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 геометризированным 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

$$\frac{de^A{}_\alpha}{ds} = T^A{}_{B\gamma}\frac{dx^\gamma}{ds}e^B{}_\alpha\ , \tag{1}$$

$$A, B... = 1, 2, 3, \qquad\qquad \alpha, \delta, \beta = 1, 2, 3,$$

где e^A_α- триада Френе, удовлетворяющая условиям ортогональности

$$a) \qquad e^A{}_\alpha e^\alpha_B = \delta^A{}_B = \begin{cases} 1 & A = B \\ 0 & A \neq B \end{cases}\ , \tag{2}$$

$$\text{б)} \qquad e^A{}_\alpha e^\beta{}_A = \delta_\alpha{}^\beta = \left\{ \begin{array}{ll} 1 & \alpha = \beta \\ 0 & \alpha \neq \beta \end{array} \right. ,$$

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

$$T^\alpha_{\beta\gamma} = e^\alpha_A e^A{}_{\beta,\gamma} = -e^A_\beta e^\alpha{}_{A,\gamma}, \qquad ,\gamma = \frac{\partial}{\partial x^\gamma}. \tag{3}$$

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

$$d\chi^\beta{}_\alpha = T^{\ \beta}_{\alpha\gamma} dx^\gamma \quad \text{или} \quad d\chi^\beta{}_\alpha = e^\beta_A de^A_\alpha. \tag{4}$$

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

$$d\tau^2 = d\chi^\alpha{}_\beta d\chi^\beta{}_\alpha = T^\alpha_{\beta\gamma} T^\beta_{\alpha\phi} dx^\gamma dx^\phi = de^A_\alpha de^\alpha_A. \tag{5}$$

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 трансляционных 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 $e^a{}_i$, $(i = 0,1,2,3)$, $(a = 0,1,2,3)$,

$$e^a{}_i e^j{}_a = \delta^j_i, \quad e^a{}_i e^i{}_b = \delta^a_b, \tag{6}$$

$$e^a{}_{i,j} - e^a{}_{j,i} \neq 0, \qquad ,i = \frac{\partial}{\partial x^i}.$$

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

$$ds^2 = g_{ik}dx^i dx^k = \eta_{ab}e^a{}_i e^b_k, dx^i dx^k \qquad \eta_{ab} = \eta^{ab} = \mathrm{diag}(1\ -1\ -1\ -1), \tag{7}$$
$$i, j, k... = 0, 1, 2, 3, \quad a, b, c... = 0, 1, 2, 3$$

и вращательную метрику в слое

$$d\tau^2 = -e^a{}_i De^i{}_a = T^a{}_{bi}T^b{}_{ak}dx^i dx^k, \tag{8}$$

Здесь D -абсолютный дифференциал относительно символов Кристоффеля $\Gamma^i{}_{jk}$ и

$$T^i{}_{jk} = e^i{}_a \nabla_j e^a{}_k \tag{9}$$

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

$$\Delta^k{}_{ij} = \Gamma^i{}_{jk} + T^i{}_{jk} = e^k{}_a e^a{}_{i,j} \tag{10}$$

и представляют собой тензор конторсии

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

образованный из кручения

$$\Omega^{..i}_{jk} = e^i{}_a e^a_{[k,j]} = \frac{1}{2}e^i{}_a(e^a{}_{k,j} - e^a{}_{j,k}), \tag{11}$$

геометрии абсолютного параллелизма [5]. Тензор кривизны пространства абсолютного параллелизма $S^i{}_{jkm}$, определяемый через связность $\Delta^i{}_{jk}$, 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

$$S^i{}_{jkm} = R^i{}_{jkm} + P^i{}_{jkm} = 0, \tag{12}$$

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

$$P^i{}_{jkm} = 2\nabla_{[k}T^i{}_{|j|m]} + 2T^i{}_{c[k}T^c{}_{|j|m]} \tag{13}$$

- 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

$$\frac{d^2x^i}{ds^2} + \Gamma^i_{jk}\frac{dx^j}{ds}\frac{dx^k}{ds} + T^i_{jk}\frac{dx^j}{ds}\frac{dx^k}{ds} = 0, \tag{14}$$

которые описывают движение начала системы отсчета;

б)шесть вращательных уравнения движения

$$\frac{de^i{}_a}{ds} + \Gamma^i_{jk}e^j{}_a\frac{dx^k}{ds} + T^i_{jk}e^j{}_a\frac{dx^k}{ds} = 0, \tag{15}$$

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

$$T^i{}_{jk}\frac{dx^j}{ds}\frac{dx^k}{ds} = 0. \tag{16}$$

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

$$T_{ijk} = -T_{jik} = -T_{ikg} = -\Omega_{ijk}. \tag{17}$$

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 уравнениями Картана геометрии абсолютного параллелизма, которые в матричном виде записываются как [5]

$$\nabla_{[k}e^a{}_{m]} - e^b{}_{[k}T^a{}_{|b|m]} = 0, \tag{A}$$

$$R^a{}_{bkm} + 2\nabla_{[k}T^a{}_{|b|m]} + 2T^a{}_{c[k}T^c{}_{|b|m]} = 0, \tag{B}$$

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

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

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

но с геометризованной правой частью, определяемой как

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

и 10 уравнений

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

подобных уравнениям Янга-Миллса с геометризированным тензором тока

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

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

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

- 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

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

- плотность материи

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

  определяется через торсионные поля, а инерционная масса источника

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

  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 (A) и (B), 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

$$\sigma^i_{0\dot{0}} = (0,1,0,0), \quad \sigma^i_{1\dot{1}} = (1,U,0,0), \quad \sigma^i_{0\dot{1}} = \rho(0,0,P,iP),$$

$$\sigma_i^{0\dot{0}} = (1,0,0,0), \quad \sigma_i^{1\dot{1}} = (-U,1,0,0), \quad \sigma_i^{0\dot{1}} = -\frac{1}{2\rho P}(0,0,1,i)$$

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

$$\Psi^0 = \Psi^0(u).$$

3. Спинорные компоненты коэффициентов вращения Риччи

$$\rho = -1/r, \quad \alpha = -\overline{\beta} = -\alpha^0/r, \quad \gamma = \Psi^0(u)/2r^2,$$

$$\mu = -1/2r + \Psi^0(u)/r^2, \quad \alpha^0 = \zeta/4.$$

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

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

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

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

6.1 Корпускулярно-волновой дуализм

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

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

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

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

$$\rho = \frac{g^{jm}}{\nu c^2}(\Omega^{\cdot\cdot i}_{sm}\Omega^{\cdot\cdot s}_{ji} - \frac{1}{2}g_{jm}\Omega^{\cdot ji}_{s}\Omega^{\cdot\cdot s}_{ji}) = -\frac{1}{2\nu c^2}\hat{h}^m\hat{h}_m, \tag{25}$$

где псевдовекторное поле $\hat{h}_m$ связано с полем кручения $\Omega^s_{\cdot ji}$ 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 $\Psi^o(u) \to \Psi^o = const$ 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

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

Вычисляя силы в правой части уравнений (26), находим

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

где $F^\alpha_I = -mc^2 T^\alpha_{00} = -mMGx^\alpha/r^3$ – сила инерции, компенсирующая локально гравитационную силу $F^\alpha_G = mMGx^\alpha/r^3$. 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

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

при этом сила $mT^i{}_{jk}dx^j/ds/dx^k/ds$ рассматривается как сила инерции, компенсирующая гравитационную силу $m\Gamma^i_{jk}dx^j/dsdx^k/ds$. 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

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

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 электрона[1]. 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

$$m = 2J_0\frac{\omega_0^2}{c^2}. \tag{30}$$

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 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

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

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

$$ic_1\frac{\partial\psi}{\partial t} + \frac{c_1^2}{2M}\nabla^2\psi + \frac{2\pi R_0 c^2{}_1}{M}\psi^*\psi^2 = 0 \tag{32}$$

[1]Конкретные 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.

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 $L = mvr = c_1(n + 1/2), \quad n = 1, 2.3...,$. Из этого соотношения следует квантование среднего расстояния от Солнца до планет и астероидных поясов по следующей формуле

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

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 $J_{\text{Т}}$ с экспериментальным моментом инерции $J_{\text{Э}}$, полученным на основе опытных данных Буллена, дает совпадение с точностью до 3% [5]

$$\frac{J_{\text{Э}} - J_{\text{Т}}}{J_{\text{Э}}} 100\% = \frac{\Delta J}{J_{\text{Э}}} 100\% = 3\%.$$

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 уравнений этой геометрии интерпретируются как новые вакуумные уравнения, обобщающие вакуумные уравнения Эйнштейна. Из новых вакуумный уравнений следуют уравнения поля, подобные уравнениям Эйнштейна, с геометризированным 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] *Буллен К.Е.* // Плотность Земли М.: Мир, 1978. С. 437.