим, что в описанном предельном случае полевая плотность (36) «сжата в точку» и равна нулю везде, кроме одной точки. Поэтому в чисто полевой теории, которая описывается уравнениями (A), (B.1) и (B.2), сингулярный источник внешнего поля представляет собой предельный случай, не соответствующий реальности. Тем не менее, во многих теоретических работах точечная модель устойчивой частицы используется как единственно возможная. В (квази)инерциальной системе отсчета для точечной частицы основными уравнениями движения оказываются уравнения геодезических теории гравитации Эйнштейна

$$\frac{du^m}{ds} + \Gamma^m_{kn} u^k u^n = 0, \quad (38)$$

которые следуют из уравнений (20), а уравнения (В.1) переходят в уравнения гравитационного поля Эйнштейна, создаваемого точечным источником.

На этом этапе упрощения плотности материи (26) и (36) могут быть приближенно приравнены

$$\rho_m \approx m \Psi^*_{A\dot{C}} \Psi^{A\dot{C}} \approx m \delta(\vec{r}), \quad (39)$$

что соответствует дуализму волна-частица, принятому в современной квантовой теории. В стационарном пределе волновая функция в соотношении (39) для решения (28)-(32) представляется как

$$\Psi_{A\dot{C}} = \left( \frac{c^2}{8\pi G m} \right)^{1/2} \mu_{A\dot{C}} \quad (40)$$

и несет информацию только о массе.  $m = const$ . Поэтому соотношение (39) достаточно записать в скалярном виде как

$$\rho_m \approx m \bar{\psi} \psi \approx m \delta(\vec{r}). \quad (41)$$

Волновая часть этой плотности удовлетворяет уравнению непрерывности (19), которое для  $m = const$  принимает обычный вид закона сохранения массы

$$\nabla_j (\rho_m u^j) = \partial_j (\rho_m u^j) = \partial_j \rho_m + \text{div}(\rho_m \vec{v}) = 0. \quad (42)$$

Уравнение (42) нелинейно относительно волновых функций  $\psi$  и  $\bar{\psi}$ . Запишем это уравнение как

$$\frac{\partial \bar{\psi} \psi}{\partial t} + \text{div}(\bar{\psi} \psi \vec{v}) = 0 \quad (43)$$

и используем подстановки Э. Маделунга [9]

$$\vec{v} = C \text{grad} \ln \frac{\psi}{\bar{\psi}} = C \left( \frac{\text{grad} \psi}{\psi} - \frac{\text{grad} \bar{\psi}}{\bar{\psi}} \right), \quad \bar{\psi} \psi \vec{v} = C (\bar{\psi} \text{grad} \psi - \psi \text{grad} \bar{\psi}),$$

$$C = const.$$

В результате подстановки, из (43) мы получим

$$\psi \left( \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial t} - C \Delta \bar{\psi} \right) + \bar{\psi} \left( \frac{\partial \psi}{\partial t} + C \Delta \psi \right) = 0$$

или

$$\frac{\left(\frac{\partial \psi}{\partial t} + C\Delta\psi\right)}{\left(\frac{\partial \bar{\psi}}{\partial t} - C\Delta\bar{\psi}\right)} = -\frac{\psi}{\bar{\psi}} \quad (44)$$

Уравнение (44) распадается на два следующих

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + C\Delta\psi + f\psi = 0, \quad \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial t} - C\Delta\bar{\psi} - f\bar{\psi} = 0, \quad (45)$$

где  $f(\vec{x}, t)$  - некоторая функция. Требуя соответствия уравнений (45) уравнениям квантовой механики, предположим, что нормированное на единицу торсионное  $\Psi$  поле представляет собой волну де Бройля

$$\psi = \psi_0 \exp \frac{i}{\hbar} (Et - \vec{p}\vec{x}).$$

Тогда мы имеем из уравнений (45) уравнения Шредингера

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} + \frac{\hbar^2}{2m} \Delta\psi - U\psi = 0, \quad i\hbar \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial t} - \frac{\hbar^2}{2m} \Delta\bar{\psi} + U\bar{\psi} = 0, \quad (46)$$

причем

$$2mC = \hbar/i, \quad 2mCf = U,$$

где  $U$  - потенциальная энергия и  $f = iU/\hbar$ . Напомним еще раз, что уравнения (46) описывают простейшую динамику торсионных полей, подчиняющихся (в общем случае) уравнениям (A), (B.1) и (B.2).

## 5. Квантовая механика Солнечной системы

Выше было показано, что вакуумные уравнения (A), (B.1) и (B.2) не только обобщают вакуумные уравнения Эйнштейна  $R_{ik} = 0$ , но и приводят к уравнениям Шредингера (46), описывающим движение материи через динамику полей инерции – торсионных полей. Это означает, что уравнения (A), (B.1) и (B.2) фундаментальным образом объединяют теорию относительности с квантовой теорией, позволяя применять уравнения (46) для описания движения микро и макрообъектов. Исторически сложилось так, что при развитии теорий гравитационных и электромагнитных полей на разных этапах их становления использовались аналогии между строением Солнечной системы и атомных систем. Мы продолжим эту аналогию, используя уравнения (46), но с другой «квантовой» константой  $c_1$ .

$$ic_1 \frac{\partial \psi}{\partial t} + \frac{c_1^2}{2m_0} \Delta \psi - U^{(g)} \psi = 0, \quad U^{(g)} = -\frac{m_0 m G}{r}, \quad (47)$$

где  $U^{(g)}$  - потенциальная энергия взаимодействия массы  $m_0$  с источником гравитационного поля с массой  $m$ . Мы получили эти уравнения, исходя из решения уравнений (А), (В.1) и (В.2), которое приводит к гравитационной метрике Шварцшильда. Эта метрика, как известно, описывает гравитационное поле сферически симметричного источника с массой  $m$ . Поэтому мы вполне можем применить уравнение (47) для описания движения планет Солнечной системы через их поля инерции  $\psi$ . Из уравнения (47) следует полуклассическая формула (формула Бора) квантования углового импульса планет Солнечной системы

$$p = m_0 v r = c_1 (n + 1/2), \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

из которой видно, что среднее расстояние от Солнца до планет должно рассчитываться по формуле

$$r = \frac{c_1}{m_0 v} (n + 1/2), \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad (48)$$

где  $m_0$  - масса планеты,  $v$  - ее скорость. При сравнении формулы (48) экспериментальными данными, находим:

- 1) для всех планет Солнечной системы и астероидных поясов

$$r_0 = \frac{c_1}{m_0 v} = 0.2851 \text{ a.e.} = \text{const}; \quad (49)$$

- 2) среднее расстояние от Солнца до планет и астероидных поясов с большой точностью описывается формулами (48), (49) (см. табл. 1)

Табл. 1.

Планета	$n$	$r_T$	$r_\ominus$	$\Delta r$
Меркурий	1	0,43	0,39	-0,04
Венера	2	0,71	0,72	+0,01
Земля	3	1,00	1,00	0,00
1А	4	1,28	1,28	0,00
Марс	5	1,56	1,52	-0,04
1Б	6	1,85	1,89	+0,04
1	8	2,42	2,40	-0,02
2	9	2,71	2,68	-0,03
3	10	2,99	3,02	+0,03
Юпитер	18	5,27	5,20	-0,07
Гидальго	20	5,84	5,82	-0,02
Сатурн	33	9,55	9,54	-0,01
Уран	67	19,24	19,19	-0,05
Нептун	105	30,08	30,07	-0,01
Плутон	138	39,49	39,52	+0,03

В табл. 1 сравниваются теоретически рассчитанные по формуле (48) средние расстояния  $r_T$  с экспериментальными данными  $r_3$ . Основываясь на этих данных, можно с уверенностью говорить о квантовом распределении вещества в Солнечной системе. Это квантование более сложно, чем в теории атома водорода, поскольку массы планет значительно различаются по величине.

## 6. Спилирующий торсион и квантование направления оси вращения планет в Солнечной системе

Уравнения Шредингера (46) впервые были предложены в электродинамике для описания движения электрона в центральном поле ядра. Как известно, электрон обладает спином  $s = \hbar/2$ , т.е. представляет собой микрогирискоскоп. Почти сразу, после публикации уравнения Шредингера появилась статья Маделунга [10], в которой уравнения (46) представлены в виде уравнений квантовой гидродинамики

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \vec{v}) = 0, \quad (*)$$

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{\rho}{m} \nabla U - \frac{\rho}{m} \nabla V, \quad (**)$$

где  $\rho = m \psi^* \psi$  - плотность квантовой жидкости и

$$V = -\frac{\hbar^2 \nabla^2 \sqrt{\rho}}{2m\sqrt{\rho}} = -\frac{\hbar^2 \nabla^2 |\psi|}{2m|\psi|} \quad (***)$$

- квантовая потенциальная энергия, порождающий квантовую силу  $-\rho \nabla V / m$ . Уравнения (\*) и (\*\*) имеют вполне классический вид, поскольку первое представляет собой уравнение непрерывности, а второе уравнения Эйлера для жидкости со специфической потенциальной энергией  $V$ . Эта потенциальная энергия возникает из-за того, что жидкость Маделунга обладает собственным вращением (спином), которое характеризуется новой физической константой  $\hbar$ . При  $\hbar \rightarrow 0$ , т.е. при отсутствии собственного вращения у жидкости, уравнения (\*) и (\*\*) переходят в уравнения Эйлера классической гидродинамики.

Для определения соответствия уравнений вакуума (A), (B.1) и (B.2) уравнениям (\*)-(\*\*\*), рассмотрим решение уравнений (A), (B.1) и (B.2), описывающее источник, обладающий собственным вращением (спином). В координатной системе трансляционных координат  $x^0 = u$ ,  $x^1 = r$ ,  $x^2 = \theta$ ,  $x^3 = \varphi$ , это решение имеет следующий вид [5]:

1. Для компонент спинорной системы отсчета (для компонент обобщенных матриц Паули):

$$\sigma^i{}_{0\dot{0}} = (0, 1, 0, 0), \quad \sigma^i{}_{1\dot{1}} = \rho\bar{\rho}(\Omega, -Y, 0, a), \quad \sigma_i{}^{0\dot{0}} = (1, 0, 0, -a\sin^2\theta), \quad (50)$$

$$\sigma^i{}_{0\dot{1}} = -\frac{\bar{\rho}}{\sqrt{2}}(ia\sin\theta, 0, 1, i\operatorname{cosec}\theta), \quad \sigma^i{}_{1\dot{0}} = \bar{\sigma}^i{}_{0\dot{1}},$$

$$\sigma_i{}^{1\dot{1}} = \rho\bar{\rho}(Y, (\rho\bar{\rho})^{-1}, 0, -a\sin^2\theta Y), \quad \sigma_i{}^{0\dot{1}} = -\frac{\bar{\rho}}{\sqrt{2}}(ia\sin\theta, 0, -(\rho\bar{\rho})^{-1}, i\Omega\sin\theta),$$

$$\sigma_i{}^{1\dot{0}} = \bar{\sigma}_i{}^{0\dot{1}},$$

где

$$\Omega = r^2 + a^2, \quad Y = (r^2 + a^2 - 2\Psi^0 r)/2, \quad a = \operatorname{const}, \quad \Psi^0 = \operatorname{const}. \quad (51)$$

2. Для спинорных компонент торсионного поля:

$$\rho = -(r - ia\cos\theta)^{-1}, \quad \beta = -ctg\theta\bar{\rho}/(2)^{3/2}, \quad \alpha = \pi - \bar{\beta}, \quad \pi = ia\sin\theta\rho^2/(2)^{1/2}, \quad (52)$$

$$\gamma = \mu + (r + \Psi^0)\rho\bar{\rho}/2, \quad \mu = Y\rho^2\bar{\rho}, \quad \tau = ia\sin\theta\rho\bar{\rho}/(2)^{1/2}.$$

3. Для спинорных компонент тензора Римана:

$$\Psi_2 = \Psi = \Psi^0(u)/\rho^3. \quad (53)$$

Трансляционная метрика этого решения в координатах (31а) имеет вид

$$\begin{aligned} ds^2 = & \left(1 - \frac{2\Psi^0 r}{r^2 + a^2 \cos^2\theta}\right) c^2 dt^2 + \frac{4\Psi^0 ra}{r^2 + a^2 \cos^2\theta} \sin^2\theta d\varphi c dt - \\ & - \frac{r^2 + a^2 \cos^2\theta}{r^2 - 2\Psi^0 r + a^2} dr^2 - (r^2 + a^2 \cos^2\theta) d\theta^2 - \\ & - \left(r^2 + a^2 + \frac{2\Psi^0 ra}{r^2 + a^2 \cos^2\theta} \sin^2\theta\right) \sin^2\theta d\varphi^2. \end{aligned} \quad (54)$$

Метрика подобного вида известна в общей теории относительности как метрика Керра [11]. Эта метрика описывает массивный источник гравитационного поля, имеющий собственный угловой момент (спин), определяемый через параметр Керра  $a$ .

Потенциальная энергия взаимодействия массы  $m_0$  с источником, создающим метрику (54) можно рассчитать по формуле [5]

$$U^* = T - L = -m_0 c \left[ \left( \eta_{ik} \frac{dx^i}{dt} \frac{dx^k}{dt} \right)^{1/2} - \left( g_{ik} \frac{dx^i}{dt} \frac{dx^k}{dt} \right)^{1/2} \right], \quad (55)$$

(55)

где  $\eta_{ik}$  - метрика плоского пространства. Для наших целей вполне пригодна упрощенная формула

$$U^* = \frac{m_0 c^2}{2} (g_{00} - 1) = -\frac{m_0 c^2}{2} \frac{2\Psi^0 r}{r^2 + a^2 \cos^2 \theta} \approx -m_0 c^2 \frac{\Psi^0}{r} + m_0 c^2 \frac{\Psi^0 a^2}{r r^2} = U + V, \quad (56)$$

которая получена при условиях

$$r \gg a, \quad \cos \theta = 1.$$

Первый член в правой части формулы (56) описывает потенциальную энергию кулон-ньютоновского типа [5], а второй – потенциальную энергию вращения источника поля. Расписывая уравнения движения (20) для плотности материи (41) мы получаем в нерелятивистском приближении

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{\rho}{m} \nabla U - \frac{\rho}{m} \nabla V, \quad (56a)$$

где, с учетом (34) и (37) при  $m = const$ ,

$$U = -m c^2 \frac{\Psi^0}{r} = -\frac{m^2 G}{r}, \quad V = m c^2 \frac{\Psi^0 a^2}{r r^2} = \frac{m^2 G a^2}{r r^2}. \quad (56b)$$

Из (56б) мы получаем квантовую потенциальную энергию (\*\*\*) при условии, что:

1. параметр Керра совпадает с комптоновской длиной волны квантовой частицы,

$$a = \lambda = \hbar / m c; \quad (57)$$

2. модуль волновой функции в уравнениях (20) и (41) удовлетворяет дополнительно уравнению

$$\left( \nabla^2 - \frac{2U}{m c^2 r^2} \right) |\psi| = \left( \nabla^2 + \frac{2mG}{c^2 r^3} \right) |\psi| = \left( \nabla^2 + \frac{r_g}{r^3} \right) |\psi| = 0. \quad (58)$$

В формулах (56а) – (58) мы, фактически, описали движение источника поля, при этом потенциальные энергии (56б) самодействия оказываются конечными в силу существования гравитационного радиуса и эргосферы.

Таким образом, движение торсиона, обладающего спином, описывается уравнениями квантовой механики (\*) и (\*\*) при условиях (57) и (58), при этом квантовая природа торсиона связана с проявлением его вполне классических гироскопических (или инерционных) свойств. Известно, например, что вращающийся гироскоп, заполненный внутри жидкостью, меняет дискретным образом направление оси вращения [12] при изменении угловой скорости вращения. На рис. 1 показаны устойчивые положения оси вращения цилиндрического гироскопа подвешенного в гравитационном поле Земли, с внутренней полостью, наполненной жидкостью. При низких частотах вращения, ось гироскопа направлена вниз по направлению действия гравитационной силы (рис.1. а). При увеличении скорости вращения, в момент достижения ее первого критического значения  $\omega \geq \omega_{crit}^1$  ось вращения скачком меняет свое направление, поворачиваясь против часовой стрелки (на чертеже) на угол  $\varphi$  от вертикальной оси (рис.1b). При дальнейшем увеличении угловой скорости вращения, происходит второй скачок направления оси вращения, но уже по часовой стрелке (рис.1c) и т.д. [12].

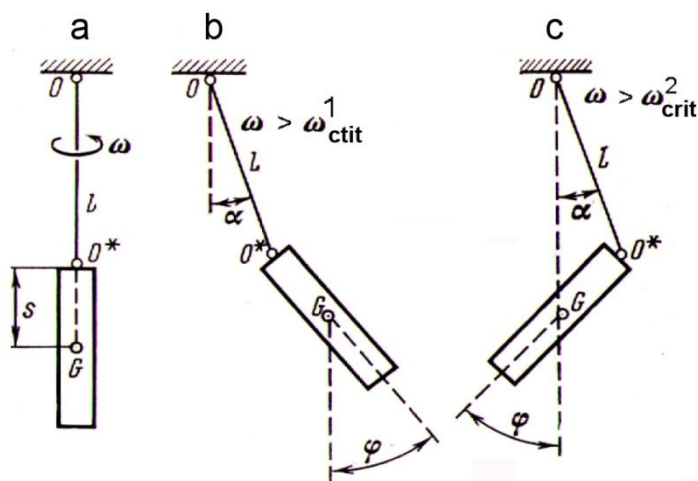


Рис. 1. Дискретные изменения оси вращения цилиндрического гироскопа с полостью, наполненной жидкостью, при изменении скорости вращения.

Заметим, что нашу Землю можно рассматривать как гироскоп, имеющий внутри жидкое наполнение, и движущийся в гравитационном поле Солнца. Для Земли параметр Керра (57), с учетом (49), оказывается равным

$$a_3 = c_1/m_3c = r_0v/c \approx 4200\text{км}. \quad (59)$$

Это значение ближе всего стоит к радиусу ядра Земли ( $r_j = 3500\text{км}$ ). Согласно



$$r = r_0 \left( n + \frac{1}{2} \right), \quad r_0 = 0.2851 \text{ AU}$$

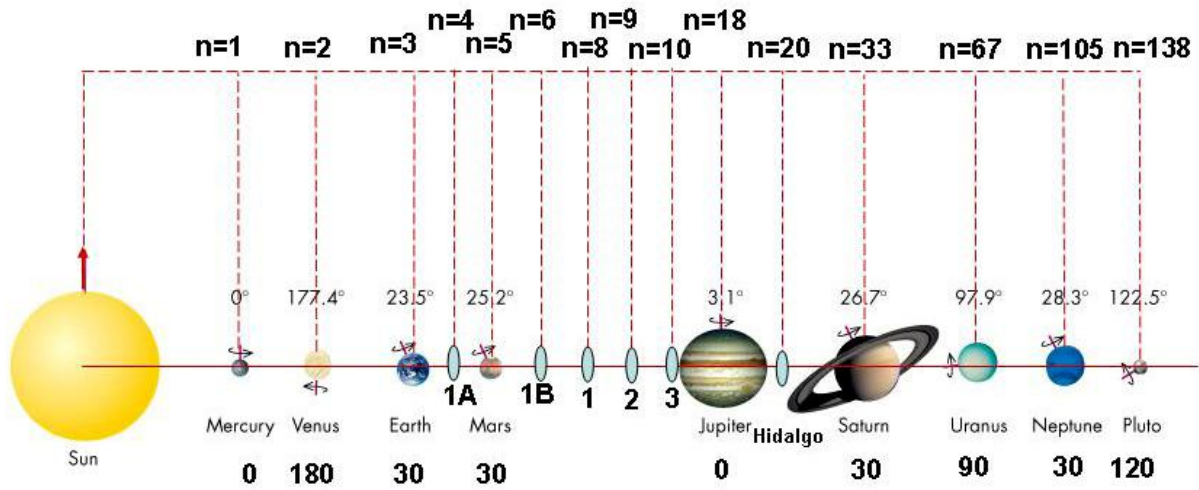


Рис.2. Квантование средних расстояний и углов наклона планет Солнечной системы к направлению оси вращения Солнца

астрономическим данным, приведенным на рис.2, наклон осей вращения планет к оси вращения Солнца принимает значение, близкое к углам 0, 30, 90, 120 и 180 градусов. С позиции гироскопического подхода к описанию движения планет в гравитационном поле Солнца, этот факт не является случайным, а представляет следствие макроквантовых уравнений (\*)-(\*\*) с новой астрономической квантовой константой

$$c_1 = m_0 r_0 v. \quad (60)$$

Одним словом, в теории физического вакуума квантование направления оси вращения планет и явление квантования направления оси вращения наполненного жидкостью гироскопа, представленное на рис. 1, имеют одну и ту же макроквантовую природу.

## 7. Геометризация электромагнитных взаимодействий

Выше мы, фактически, провели квантование гравитационных взаимодействий, поиском которого занималось (и занимается) значительное число известных теоретиков. Обычный подход к квантованию гравитационного поля сводится к использованию различных методов квантования классических уравнений Эйнштейна [13], однако это чисто формальный подход не дает результатов, поскольку принципы современной квантовой теории и общей теории относительности абсолютно различны. Скорее всего, по этой же причине невиданные интеллектуальные усилия, предпринимаемые вот уже около 40 лет в теории струн и около 30 лет в петлевой квантовой гравитации [14], не дают физически приемлимых результатов. Теперь мы сделаем обратный ход и постараемся геометризовать простейшие уравнения квантовой электродинамики, используя формулу (55) для описания потенциальной энергии взаимодействия двух заряженных частиц. Для этого используем решение (28)-(33) уравнений вакуума (A), (B.1) и (B.2), в котором функция источника  $\Psi^0$  переменна. Совершая предельный

переход  $\Psi^0(t) \rightarrow \Psi^0 = const$ , и требуя, чтобы плотность торсионной материи (39) соответствовала точечному заряду

$$\rho_e \approx e \Psi_{A\dot{C}}^* \Psi^{A\dot{C}} \approx e \delta(\vec{r}), \quad (61)$$

получим в уравнениях (B.1) множитель

$$v = \frac{8\pi k}{c^4}, \quad (62)$$

а вместо метрики (33) метрику общерелятивистской электродинамики [15]

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2ek}{rc^2}\right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{2ek}{rc^2}\right)^{-1} dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (63)$$

где  $k = e/m$  - удельный заряд пробной частицы. Нормированное на единицу поле (электромагнитной) инерции (40) примет следующий вид

$$\Psi_{A\dot{C}} = \left(\frac{c^2}{8\pi k e}\right)^{1/2} \mu_{A\dot{C}}. \quad (64)$$

Движение поля (64) описывается системой нелинейных уравнений (19)-(21), при этом уравнение непрерывности в нерелятивистском приближении (с помощью подстановок Маделунга) можно представить в виде уравнений Шредингера для одной из компонент спинорного поля  $\Psi_{A\dot{C}}$ .

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} + \frac{\hbar^2}{2m} \Delta \psi - U^{(e)} \psi = 0, \quad i\hbar \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial t} - \frac{\hbar^2}{2m} \Delta \bar{\psi} + U^{(e)} \bar{\psi} = 0. \quad (64a)$$

В этих уравнениях

$$U^{(e)} = -mc^2 \frac{\Psi^0}{r} = -mc^2 \frac{ek}{rc^2} = -\frac{e^2}{r} \quad (65)$$

- потенциальная энергия взаимодействия разноименных зарядов (например, движение электрона в поле ядра атома водорода), которая следует из метрики (63) и соотношения (55) в нерелятивистском приближении.

Уравнения движения (20) в случае геометризированной электродинамики точечного удельного заряда  $k = e/m$  принимают вид уравнений геодезических (кратчайших) геометрии абсолютного параллелизма

$$\frac{du^i}{ds} + \Gamma^i_{jk} u^j u^k = 0, \quad (66)$$

где символы Кристоффеля  $\Gamma^i{}_{jk}$  определяются через *тензорный потенциал сильного электромагнитного поля*  $a_{ij}$  [15] как

$$\Gamma^i{}_{jk} = \frac{1}{2} g^{im} (g_{jm,k} + g_{km,j} - g_{jk,m}) ,$$

где

$$g_{jk} = \eta_{ik} + ka_{ik} , \quad \eta_{ik} = \eta^{ik} = \text{diag}(1-1-1-1) . \quad (67)$$

Вводя напряженность сильного электромагнитного поля в виде [15]

$$-\frac{c^2}{k} \Gamma^i{}_{jk} = E^i{}_{jk} = -\frac{c^2}{2} g^{im} (a_{jm,k} + a_{km,j} - a_{jk,m}) , \quad (68)$$

запишем уравнения движения (66) как

$$\frac{du^i}{ds} = -\Gamma^i{}_{jk} u^j u^k = \frac{k}{c^2} E^i{}_{jk} u^j u^k . \quad (69)$$

Под сильными электромагнитными полями подразумеваются поля, удовлетворяющие неравенству

$$E, H \ll 10^{16} \text{ ед. СГСЭ} . \quad (70)$$

Такие поля в электродинамике вызывают малые ускорения зарядов и существуют на расстояниях

$$\frac{2ek}{rc^2} = \frac{2r_{\text{кл}}}{r} \ll 1 , \quad (71)$$

где  $r_{\text{кл}} = e^2 / mc^2$  классический радиус электрона. Метрика (63) теперь может быть представлена в виде

$$ds^2 = \left(1 - \frac{r_e}{r}\right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{r_e}{r}\right)^{-1} dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) , \quad (72)$$

где  $r_e = 2e^2 / mc^2 = 2r_{\text{кл}}$  - электромагнитный радиус [15], названный так по аналогии с гравитационным радиусом  $r_g$ . Функцию источника в потенциальной энергии (65) мы теперь представим как

$$\Psi^0 = \frac{r_e}{2} = \frac{e^2}{mc^2} = \frac{e^2}{\hbar c} \frac{\hbar}{mc} = \alpha_e \lambda , \quad (73)$$

где  $\alpha_e = e^2 / \hbar c$  - постоянная тонкой структуры и  $\lambda = \hbar / mc$  - комптоновская длина волны заряда  $e$ . Учитывая это соотношение, получим из (65)

$$U^{(e)} = -mc^2 \frac{\Psi^0}{r} = -mc^2 \frac{\alpha_e \lambda}{r} . \quad (74)$$

Интересно отметить, что поскольку  $\alpha_e = 1/137$  представляет собой безразмерный параметр, то в уравнениях (\*\*\*) можно не учитывать квантовую потенциальную энергию  $V$ . Введем новый масштаб, разделив уравнения (\*\*\*) на  $\alpha_e = 1/137$ . В результате, в уравнениях (\*\*\*) появляется константа Планка  $\hbar$ .

Пусть теперь уравнения (69) описывают движение электрона в центральном поле ядра атома водорода. Пространство событий в этом случае описывается трансляционной метрикой (72). Интегрируя уравнения (69) в метрике (72), находим два интеграла движения:

#### 1. Интеграл полной энергии электрона

$$E = mc^2 \left( 1 + \frac{U^{(e)}}{mc^2} \right) \frac{dx^0}{ds} = const ; \quad (75)$$

#### 2. Интеграл орбитального углового момента

$$L = mr^2 \frac{d\varphi}{ds} = mrv = const ; \quad (76)$$

При геодезическом движении полная энергия (75) и момент (76) сохраняются в каждой точке траектории, поэтому электрон при движении в поле ядра хотя и движется ускоренно, но не излучает. Это означает, что в геометризированной электродинамике квантовый принцип Бора, постулирующий стационарные состояния движущегося в поле ядра электрона, является следствием геодезического движения в пространстве, искривленном электромагнитным полем ядра (см. рис. 3). Для того чтобы описать дискретный характер интегралов (75) и (76), мы обратимся к решению (50)-(54) вакуумных уравнений (A), (B.1) и (B.2). Нерелятивистская потенциальная энергия этого решения представляется в виде (56). Полагая в этой энергии первый член равным (65), а во втором члене параметр Керра равен (57), т.е. совпадает с комптоновской длиной волны электрона, мы получаем из уравнений (20) уравнения Шредингера (64а). Решение этих уравнений, как известно, дает дискретные значения для интегралов (75) и (76). Причина квантования этих величин в том, что электрон представляет собой «полевой микрогирокоскоп», движущийся во внешнем поле ядра.

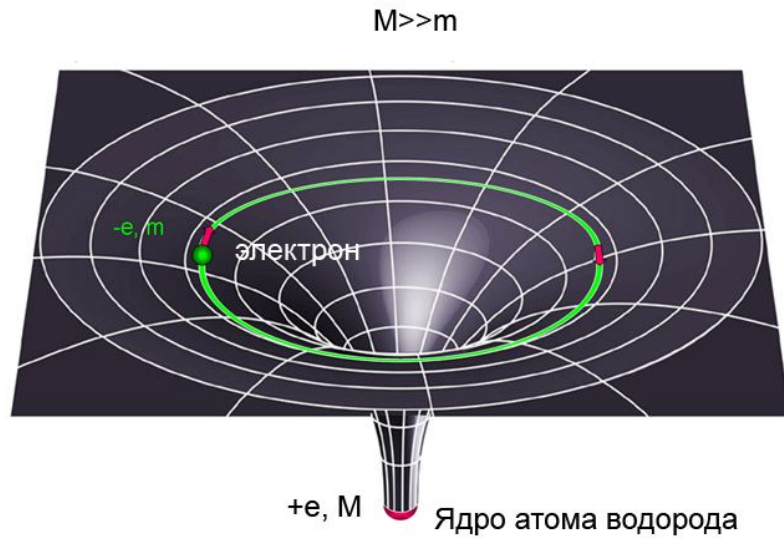


Рис.3. Геодезическое безызлучательное движение электрона в геометризованной электродинамике объясняет стабильность атомных систем и не нуждается во введении постулата Бора

## 8. Геометризованная электродинамика переменного заряда и эксперименты Тесла.

Для решения (28)-(31) уравнений вакуума с переменным сферически-симметричным источником поля (массой или зарядом) нерелятивистские уравнения (19) и (20) принимают вид

$$\nabla_j(\rho u^j) = \partial_j(\rho u^j) + \rho \frac{1}{rc} \frac{\partial \Psi^0}{\partial t} = 0, \quad (77)$$

$$\rho \frac{dv^\alpha}{dt} = \rho c^2 \frac{\Psi^0}{r^3} x^\alpha - \rho c^2 \frac{1}{rc} \frac{\partial \Psi^0(t)}{\partial t} \frac{dx^\alpha}{cdt}, \quad \alpha = 1, 2, 3. \quad (78)$$

Уравнение непрерывности (77) в этом случае нарушается, а уравнения (78) содержат силу реакции монополярного излучения источника поля.

Пусть мы имеем случай геометризованной электродинамики, тогда

$$\Psi^0(t) = eQ(t)/mc^2, \quad (79)$$

где  $Q(t)$  - переменный заряд источника.

Для распределения заряда  $Q(t)$ , близкого к точечному, уравнения (15) приближенно можно представить как

$$m \frac{d^2 \vec{x}}{dt^2} = -\nabla U^{(e)}(t) - S \frac{e d\vec{x}}{c dt}, \quad (80)$$

где  $U^{(e)}(t) = -eQ(t)/r$  - потенциальная энергия взаимодействия зарядов  $e$  и  $Q(t)$ ,

$$S = \frac{1}{rc} \cdot \frac{\partial Q(t)}{\partial t} \quad (81)$$

- скалярное поле, порожденное переменным зарядом  $Q(t)$ . Это поле не учитывается как в классической электродинамике Максвелла-Лоренца, так и в квантовой электродинамике Дирака в силу выполнения закона сохранения заряда в этих теориях. Однако в экспериментах встречаются ситуации, когда закон сохранения заряда нарушается, и мы должны учитывать скалярное поле (81). На рис. 4. Представлен конкретный пример, когда

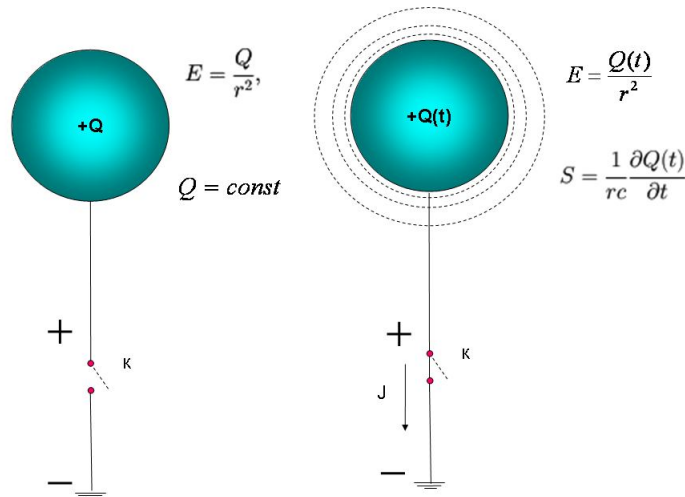


Рис. 4. Скалярное поле  $S$ , создаваемое переменным зарядом сферы

происходит излучение скалярного поля (81) (монопольное излучение) во время разряда сферы. Действительно, пусть мы имеем заряженную сферу (рис.4) и пусть заряд сферы равен  $+Q$ . Если замкнуть ключ  $k$ , заряд сферы будет меняться и в результате, как это следует из уравнений (80), вне сферы появиться скалярное электромагнитное поле

$S = 1/rc \cdot \partial Q(t) / \partial t$ . Впервые скалярное поле (81) наблюдал, по-видимому, Никола Тесла [16] в экспериментах по беспроводной передаче электроэнергии. Подобные опыты

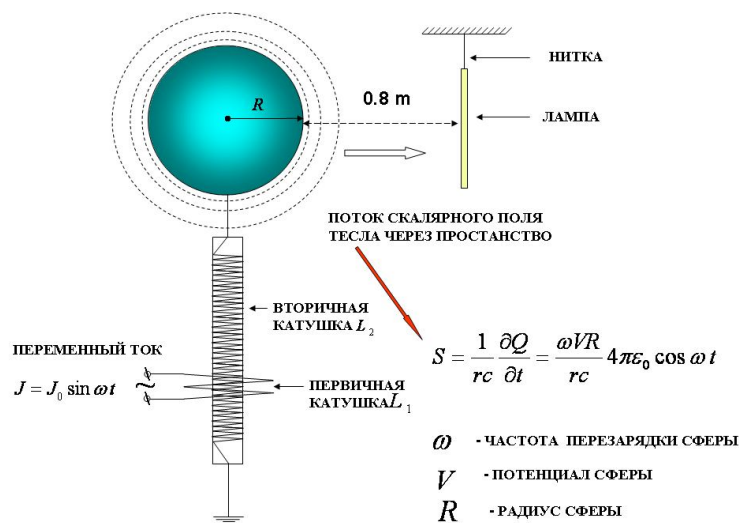


Рис.5. Беспроводная передача электроэнергии скалярным полем S

были проведены мной в Таиланде [17]. На рис.5 показана схема эксперимента по беспроводной передаче электроэнергии с помощью переменного монополярного излучения, которое можно представить как излучение сферой потока электронов в соответствии с формулой [17]

$$S \approx -4\pi r Q(t) \psi^* \psi, \quad (82)$$

где  $\psi$  - волновая функция излученных электронов. Особенно наглядно устойчивые жгуты излученных электронов видны в декоративных устройствах, которые продаются в свободной продаже под названием «Волшебный шар» (см. рис. 6). Здесь мы видим

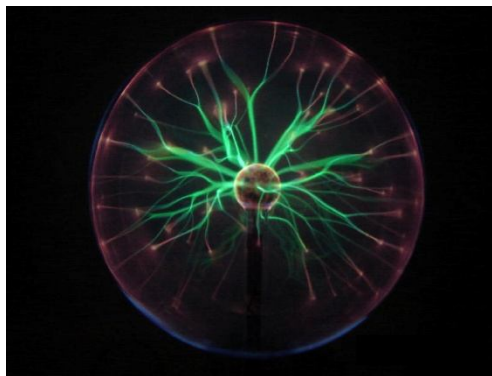


Рис. 6 Визуальное наблюдение монополярного излучения в «Волшебном шаре»

светящиеся нити «спаренных» электронов, образующих некое подобие куперовских пар в теории сверхпроводимости. Таким образом, монополярное излучение в

геометризированной электродинамике дает нам еще один пример макроскопического проявления квантовых свойств материи.

## Заключение

Более ста лет наука занимается изучением квантовых явлений, считая, что квантовая физика это физика микромира и в ней отсутствует образное мышление, так необходимое физику для познания реальности. Теория физического вакуума [5], основанная на Всеобщем принципе относительности и уравнениях вакуума (А), (В.1) и (В.2), показывает, что эта точка зрения ошибочна. Косвенным доказательством высказанного утверждения является, начиная с работ Н.Тесла, быстрый рост «аномальных» макроэкспериментов, объяснить которые современная физика со всеми ее передовыми теориями (теория струн, стандартная модель) не в состоянии.

Прав оказался А.Эйнштейн, который утверждал, что современная квантовая теория с ее вероятностной трактовкой волновой функции, не может служить отправной точкой для дальнейшего развития физики. «Бог не играет в кости» - говорил А.Эйнштейн, считая современную квантовую теорию предварительной, носящую временный характер, а вероятностную трактовку волновой функции как вынужденную меру.

В настоящей статье приведены несколько примеров, показывающих эффективность новой научной парадигмы – Теории физического вакуума, в которой нет разделения на классическую и квантовую физику. Физика в Теории физического вакуума едина и квантовая теория, которая из нее следует – это как раз то, о чем мечтал А.Эйнштейн.

29.04.2010

## Ссылки

1. *Шупов Г.И.* // Торсионный ликбез для академиков РАН В.А. Рубакова и Е.Б.Александрова, 2005. <http://www.trinitas.ru/rus/doc/0231/007a/02310015.htm>
2. *Губарев Е.А.* // Теория реальной относительности. М., Новый Центр, 2009. Р.216.
3. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* // Теория поля. М.: Наука, 1973.
4. *Ricci G.* // Mem. Acc. Linc. 1895. Vol.2. Ser. 5. Pp. 276-322.
5. *Шупов Г.И.* // Теория Физического Вакуума, теория эксперименты и технологии, М., Наука, 1997. 450 с.
6. *Newman E., Penrose R.* // J. Math. Phys. 1962. Vol. 3, \No 3. P. 566-587.
7. *Шупов Г.И.* // Об измерении волновой функции квантовой механики. 2010, с.39. <http://www.trinitas.ru/rus/doc/0016/001c/00161635.htm>
8. *Vaidya P.* // Nature. 1953. Vol. 171, pp. 260-265.
9. *Маделунг Э.* // Математический аппарат физики, М., Наука, 1961, с.618.
10. *Madelung E.* // Quantum Theory in Hydrodynamic Form, Z.Physic, **40** (1926), p.p. 332 - 336.
11. *Debnay G., Kerr R., Schield A.* // J.Math.Phys. 1969. Vol. 10. \No 10, P. 1842.



12. *Ишлинский Ю.А.* // Механика относительного движения и силы инерции. М.: Наука, 1983.
13. *Горелик Г.Е.* Матвей Бронштейн и квантовая гравитация. К 70-летию неразрешённой проблемы. // Успехи физических наук, Том 175, №10.
14. *Smolin L.* // Loop Quantum Gravity,  
[http://www.edge.org/3rd\\_culture/smolin03/smolin03\\_index.html](http://www.edge.org/3rd_culture/smolin03/smolin03_index.html)
15. *Шунов Г.* // О решении первой проблемы Эйнштейна, М.: Кириллица, 2006.  
<http://www.trinitas.ru/rus/doc/0231/003a/02311018.htm> или  
<http://www.shipov.com/science.html>
16. *Tesla N.* The one-wire transmission system. [U.S. Patent 0,593,138](#), "Electrical Transformer" (1897); "The True Wireless". Electrical Experimenter (May 1919).
17. *Шунов Г.* // Физический вакуум, торсионные поля, квантовая механика и эксперименты Н.Тесла. Академия Тринитаризма», М., Эл № 77-6567, публ.15740, 07.01.2010 <http://www.trinitas.ru/rus/doc/0231/008a/02311081.htm>  
<http://www.shipov.com/science.html>