

ТЕОРИЯ ГРАВИТАЦИИ С ГЕОМЕТРИЗИРОВАННЫМ ТЕНЗОРОМ ЭНЕРГИИ-ИМПУЛЬСА

Г.И.Шипов

Предложена теория гравитации в которой материя геометризована и определяется через кручение Риччи. Показано, что в чисто полевой изначально классической теории поля возникают квантовые принципы в соответствии с идеями Эйнштейна.

1. Введение

Уравнения Эйнштейна содержат в правой части феноменологический тензор энергии-импульса материи не геометрической природы. А.Эйнштейна отмечал, что "правая часть включает в себя все то, что не может быть пока объединено в единой теории поля [1]". По мнению ученого, геометризация тензора энергии-импульса, должна привести к новым фундаментальным уравнения гравитации, имеющим связь с квантовой теорией, поскольку "разумная общерелятивистская теория могла бы дать ключ к более совершенной квантовой теории" [2].

В настоящей работе рассматриваются уравнения гравитации с геометризованным тензором энергии-импульса, которые обобщают вакуумные уравнения Эйнштейна $R_{jk} = 0$. В соответствии с предвидением А. Эйнштейна в полностью геометризованной теории гравитации возникают основные принципы квантовой теории, а именно: корпускулярно-волновой дуализм, стационарные состояния и зависимость инерционной массы от частоты.

2. Геометризация вращения и вращательная метрика

Произвольно ускоренная система отсчета в трехмерном пространстве имеет шесть степеней свободы; три трансляционных координаты x_α и три вращательных φ_α (например, углы Эйлера). Поэтому для полного описания ускоренной системы отсчета в трехмерном пространстве мы должны иметь шесть уравнений движения, заданных на многообразии трансляционных и угловых координат одновременно. Такое многообразие должно иметь две метрики трансляционную и вращательную. Существование вращательной метрики, описывающей бесконечно малый поворот, означает геометризацию вращательного движения.

Первая работа по геометризации вращения была проделана Ф.Френе [3]. Уравнения Френе можно представить в виде

$$\frac{de^A_\alpha}{ds} = T^A_{B\gamma} \frac{dx^\gamma}{ds} e^B_\alpha, \quad (1)$$

$$A, B, \dots = 1, 2, 3, \quad \alpha, \delta, \beta = 1, 2, 3,$$

где e^A_α - триада Френе, удовлетворяющая условиям ортогональности

$$\begin{aligned} a) \quad e^A_\alpha e^\alpha_B &= \delta^A_B = \begin{cases} 1 & A = B \\ 0 & A \neq B \end{cases}, \\ б) \quad e^A_\alpha e^\beta_A &= \delta^\beta_\alpha = \begin{cases} 1 & \alpha = \beta \\ 0 & \alpha \neq \beta \end{cases}, \end{aligned} \quad (2)$$

причем $\alpha, \delta, \beta \dots$ – векторные индексы, а $A, B \dots$ – номер вектора. В уравнениях (1) величины $T^\alpha_{\beta\gamma}$ определяются как

$$T^\alpha_{\beta\gamma} = e^\alpha_A e^\beta_{\beta,\gamma} = -e^\beta_A e^\alpha_{A,\gamma}, \quad , \gamma = \frac{\partial}{\partial x^\gamma}. \quad (3)$$

и называются коэффициентами вращения Риччи [4]. Из уравнений (1) и (3) видно, что коэффициенты вращения Риччи описывают вращение трехмерной системы отсчета при движении ее вдоль произвольной кривой. Бесконечно малый поворот векторов триады Френе записывается как

$$d\chi^\beta_\alpha = T^\beta_{\alpha\gamma} dx^\gamma \quad \text{или} \quad d\chi^\beta_\alpha = e^\beta_A de^\alpha_A. \quad (4)$$

Образуя квадратичную форму из этих соотношений, получим вращательную метрику в виде

$$d\tau^2 = d\chi^\alpha_\beta d\chi^\beta_\alpha = T^\alpha_{\beta\gamma} T^\beta_{\alpha\phi} dx^\gamma dx^\phi = de^\alpha_A de^\alpha_A. \quad (5)$$

Выбирая единичный вектор $e^\gamma_{(1)}$ касательным к кривой

$$\frac{dx^\gamma}{ds} = e^\gamma_{(1)},$$

мы получаем из уравнений (1) связь кривизны κ и кручения χ кривой с коэффициентами вращения Риччи

$$\kappa(s) = T^{(1)}_{(2)\gamma} \frac{dx^\gamma}{ds} = T^{(1)}_{(2)(1)}, \quad \chi(s) = T^{(2)}_{(3)\gamma} \frac{dx^\gamma}{ds} = T^{(2)}_{(3)(1)}.$$

3. Пространство событий произвольно ускоренной четырехмерной системы отсчета

Произвольно ускоренная четырехмерная система отсчета имеет 10 степеней свободы: четыре трансляционных и шесть вращательных. Поэтому для полного описания такой системы отсчета необходимо задать четыре трансляционных координаты x_0, x_1, x_2, x_3 и шесть угловых $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \theta_1, \theta_2, \theta_3$ – три пространственных и три пространственно-временных угла.

Математическим образом четырехмерной системы отсчета является неголономная тетрада e^a_i . Известно, что трансляционные координаты являются голономными, а угловые неголономными. Простейшим обобщением четырехмерной голономной римановой геометрии является неголономная геометрия с абсолютным параллелизмом [5], изоморфная десятимерному многообразию. Такое многообразие можно представить как векторное расслоение, с базой образованной четырьмя трансляционными координатами x_i , ($i = 0, 1, 2, 3$) и слоем, заданным в каждой точке x_i ортогональной неголономной тетрадой e^a_i , ($i = 0, 1, 2, 3$), ($a = 0, 1, 2, 3$),

$$e^a_i e^j_a = \delta^j_i, \quad e^a_i e^i_b = \delta^a_b, \quad (6)$$

$$e^a_{i,j} - e^a_{j,i} \neq 0, \quad , i = \frac{\partial}{\partial x^i}.$$

Шесть независимых компонент неголономной тетрады e^a_i играют роль неголономных вращательных координат $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \theta_1, \theta_2, \theta_3$.

Неголономная тетрада e^a_i определяет риманову трансляционную метрику в базе

$$ds^2 = g_{ik} dx^i dx^k = \eta_{ab} e^a_i e^b_k dx^i dx^k \quad \eta_{ab} = \eta^{ab} = \text{diag}(1 \ -1 \ -1 \ -1), \quad (7)$$

$$i, j, k \dots = 0, 1, 2, 3, \quad a, b, c \dots = 0, 1, 2, 3$$

и вращательную метрику в слое

$$d\tau^2 = -e^a_i D e^i_a = T^a_{bi} T^b_{ak} dx^i dx^k, \quad (8)$$

Здесь D - абсолютный дифференциал относительно символов Кристоффеля Γ^i_{jk} и

$$T^i_{jk} = e^i_a \nabla_j e^a_k \quad (9)$$

- коэффициенты вращения Риччи, определяющие вращение тетрады (или четырехмерной системы отсчета.) Величины T^i_{jk} входят в связность геометрии абсолютного параллелизма [5]

$$\Delta^k_{ij} = \Gamma^i_{jk} + T^i_{jk} = e^k_a e^a_{i,j} \quad (10)$$

и представляют собой тензор конторсии

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

образованный из кручения

$$\Omega^{\cdot i}_{jk} = e^i_a e^a_{[k,j]} = \frac{1}{2} e^i_a (e^a_{k,j} - e^a_{j,k}), \quad (11)$$

геометрии абсолютного параллелизма [5]. Тензор кривизны пространства абсолютного параллелизма S^i_{jkm} , определяемый через связность Δ^i_{jk} , равен нулю

$$S^i_{jkm} = 2\Delta^i_{j[m,k]} + 2\Delta^i_{s[k} \Delta^s_{|j|m]} = 0.$$

Он может быть представлен в виде суммы

$$S^i_{jkm} = R^i_{jkm} + P^i_{jkm} = 0, \quad (12)$$

где $R^i_{jkm} = 2\Gamma^i_{j[m,k]} + 2\Gamma^i_{s[k} \Gamma^s_{|j|m]}$ - тензор кривизны Римана и

$$P^i_{jkm} = 2\nabla_{[k} T^i_{|j|m]} + 2T^i_{c[k} T^c_{|j|m]} \quad (13)$$

- тензор кривизны Риччи, определяемый через коэффициенты вращения Риччи [4]. Соотношение (12) необходимо рассматривать как уравнение, а не как тождественное равенство тензора Римана R^i_{jkm} тензору Риччи P^i_{jkm} . Это следует из того, что свертка $R_{jm} = R^i_{jim} = 2\Gamma^i_{j[m,i]} + 2\Gamma^i_{s[i} \Gamma^s_{|j|m]}$ симметрична по индексам j и m , а свертка $P_{jm} = P^i_{jim} = 2\nabla_{[i} T^i_{|j|m]} + 2T^i_{c[i} T^c_{|j|m]}$ имеет антисимметричную часть по индексам j и m .

4. Уравнения движения ускоренной системы отсчета

Полный набор уравнений, описывающих все степени свободы произвольно ускоренной четырехмерной системы отсчета составляют

а) четыре трансляционных уравнения движения

$$\frac{d^2 x^i}{ds^2} + \Gamma_{jk}^i \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} + T_{jk}^i \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} = 0, \quad (14)$$

которые описывают движение начала системы отсчета;

б) шесть вращательных уравнения движения

$$\frac{de^i_a}{ds} + \Gamma_{jk}^i e^j_a \frac{dx^k}{ds} + T_{jk}^i e^j_a \frac{dx^k}{ds} = 0, \quad (15)$$

определяющих изменение её ориентации в пространстве. Эти уравнения представляют собой обобщенные уравнения Френе, описывающие произвольные кривые в римановом пространстве. С другой стороны, уравнения (14) обобщают уравнения геодезических теории гравитации Эйнштейна и переходят в них при условии

$$T_{jk}^i \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} = 0. \quad (16)$$

Решение этих уравнений показывает, что поле T_{jk}^i отлично от нуля, совпадает с кручением Риччи (11) и антисимметрично по всем трем индексам

$$T_{ijk} = -T_{jik} = -T_{ikj} = -\Omega_{ijk}. \quad (17)$$

5. Уравнения вакуума и геометризация тензора энергии-импульса

Геометризация вращения и полное описание произвольно ускоренной системы отсчета вместо риманова пространства требует ведения пространства абсолютного параллелизма. Соответственно, вместо вакуумных уравнений Эйнштейна $R_{ij} = 0$ в римановом пространстве мы будем рассматривать в качестве новых уравнений вакуума структурные уравнения Картана геометрии абсолютного параллелизма, которые в матричном виде записываются как [5]

$$\nabla_{[k} e^a_{m]} - e^b_{[k} T^a_{|b|m]} = 0, \quad (A)$$

$$R^a_{bkm} + 2\nabla_{[k} T^a_{|b|m]} + 2T^a_{c[k} T^c_{|b|m]} = 0, \quad (B)$$

$$i, j, k \dots = 0, 1, 2, 3, \quad a, b, c \dots = 0, 1, 2, 3.$$

Напомним, что здесь $i, j, k \dots$ - координатные индексы, а $a, b, c \dots$ - индексы слоя (или матричные индексы). Уравнения (A) представляют собой матричную запись уравнений (11), а уравнения (B) матричную запись уравнений (12). Образую с помощью уравнений (B) тензор Эйнштейна $G_{jm} = R_{jm} - 1/2 g_{jm} R$, можно представить 20 уравнений (B) в виде 10 уравнений, подобных уравнениям Эйнштейна

$$R_{jm} - \frac{1}{2} g_{jm} R = \nu T_{jm}, \quad (B.1)$$

но с геометризованной правой частью, определяемой как

$$T_{jm} = -\frac{2}{\nu} \{ (\nabla_{[i} T^i_{|j|m]} + T^i_{s[i} T^s_{|j|m]}) - \frac{1}{2} g_{jm} g^{pn} (\nabla_{[i} T^i_{|p|n]} + T^i_{s[i} T^s_{|p|n]}) \} \quad (18)$$

и 10 уравнений

$$C_{ijkm} + 2\nabla_{[k} T_{ij|m]} + 2T_{is[k} T^s_{|j|m]} = -\nu J_{ijkm}, \quad (B.2)$$

подобных уравнениям Янга-Милса с геометризованным тензором тока

$$J_{ijkm} = 2g_{[k(i} T_{j)m]} - \frac{1}{3} T g_{i[m} g_{k]j}.$$

Уже на этом этапе получаем следующие результаты:

- тензор энергии-импульса материи в уравнениях поля (B.1) имеет чисто полевую природу и образован торсионными полями (12);
- тензор энергии-импульса (18) имеет как симметричную, так и антисимметричную части по индексам j и m

$$T_{jm} = T_{(jm)} + T_{[jm]},$$

причем

$$T_{[jm]} = \frac{1}{\nu} (-\nabla_i \Omega_{jm}^{\dots i} - \nabla_m T^i_{ji} - T^i_{si} \Omega_{jm}^{\dots s}); \quad (19)$$

- нарушается закон сохранения для симметричной части $T^{(jm)}$, поскольку

$$\nabla_j (R^{jm} - \frac{1}{2} g^{jm} R) = \nu \nabla_j T^{jm} = 0,$$

откуда для симметричной части T^{jm} мы имеем

$$\nabla_j T^{(jm)} = -\nabla_j T^{[jm]} \neq 0. \quad (20)$$

- плотность материи

$$\rho = T/c^2 = g^{jm} T_{jm}/c^2 = \frac{2}{\nu c^2} g^{jm} (\nabla_{[i} T^i_{|j|m]} + T^i_{s[i} T^s_{|j|m]}), \quad (21)$$

определяется через торсионные поля, а инерционная масса источника

$$M_I(t) = \int \rho (-g)^{1/2} dV = M_I(t) = \frac{2}{\nu c^2} \int (-g)^{1/2} \{ g^{jm} (\nabla_{[i} T^i_{|j|m]} + T^i_{s[i} T^s_{|j|m]}) \} dV. \quad (22)$$

зависит от вращательных свойств материи внутри ее.

6. Частицеподобное решение и квантовые принципы

Используя метод спиновых коэффициентов Ньюмена-Пенроуза [6], находим сферически симметричное частицеподобное решение вакуумных уравнений (А) и (В), приводящее к потенциалу взаимодействия кулон-ньютоновского типа $\varphi \sim \alpha/r$. В принятых в работе [6] обозначениях это решение записывается как:

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

2. Компоненты символов Ньюмена-Пенроуза

$$\begin{aligned}\sigma_{00}^i &= (0, 1, 0, 0), & \sigma_{11}^i &= (1, U, 0, 0), & \sigma_{0i}^i &= \rho(0, 0, P, iP), \\ \sigma_i^{00} &= (1, 0, 0, 0), & \sigma_i^{11} &= (-U, 1, 0, 0), & \sigma_i^{0i} &= -\frac{1}{2\rho P}(0, 0, 1, i) \\ U(u) &= -1/2 + \Psi^0(u)/r, & P &= (2)^{-1/2}(1 + \zeta\bar{\zeta}/4), & \zeta &= x^2 + ix^3, \\ & & & & \Psi^0 &= \Psi^0(u).\end{aligned}$$

3. Спинорные компоненты коэффициентов вращения Риччи

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

4. Спинорные компоненты тензора Римана

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

Используя это решение, находим трансляционную и вращательную метрики

$$ds^2 = (1 - 2\Psi^0(t)/r)c^2 dt^2 - (1 - 2\Psi^0(t)/r)^{-1} dr^2 - r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2), \quad (23)$$

$$d\tau^2 = -\frac{(\Psi^0(t))^2}{2r^4}c^2 dt^2 - \frac{2(\Psi^0(t) - r)}{r}d\theta^2 - \frac{2(\Psi^0(t) - r)\sin^2\theta}{r}d\varphi^2,$$

где $\Psi^0(t)$ - переменная функция источника.

6.1. Корпускулярно-волновой дуализм

Вычисляя с помощью найденного решения плотность источника (21) в пределе $\Psi^0(u) \rightarrow \Psi^0 = const$ мы получаем [5]

$$\rho = \frac{8\pi\Psi^0}{\nu c^2} \frac{1}{2\pi r^2} \delta(r) = \frac{8\pi\Psi^0}{\nu c^2} \delta(\mathbf{r}), \quad (24)$$

где $\delta(\mathbf{r})$ - трехмерная δ -функция Дирака.

С другой стороны, при условии (17) плотность материи имеет вид

$$\rho = \frac{g^{jm}}{\nu c^2} (\Omega_{sm}^{..i} \Omega_{ji}^{..s} - \frac{1}{2} g_{jm} \Omega_s^{..ji} \Omega_{ji}^{..s}) = -\frac{1}{2\nu c^2} \hat{h}^m \hat{h}_m, \quad (25)$$

где псевдовекторное поле \hat{h}_m связано с полем кручения $\Omega^s_{.ji}$ как

$$\Omega^{ijk} = \varepsilon^{ijkm} \hat{h}_m, \quad \Omega_{ijk} = \varepsilon_{ijkm} \hat{h}^m.$$

Здесь ε_{ijkm} - полностью антисимметричный тензор Леви-Чивита.

Соотношения (24) и (25) показывают, что представление о точечной частице в чисто полевой теории возникает в пределе, когда массы (или заряды) частиц постоянны. Именно при этом условии возникает корпускулярно-волновой дуализм в чисто полевой теории.

В пределе $\Psi^o(u) \rightarrow \Psi^o = const$ метрика (23) переходит в метрику Шварцшильда, при условии, что $\Psi^o = MG/c^2$, при этом в соотношении (24) множитель перед δ -функцией должен совпадать с массой источника, т. е. $M = 8\pi\Psi_0/\nu c^2$. Отсюда следует значение множителя ν :

$$\nu = 8\pi G/c^4.$$

6.2. Стационарные состояния

Используя найденное решение в пределе $M(t) \rightarrow M = const$, рассмотрим трансляционные уравнения движения (14), умноженные на массу m пробной частицы. В нерелятивистском приближении эти уравнения запишутся как

$$m \frac{d^2 x^\alpha}{dt^2} = -mc^2 \Gamma^\alpha_{00} - mc^2 T^\alpha_{00} \quad \alpha, \beta, \gamma \dots = 0, 1, 2, 3. \quad (26)$$

Вычисляя силы в правой части уравнений (26), находим

$$m \frac{d^2 x^\alpha}{dt^2} = m \frac{MG}{r^3} x^\alpha - m \frac{MG}{r^3} x^\alpha = 0, \quad (27)$$

где $F_I^\alpha = -mc^2 \Gamma^\alpha_{00} = -mMGx^\alpha/r^3$ - сила инерции, компенсирующая локально гравитационную силу $F_G^\alpha = mMGx^\alpha/r^3$. Именно благодаря этой компенсации создается локальное состояние невесомости в ускоренной локально лоренцовой системе отсчета, например, внутри космического корабля, движущегося по стационарной орбите. В общем случае, условие стационарности движения в трансляционных уравнениях (14) запишется как

$$\frac{d^2 x^i}{ds^2} = -\Gamma^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} - T^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} = 0, \quad (28)$$

при этом сила $mT^i_{jk} dx^j/ds dx^k/ds$ рассматривается как сила инерции, компенсирующая гравитационную силу $m\Gamma^i_{jk} dx^j/ds dx^k/ds$. Поскольку в инерциальных системах отсчета силы инерции равны нулю, то условие (16) определяет торсионные поля в инерциальных системах отсчета. Заметим, что именно в инерциальных системах отсчета выполняется соотношение (25), позволяющее говорить о корпускулярно-волновом дуализме в чисто полевой теории.

Условие (28) определяет движение ускоренных локально инерциальных системы отсчет первого рода (свободно падающих лифтов Эйнштейна). Однако, если внешние гравитационные поля отсутствуют ($\Gamma^i_{jk} = 0$) то условие (16), записанное как

$$\frac{d^2 x^i}{ds^2} = -T(2)^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} - T(1)^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} = 0, \quad (29)$$

может определять новый класс ускоренных систем отсчета - так называемые ускоренные локально инерциальные системы отсчета второго рода [5]. Согласно (29), на центр масс таких систем отсчета действуют скомпенсированные силы инерции. Примером такой системы отсчета является однородный диск, вращающийся с постоянной скоростью. На его центр масс действуют силы инерции (центробежные), компенсирующие друг друга. Поэтому система отсчета, связанная с центром масс диска либо покоится, либо движется прямолинейно и равномерно относительно другой такой же системы отсчета. Заметим, что при стационарном движении энергия пробной частицы сохраняется в каждой точке траектории, хотя частица движется ускоренно. Поэтому соотношения (28) и (29) можно рассматривать как условия, при которых происходит обобщение закона инерции механики Ньютона на случай ускоренного движения. При этом энергия частицы сохраняется и она не излучает вдоль всей траектории.

6.3. Зависимость массы от частоты и квантование поля инерции

Одним из признаков квантовой теории является зависимость энергии и, следовательно, массы частицы от частоты волновой функции в соответствии с формулой

$$m = h\omega/c^2.$$

Из этого соотношения следует квадратичная зависимость массы от угловой скорости. Действительно, угловая скорость входит в h через собственный механический момент электрона

$$s = h/2 = J_0\omega_0.$$

Здесь J_0 - момент инерции электрона и ω_0 - собственная угловая частота вращения электрона¹. Если электрон свободен, то вся его энергия в системе отсчета, где он покоится, оказывается энергией вращательного движения и записывается как $E = h\omega_0 = 2J_0\omega_0^2$, откуда для "вращательной массы" m электрона имеем

$$m = 2J_0 \frac{\omega_0^2}{c^2}. \quad (30)$$

Из определения массы (22) и равенства (25) видно, что в инерциальных системах отсчета инерционная масса частицы в чисто полевой теории зависит от квадрата коэффициентов вращения Риччи (от квадрата полей инерции), причем как раз от той их неприводимой части, которая описывает оптический параметр вращения [5]. Поскольку коэффициенты вращения Риччи проявляют себя в новой теории как поля инерции, то, в силу универсальности полей инерции, они претендуют на роль единого поля, объединяющего все другие физические поля. Это так же означает, что квантовое описание физических явлений предполагает использование в качестве волновой функции в квантовых уравнениях реального физического поля - поля инерции. Опять же в силу универсальности, поле инерции описывает как внешнее гравитационное поле источника, так и его внутреннюю структуру. С точки зрения квантового описания частица представляет собой устойчивый сгусток поля инерции. Если на это полевое образование свободно, то спектр его состояний (например, координаты или импульсы его центра масс) непрерывен. В случае ограниченного движения (например, движение планеты в

¹Конкретные значения J_0 и ω_0 можно получить либо из эксперимента, либо из модели электрона, следующей из решения более общих уравнений, чем уравнения Максвелла-Дирака.

гравитационном поле Солнца) спектр возможных состояний оказывается дискретным. Следовательно, квантование энергии, импульса и других физических характеристик частицы, есть следствие ее полевой природы.

7. Макроквантование в солнечной системе

В качестве примера мы используем новые представления для обнаружения квантовых явлений в такой макросистеме как солнечная система. Для простоты, мы рассмотрим скалярное уравнение

$$ic_1 \frac{\partial \Psi}{\partial t} + \frac{c_1^2}{2M} \nabla^2 \Psi + U^{(g)}(r) \Psi = 0 \quad (31)$$

для нормированного на единицу комплексного поля инерции Ψ вне Земли и уравнение

$$ic_1 \frac{\partial \psi}{\partial t} + \frac{c_1^2}{2M} \nabla^2 \psi + \frac{2\pi R_0 c_1^2}{M} \psi^* \psi^2 = 0 \quad (32)$$

для нормированного на единицу комплексного поля инерции ψ внутри Земли [5]. В этих уравнениях c_1 - константа, представляющая аналог постоянной Планка, M - масса Земли, R_0 - радиус Земли, $U^{(g)}$ - потенциальная энергия гравитационного взаимодействия Земли и Солнца. Из уравнения (31) следует известная полуклассическая формула (формула Бора) квантования углового импульса планет $L = mvr = c_1(n + 1/2)$, $n = 1, 2, 3, \dots$. Из этого соотношения следует квантование среднего расстояния от Солнца до планет и астероидных поясов по следующей формуле

$$r = r_0(n + 1/2) \quad n = 1, 2, 3, \dots,$$

где «планетарная» константа $r_0 = c_1/mv$ оказывается равной 0,2851 а.е. [5].

Решение уравнения (32) для стационарного распределения материи внутри Земли дает хорошее совпадение с экспериментальными данными Буллена [7]. Сравнение теоретического момента инерции J_T с экспериментальным моментом инерции J_Σ , полученным на основе опытных данных Буллена, дает совпадение с точностью до 3% [5]

$$\frac{J_\Sigma - J_T}{J_\Sigma} 100\% = \frac{\Delta J}{J_\Sigma} 100\% = 3\%.$$

Проблема макроквантования в солнечной системе сложнее, чем квантование атомных систем, поскольку электроны в атоме имеют одинаковые массы и заряды. Как мы знаем, планеты имеют разные массы, поэтому более детальное изучение проблемы квантовой структуры солнечной системы требует дополнительного исследования.

8. Заключение

Развитие квантовой теории в начале прошлого века привело к разделению физики на две ветви: классическую физику - теорию относительности и квантовую физику. А.Эйнштейн отмечал, что это разделение временное, и что дальнейшее развитие теоретической физики должно привести к единой теории, объединяющей оба направления. Данная работа полностью подтверждает гениальное предвидение А.Эйнштейна, поскольку, как было показано выше, расширенная

общая теория относительности, включающая вращательную относительность, приводит к детерминистической квантовой теории. Новая теория базируется на геометрии абсолютного параллелизма, наделенной трансляционной и вращательной метриками. Структурные уравнения этой геометрии интерпретируются как новые вакуумные уравнения, обобщающие вакуумные уравнения Эйнштейна. Из новых вакуумных уравнений следуют уравнения поля, подобные уравнениям Эйнштейна, с геометризованным тензором энергии-импульса. Это тензор определен через поля кручения Риччи, интерпретируемые как поля инерции представляющие собой часть связности абсолютного параллелизма. В такой чисто полевой теории в различных предельных случаях возникает:

- а) корпускулярно-волновой дуализм;
- б) стационарные состояния ускоренно движущихся систем;
- в) зависимость инерционной массы от частоты и квантование физических характеристик системы.

В приближении слабых полей, проблема движения поля инерции приводит к уравнениям, подобным уравнениям квантовой механики, в которых роль волновой функции играет нормированное на единицу комплексное поле инерции.

Большой практический представляет формула (22), показывающая зависимость инерционной массы системы (в том числе и механической) от вращения внутри ее. Экспериментальные исследования одной из таких систем доказали возможность создания универсального движителя [5], способного эффективно передвигать транспортное средство в различных средах: на поверхности земли, на воде, под водой, в воздухе и в космическом пространстве.

References

- [1] *Einstein A.* // In: "Louis de Broglie, physiscien et penseur". Paris, 1953, pp. 4-14.
- [2] *Einstein A.* // In: "Albert Einstein - Philosopher-Scientist", ed. by P.A.Schilpp, Evanston (Illinois), 1945, pp. 1-95.
- [3] *Frenet F.* Jour. de Math. 1852. Vol. 17. P. 437-447.
- [4] *Ricci G.* Mem.Acc.Linc. 1895. Vol. 2. Ser. 5. P. 276-322.
- [5] *Shipov G.I.* A Theory of a physical vacuum: A New Paradigm M.: ZAO «GART», 1998. 312 p.
- [6] *Newman E., Penrose R.* // J. Math. Phys. 1962. Vol. 3, No 3. P.566-587.
- [7] *Буллаен К.Е.* // Плотность Земли М.: Мир, 1978. С. 437.