ЛЕТАЮЩИЕ СТЕРЖНИ И МЕХАНИКА ДЕКАРТА

Г.И. Шипов

Институт Физики Вакуума

warpdrive09@gmail.com

Рассматривается четвертое обобщение механики Ньютона, названное автором механикой Декарта, поскольку в ней все движения сводятся к вращению. Такая механика объединяет общерелятивистскую механику Эйнштейна с квантовой механикой Шредингера. Основную роль в механике Декарта играют торсионные поля Риччи $T^{a}{}_{bk}$, которые физически интерпретируются как поля инерции. Пространство событий в новой механике расслоено, десятимерно и обладает двумя метриками - трансляционной метрикой Римана $ds^2 = g_{ik}dx^i dx^k$ и вращательной метрикой $d\tau^2 = T^{a}{}_{bk}T^{b}{}_{an}\,dx^k dx^n$. Проведен анализ теоретических выводов механики Декарта, которые проявляются в эксперименте. Показано, что кантовая механика, которая следует из механики Декарта, описывает динамику полей инерции, связанных с любым физическим объектом.

Введение

Из истории физики мы знаем, что каждый раз фундаментальное развитие науки приводило к изменению наших представлений о таких базисных понятиях, как система отсчета, размерность пространства событий, элементарный физический объект, новые физические поля и т.д., причем все эти новые понятия оказываются основой более общей механики, поглощающей все существующие. Так, например, релятивистская механика Эйнштейна-Минковского (1905 г.) обобщила механику Ньютона на случай больших скоростей, сравнимых со скоростью света. В свою очередь, релятивистская механика была поглощена общерелятивистской механикой Эйнштейна (1915 г.) на случай больших ускорений, когда пространство событий становиться искривленным. Вместо гравитационных уравнений механики Ньютона $\Delta\varphi = -4\pi G\rho$, в механике Эйнштейна сильное гравитационное поле искривляет пространство событий и удовлетворяет уравнениям Эйнштейна

$$R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} R = \frac{8\pi G}{c^4} T_{ik}\,. \qquad (1)$$

Совершенно в стороне от развития теории относительности стоит квантовая механика, основное уравнение которой – уравнение Шредингера мы запишем в виде квантового уравнения Гамильтона для движения волновой функции ψ

$$\frac{\partial\psi}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar}\left[\psi, \hat{H}\right]. \qquad (2)$$

А. Эйнштейн считал, что уравнение (2) носит временный характер, поскольку вероятностная трактовка волновой функции ψ в этом уравнении привела к отказу от образного мышления в физике. Скорее всего, по этой причине, несмотря на невероятные усилия, теоретикам до сих пор не удалось объединить уравнения (1) и (2). Две наиболее продвинутые теории - Стандартная модель и теория (супер)струн, претендующие на объединение всех видов физических взаимодействий, далеки от решения поставленной задачи, поскольку не затрагивают основ механики. Оказалось, что такое объединение получается не за счет использования изощренных математических методов, а путем построения новой механики - механики Декарта [1] .

1. Основные уравнения механики Декарта

Уравнения (1) механики Эйнштейна используют в качестве базового пространства геометрию Римана, заданную на четырехмерном многообразии трансляционных координат x, y, z, ct, обеспечивающих трансляционную инвариантность уравнений (1) при переходе из одной произвольно ускоренной системы отсчета в другую. Такими системами отсчета могут быть свободно падающие в гравитационном поле лифты Эйнштейна. Однако, когда свободно падающие лифты вращаются, они имеют не 4 степени свободы как в теории Эйнштейна, а 10 степеней, из которых 6 степеней описывают четырехмерное вращение, используя 3 пространственных угла $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$ и три псевдоевклидовых угла $\theta_1, \theta_2, \theta_3$. Простейшим геометрическим многообразием, которое описывает 10 степеней свободы произвольно ускоренной системы отсчета является расслоенное (векторное) многообразие $A_4(6)$. Одним из основных объектом пространства $A_4(6)$ является неголономная тетрада e^a_j, которая представляет собой математический образ 4D произвольно ускоренной системы отсчета. Координатный индекс $i = 0,1,2,3$ принадлежит базовому пространству 4х трансляционных координат x, y, z, ct, на котором задана трансляционная риманова метрика

$$ds^2 = g_{ik} dx^i dx^k , \quad g_{jk} = \eta_{ab} e^a{}_j e^b{}_k , \quad \eta_{ab} = \eta^{ab} = diag(1 -1 -1 -1). \qquad (3)$$

Локальный индекс $a = 0,1,2,3$ нумерует вектора тетрады e^a_j и принадлежит внутреннему пространству $6^{ти}$ неголономных вращательных координат $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \theta_1, \theta_2, \theta_3$, на котором задана вращательная метрика

$$d\tau^2 = d\chi^a{}_b d\chi^b{}_a = -De^a{}_i De^i{}_a = T^a{}_{bk} T^b{}_{an} \, dx^k dx^n , \qquad (4)$$
$$i, j, k... = 0,1,2,3, \qquad a, b, c... = 0,1,2,3,$$

где $d\chi_{ab} = -d\chi_{ba}$ - дифференциалы неголономных вращательных координат,

$$T^i{}_{jk} = -\Omega^{..i}{}_{jk} + g^{im}(g_{js}\Omega^{..s}{}_{mk} + g_{ks}\Omega^{..s}{}_{mj}) \qquad (5)$$

- коэффициенты вращения Риччи (торсионное поле геометрии $A_4(6)$),

$$-\Omega^{..i}{}_{jk} = T^i{}_{[jk]} = -e^i{}_a e^a{}_{[k,j]} = \frac{1}{2} e^i{}_a \left(e^a{}_{j,k} - e^a{}_{k,j} \right), \quad {}_{,k} = \frac{\partial}{\partial x^k} \qquad (6)$$

-кручение геометрии $A_4(6)$ (объект неголономности) [2].

Теперь вращающиеся свободно падающие лифты движутся согласно уравнениям с уравнениями

$$\nabla^*_k e^i{}_a + \Delta^i{}_{jk} e^j{}_a = e^i{}_{a,k} + \Gamma^i{}_{jk} e^j{}_a + T^i{}_{jk} e^j{}_a = 0, \qquad (7)$$

где

$$\Delta^i{}_{jk} = \Gamma^i{}_{jk} + T^i{}_{jk} = e^i{}_a \, e^a{}_{j,k} = -e^a{}_j \, e^i{}_{a,k} , \qquad (8)$$

- связность абсолютного параллелизма и

$$\Gamma^i{}_{jk} = \frac{1}{2} g^{im} (g_{jm,k} + g_{km,j} - g_{jk,m}) \qquad (9)$$

- символы Кристоффеля.

Уравнения (7) распадаются на следующую систему уравнений

$$\frac{de^i{}_0}{ds} + \Gamma^i{}_{jk} e^j{}_0 \frac{dx^k}{ds} + T^i{}_{jk} e^j{}_0 \frac{dx^k}{ds} = 0 \ , \tag{10}$$

$$\frac{de^i{}_A}{ds} + \Gamma^i{}_{jk} e^j{}_A \frac{dx^k}{ds} + T^i{}_{jk} e^j{}_A \frac{dx^k}{ds} = 0 \ , \tag{11}$$

$$i, j, k... = 0,1,2,3, \qquad A, B, C... = 1,2,3,$$

причем уравнения (10) описывают вращение в псевдоевклидовых углах $\theta_1, \theta_2, \theta_3$, а уравнения (11) вращение в пространственных углах $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$. Выбирая в уравнениях (10) вектор касательным к мировой линии и умножая его на пробную массу μ_0, получим «трансляционные» уравнения движения ориентируемой материальной точки [2]

$$\mu_0 \frac{d^2 x^i}{ds^2} + \mu_0 \Gamma^i{}_{jk} \frac{dx^j}{ds}\frac{dx^k}{ds} + \mu_0 T^i{}_{jk} \frac{dx^j}{ds}\frac{dx^k}{ds} = 0 \ . \tag{12}$$

Таким образом, любое движение в новой механике является вращательным, в силу чего она и была определена как механика Декарта [1]. Легко видеть, что уравнения (12) обобщают уравнения движения теории гравитации Эйнштейна, поскольку содержат дополнительную силу, порождаемую торсионным полем $T^i{}_{jk}$. Вместо уравнений (1), в механике Декарта мы имеем уравнения [1]

$$\nabla_{[k} e^a_{j]} + T^i_{[k\ j]} e^a_i = 0, \tag{A}$$

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

$$C^i{}_{jkm} + 2\nabla_{[k} T^i_{|j|m]} + 2T^i_{s[k} T^s_{|j|m]} = -\nu J^i{}_{jkm} \ , \tag{$B.2$}$$

которые описывают динамику торсионных полей $T^i{}_{jk}$, при этом уравнения $(B.1)$ представляют собой полностью геометризированные (включая правую часть) уравнения Эйнштейна. Действительно, тензор энергии-импульса материи в правой части $(B.1)$ определяется через торсионные поля $T^i{}_{jk}$ как [2]

$$T_{jm} = -\frac{2}{\nu}\left\{\left(\nabla_{[i} T^i_{|j|m]} + T^i_{s[i} T^s_{|\,j\,|\,m]}\right) - \frac{1}{2} g_{jm} g^{pn}\left(\nabla_{[i} T^i_{|p|n]} + T^i_{s[i} T^s_{|p|n]}\right)\right\} , \tag{13}$$

откуда следует определение для плотности материи

$$\rho = \frac{T}{c^2} = \frac{g^{jm} T_{jm}}{c^2} = \frac{2g^{jm}}{\nu c^2}\left\{\nabla_{[i} T^i_{|j|m]} + T^i_{s[i} T^s_{|j|m]}\right\} \tag{14}$$

и инерционная масса источника гравитационного поля

$$\mu = \int \rho\sqrt{-g}\, dV = \int \frac{2g^{jm}}{\nu c^2}\left\{\nabla_{[i} T^i_{|j|m]} + T^i_{s[i} T^s_{|j|m]}\right\}\sqrt{-g}\, dV \ , \ g = \det\left|g^{jm}\right|, \ dV = dx^1 dx^2 dx^3. \tag{15}$$

Уравнения $(B.2)$ представляют собой уравнения Янга-Миллса для тензора Вейля $C^i{}_{jkm}$. В этих уравнениях торсионное поле $T^i{}_{jk}$ выступает как калибровочный потенциал группы $O(3.1)$. Уравнений подобного типа в теории Эйнштейна нет. В правой части уравнений Янга-Миллса $(B.2)$ в качестве источника кривизны Вейля стоит полностью геометризированный тензор тока [2]

$$J_{ijkm} = 2g_{[k(i}T_{j)m]} - \frac{1}{3}Tg_{i[m}g_{k]j}\,, \tag{16}$$

который определяется через тензор энергии-импульса (13). Что касается уравнений (A), то, в силу соотношения (6), их нужно рассматривать как определение кручения пространства $A_4(6)$.

2. Соответствие уравнений механики Декарта уравнениям Эйнштейна

Уравнения $(B.1)$ внешне напоминают уравнения Эйнштейна (1), но качественно отличаются от них. Действительно, если положить в уравнениях $(B.1)$ торсионное поле $T^{i}{}_{jk}$ равным нулю, то они, так же как и уравнения Вейля $(B.2)$, обращаются в тождества вида $0 = 0$. При этом же условии из уравнений (A) получаем, что тетрада e^{a}_{j} становиться голономной и вращательная метрика (4) обращается в нуль. Одновременно обращается в нуль плотность материи (14) и масса источника (15). Это обстоятельство говорит о том, что уравнения $(A),(B.1)$ и $(B.2)$ являются принципиальным обобщением уравнений Эйнштейна (1). Тем не менее, соответствие между теорией гравитации Эйнштейна и системой уравнений $(A),(B.1),(B.2)$ существует. Для доказательства этого утверждения достаточно найти решение системы уравнений $(A),(B.1),(B.2)$, которое приводит к трансляционной метрике (3), совпадающей с метрикой Шварцшильда [2]

$$ds^2 = \left(1 + \frac{2\varphi_N}{c^2}\right)c^2dt^2 - \left(1 - \frac{2\varphi_N}{c^2}\right)\left(dx^2 + dy^2 + dz^2\right), \quad \varphi_N = -\mu G / r\,. \tag{17}$$

Для простоты, метрика (17) записана в (квази)декартовых координатах. В слабых полях $\left|2\varphi_N / c^2\right| << 1$ и пространство событий мало отличается от плоского. При этом условии из (17) следуют соотношения

$$g_{00} = \left(1 + \frac{2\varphi_N}{c^2}\right), \quad g_{\alpha\alpha} = -\left(1 - \frac{2\varphi_N}{c^2}\right), \quad 1 >> \left|\frac{2\varphi_N}{c^2}\right|, \ \alpha,\beta,\gamma... = 1,2,3\,, \tag{18}$$

$$e^{a}{}_{0} = \left(1 + \frac{2\varphi_N}{c^2}\right)^{1/2} \delta^{a}{}_{0} \approx \left(1 + \frac{\varphi_N}{c^2}\right)\delta^{a}{}_{0}\,, \quad e^{0}{}_{\alpha} = \left(1 + \frac{2\varphi_N}{c^2}\right)^{-1/2} \delta^{0}{}_{\alpha} \approx \left(1 - \frac{\varphi_N}{c^2}\right)\delta^{0}{}_{\alpha}\,. \tag{19}$$

При подстановке этих величин в соотношения (5) и (9), находим из уравнений геодезических (12) в нерелятивистском приближении

$$\mu_0 \frac{d^2x^{\alpha}}{dt^2} = -\mu_0 c^2 \Gamma^{\alpha}{}_{00} - \mu_0 c^2 T^{\alpha}{}_{00} = \frac{\mu_0 \mu G}{r^3}x^{\alpha} - \frac{\mu_0 \mu G}{r^3}x^{\alpha} = 0, \tag{20}$$

$$\alpha,\beta... = 1.2.3.$$

Сравнивая эти уравнения с уравнениями движения свободно падающего лифта Эйнштейна (без вращения в пространственных углах φ_1, φ_2, φ_3), записанными в системе отсчета, связанной с лифтом

$$\mu_0 \frac{d^2\vec{x}}{dt^2} = \mu_0\vec{g} - \mu_0\vec{W} = 0\,, \tag{21}$$

мы видим, что сила $-\mu_0 c^2 \Gamma^{\alpha}{}_{00}$ в (20) представляет собой гравитационную силу, а сила $-\mu_0 c^2 T^{\alpha}{}_{00}$ выступает в роли силы инерции, которая локально компенсирует гравитационную силу, создавая условие невесомости. Отсюда следует, что в уравнениях (12) величина

$$F^i = \mu_0 T^i{}_{jk} \frac{dx^j}{ds}\frac{dx^k}{ds} \tag{22}$$

оказывается силой инерции. Из уравнений (20) и (21) видно, что

$$c^2 T^\alpha{}_{00} = W^\alpha \ , \tag{23}$$

т.е. торсионные поля $T^i{}_{jk}$ определяют в уравнениях движения (12) поля инерции.

Поделив вращательную метрику (4) на ds^2, имеем

$$\frac{d\tau^2}{ds^2} = \frac{d\chi^a{}_b}{ds}\frac{d\chi^b{}_a}{ds} = T^a{}_{bk}T^b{}_{an}\frac{dx^k}{ds}\frac{dx^n}{ds} = \Omega^a{}_b\Omega^b{}_a = \Omega^2 \ , \tag{24}$$

где

$$\Omega^a{}_b = T^a{}_{bk}\frac{dx^k}{ds} \tag{25}$$

- 4D угловая скорость вращения тетрады e^a_j (или 4D ускоренной системы отсчета). Используя угловую скорость (25) и записывая ее в мировых координатах $\Omega^i{}_j = e^i_a T^a{}_{bk} e^b_j dx^k/ds$, запишем уравнения (12) в виде

$$\mu_0 \frac{d^2x^i}{ds^2} + \mu_0\Gamma^i{}_{jk}\frac{dx^j}{ds}\frac{dx^k}{ds} + \mu_0\,\Omega^i{}_j\frac{dx^j}{ds} = 0\ . \tag{26}$$

Из (23) следует, что $\Omega^\alpha{}_0 = W^\alpha/c^2$, т.е. поступательное ускорение начала O ускоренной 4D системы отсчета представляет собой угловую скорость $\Omega^\alpha{}_0$, которая описывает вращение в пространственно-временных углах $\theta_1, \theta_2, \theta_3$. Это еще раз подтверждает гипотезу Декарта, что любое реальное движение является вращением.

Переход от уравнений движения (12) к уравнениям теории гравитации Эйнштейна имеет место при условии, что сила инерции (22) обращается нуль, при этом поле инерции $T^i{}_{jk}$ (в силу определения (5)) оказывается отличным от нуля, антисимметричным по всем трем индексам и совпадающим с кручением пространства $A_4(6)$ [2]

$$T_{ijk} = -T_{jik} = T_{jki} = -\Omega_{ijk}\ . \tag{27}$$

При условии (27) силы инерции в уравнениях движения (12) обращаются в нуль, поэтому системы отсчета, в которых выполняется это условие мы будем называть ускоренными (квази)инерциальными системами отсчета. В таких системах отсчета плотность материи (14) значительно упрощается, принимая вид

$$\rho = -\frac{1}{\nu c^2}\Omega^{..i}{}_{sm}\Omega^{..s}{}_{ji} = -\frac{1}{\nu c^2}T^{ji}{}_s T_{ji}{}^s = \frac{1}{\nu c^2}\varphi^2 > 0. \tag{28}$$

В этом случае тензор энергии-импульса (13) записывается как

$$T_{jm} = \rho c^2 u_j u_m + p g_{jm}\,, \tag{29}$$

где

$$\text{a)}\ \ \rho = \frac{1}{\nu c^2}\varphi^2 > 0\ , \quad \text{б)}\ \ p = -\frac{1}{2}\rho c^2 < 0. \tag{30}$$

По своей структуре тензор (29) напоминает тензор энергии-импульса «идеальной жидкости» с отрицательным давлением, однако мы здесь имеем дело с полевым протяженным объектом – сгустком поля инерции, который создает вокруг себя гравитационное поле. Таким образом, в (квази)инерциальных системах отсчета силы инерции равны нулю, но порождающие их поля инерции *отличны от нуля и образуют плотность материи (30 а).*

Наш анализ показал, что уравнения движения (12) пробной массы μ_0 совпадают с уравнениями движения теории гравитации Эйнштейна при условии (27). Используя метрику (17) и условие (27), мы получаем из системы уравнений $(A),(B.1),(B.2)$ приближенные уравнения

$$\nabla_{[k}e^{a}_{j]} - \Omega^{i}_{[k\ j]}e^{a}_{i} = 0, \tag{31}$$

$$R_{ik} - \frac{1}{2}g_{ik}R = 0, \tag{32}$$

$$C^{i}{}_{jkm} - 2\nabla_{[k}\Omega^{i}_{|j|m]} + 2\Omega^{i}_{s[k}\Omega^{s}_{|j|m]} = 0, \tag{33}$$

из которых видно, что соответствие уравнений (32) с уравнениями (1) имеет место для вакуумных уравнений Эйнштейна $R_{ik} = 0$. Действительно, тензор энергии-импульса T_{ik} в уравнениях (1) не имеет (в отличие от уравнений $(B.1)$) геометрической природы и , фактически, вставлен, по мнению А. Эйнштейна, в уравнения (1) «руками». Поэтому А. Эйнштейн рассматривал вакуумные уравнения $R_{ik} = 0$ как истинные уравнения гравитационного поля, а уравнения (1) как «временный выход из положения [3]».

3. Соответствие уравнений механики Декарта уравнениям Шредингера

Уравнения движения (12) описывают движение пробной частицы, у которой нет собственного поля. Для того, чтобы найти уравнения движения источника поля, мы воспользуемся тождеством Бианки пространства $A_4(6)$

$$\nabla^{*}{}_{[p}S^{i}{}_{jk]m} = 2\Omega^{..n}{}_{[pj}S^{i}{}_{k]nm} \tag{34}$$

где

$$S^{i}{}_{jkm} = R^{i}{}_{jkm} + 2\nabla_{[k}T^{i}{}_{|j|m]} + 2T^{i}{}_{s[k}\,T^{s}{}_{|j|\,m]} = R^{i}{}_{jkm} + P^{i}{}_{jkm} = 0 \tag{35}$$

- тензор кривизны пространства абсолютного параллелизма. Здесь

$$R^{i}{}_{jkm} = 2\partial_{[k}\Gamma^{i}{}_{|j|m]} + 2\Gamma^{i}{}_{s[k}\,\Gamma^{s}{}_{|j|\,m]} \tag{36}$$

- тензор Римана, $\nabla^{*}{}_{k}$ - ковариантная производная относительно связности (8) пространства $A_4(6)$ и ∇_k - ковариантная производная относительно символов Кристоффеля (9). Используя (34) и учитывая соотношение $\nabla^{*}{}_{p}g^{km} = 0$, получим для тензора энергии-импульса (13) уравнения движения

$$\nabla^{*}{}_{i}T^{ik} = 0. \tag{37}$$

В (квази)инерциальной системе отсчета для тензора (29) имеем

$$\nabla^{*}{}_{i}T^{ik} = \nabla^{*}{}_{i}(\rho c^{2}u^{i}u^{k}) + \nabla^{*}{}_{i}(pg^{ik}) = 0\ . \tag{38}$$

Если давление p ковариантно постоянно, то $\nabla^{*}{}_{i}p = 0$ и мы имеем

$$\nabla^*{}_i T^{ik} = \nabla^*{}_i(\rho c^2 u^i u^k) = c^2 u^k \nabla^*{}_i(\rho u^i) + \rho c^2 u^i \nabla^*{}_i u^k + c^2 u^k u^i \nabla^*{}_i \rho = 0 \qquad (39)$$

Уравнения (39) распадаются на: уравнение непрерывности

$$\nabla^*{}_i(\rho u^i) = \nabla_i(\rho u^i) + \rho u^n T^j{}_{nj} = \nabla_i(\rho u^i) = \partial_i(\rho u^i) + \rho u^n \Gamma^j{}_{nj} = 0, \qquad (40)$$

уравнения движения плотности ρ в соответствии с уравнениями геодезических геометрии $A_4(6)$

$$\rho\frac{du^k}{ds} + \rho\Gamma^k{}_{mn}u^m u^n + \rho T^k{}_{mn}u^m u^n = 0 \qquad (41)$$

и уравнения несжимаемости «жидкости»

$$\nabla^*{}_i\rho = \partial_i\rho = 0. \qquad (42)$$

Уравнения (40)-(42) мы будем рассматривать как уравнения движения источника, обладающего собственными гравитационным полем и полем инерции. В (квази)инерциальной системе отсчета и при условии слабости полей плотность (30а) можно в виде плоских волн инерции нормированных на единицу

$$\psi = \psi_0 \exp\left\{-i\left(\vec{k}\vec{x} - \omega t\right)\right\}, \qquad \int \psi^*\psi\sqrt{-g}\,dV = 1, \qquad (43)$$

где $\psi_0 = \varphi\sqrt{(1/\mu\nu c^2)}$. Тогда плотность (30а) и масса источника записываются как

$$\rho = \frac{1}{\nu c^2}\varphi^2 = \mu\psi^*\psi\ , \quad \mu = \int \rho\sqrt{-g}\,dV\ . \qquad (44)$$

Из формулы (25) следует, что, в общем случае, поля инерции зависят от 10ти координат

$$T^i{}_{jk} = T^i{}_{jk}(x, y, z, ct, \varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \theta_1, \theta_2, \theta_3), \qquad (45)$$

поэтому, в общем случае, поле ψ так же зависит от 10ти координат

$$\psi = \psi(x, y, z, ct, \varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \theta_1, \theta_2, \theta_3)\ . \qquad (46)$$

В нашем случае 3D скорость v_α определяется через пространственно-временные углы $\theta_1, \theta_2, \theta_3$ в соответствии с формулой

$$v_\alpha = c\cdot th\theta_\alpha\,, \qquad \alpha, \beta, \gamma ... = 1,2,3. \qquad (47)$$

Вводя импульс массы μ

$$p_\alpha = \mu v_\alpha\ , \qquad (48)$$

перепишем зависимость поля ψ как

$$\psi = \psi(x, y, z, ct, \varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, p_1, p_2, p_3)\ . \qquad (49)$$

Поле (49) содержит всю информацию о динамике нерелятивистской массы μ, при этом координаты $x, y, z,$ описывают положение «центра масс» полевого пакета (координату точечной пробной частицы с массой μ), угловые координаты $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$ описывают пространственное вращение (спин) массы μ, а координаты $\theta_1, \theta_2, \theta_3$ характеризуют 3D импульс и энергию массы μ.

Пусть, например, мы описываем динамику поля инерции, связанного с бесспиновой нерелятивистской массой μ. Тогда поле (49) имеет следующую зависимость

$$\psi = \psi(\vec{x}, \vec{p}, t,)\ . \qquad (50)$$

Если при движении полевого клубка волновое образование (50) (изменяя форму) ведет себя как единое целое, то его динамика описывается уравнением Гамильтона

$$\frac{d\psi}{dt} = \frac{\partial\psi}{\partial t} + [\psi, H], \tag{51}$$

где

$$[\psi, H] = \frac{\partial\psi}{\partial\vec{x}}\frac{\partial H}{\partial\vec{p}} - \frac{\partial\psi}{\partial\vec{p}}\frac{\partial H}{\partial\vec{x}} \tag{52}$$

- скобки Пуассона, $\vec{v} = d\vec{x}/dt = \partial H/\partial\vec{p}$, $\vec{F} = d\vec{p}/dt = -\partial H/\partial\vec{x}$ и

$$H = \frac{\vec{p}^2}{2\mu} + U(x) \tag{53}$$

- гамильтониан. Поле инерции (50) – это объект, который связан с массой μ и, подобно массе, сохраняется с течением времени, что следует из уравнения неразрывности (40). Этот факт мы аналитически запишем как

$$\frac{d\psi}{dt} = \frac{\partial\psi}{\partial t} + [\psi, H] = 0 \ , \tag{51a}$$

Уравнение (51а) можно рассматривать как своего рода закон сохранения для полевого клубка поля инерции при его движении во внешнем поле с потенциальной энергией $U(x)$. Предположим теперь, что для поля инерции (43) выполняются экспериментально обнаруженные соотношения Планка и Эйнштейна

$$\omega = E/\hbar\ , \qquad \vec{k} = \vec{p}/\hbar\ . \tag{54}$$

Тогда поле инерции (43) представляет собой волну де Бройля

$$\psi_{x,p}(\vec{x},\vec{p},t) = (2\pi\hbar)^{-3/2}\exp\left\{i\left(\frac{\vec{p}\vec{x}}{\hbar} - \frac{Et}{\hbar}\right)\right\}, \tag{56}$$

где $(2\pi\hbar)^{-3/2}$ - нормировочный множитель. Любую волновую функцию $\psi(\vec{x},t)$ в уравнениях (51) можно представить в виде тройного интеграла Фурье

$$\psi(\vec{x},t) = \int_{-\infty}^{+\infty} c(\vec{p},t)\psi_{x,p}(\vec{x},t)dp_x\, dp_y dp_z\,, \tag{57}$$

где $c(\vec{p},t)$ - амплитуда волны де Бройля с импульсом $\vec{p}$. Введем функцию

$$\varphi(\vec{p},t) = c(\vec{p},t)\exp\left\{\left(-i\frac{Et}{\hbar}\right)\right\},$$

тогда интеграл (57) запишется как

$$\psi(\vec{x},t) = (2\pi\hbar)^{-3/2}\int_{-\infty}^{+\infty}\varphi(\vec{p},t)\exp\left\{i\left(\frac{\vec{p}\vec{x}}{\hbar}\right)\right\}dp_x\, dp_y dp_z\,, \tag{58}$$

По теореме Фурье об обращении интеграла (58) имеем

$$\varphi(\vec{p},t) = (2\pi\hbar)^{-3/2}\int_{-\infty}^{+\infty}\psi(\vec{x},t)\exp\left\{-i\left(\frac{\vec{p}\vec{x}}{\hbar}\right)\right\}dx\, dydz. \tag{59}$$

Несложно показать, что для поля инерции, представленного интегралом (57), выполняются следующие соотношения

$$x^\alpha = \hat{x}^\alpha = i\hbar\frac{\partial}{\partial p_\alpha}\,, \qquad p^\alpha = \hat{p}^\alpha = -i\hbar\frac{\partial}{\partial x_\alpha}, \tag{60}$$

т.е. классические координаты и импульсы оказываются равными дифференциальным операторам (60). В результате для поля инерции (58) уравнение Гамильтона (51а) принимает вид

$$\frac{\partial \hat{\psi}}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar}\left[\hat{\psi}, \hat{H}\right], \tag{61}$$

эквивалентный уравнениям Шредингера

$$i\hbar\frac{\partial \psi}{\partial t} + \frac{\hbar^2}{2\mu}\Delta\psi - U\psi = 0\,, \qquad i\hbar\frac{\partial \psi^*}{\partial t} - \frac{\hbar^2}{2\mu}\Delta\psi^* + U\psi^* = 0\,. \tag{62}$$

Конечно, уравнения (62) содержательно отличаются от уравнений современной квантовой механики, поскольку в них волновая функция – это поле материи, в качестве которого выступает нормированное на единицу поле инерции $T^i{}_{jk}$. Напомним, что сам Э. Шредингер вначале рассматривал волновую функцию в уравнениях (62) как поле материи. С ним был согласен А. Эйнштейн, который считал, что волновая функция – это реальное поле, пока неизвестной природы. Подобное мнение имел Л. де Бройль, полагая, что волновая функция представляет собой волну некоторого поля, которое сопровождает любую материальную частицу. Как было нами показано, в механике Декарта этим полем является поле инерции.

4. Реактивное движение без отбрасывания массы

Одним из важных следствий механики Декарта является движение механической системы за счет управления величиной ее инерционной массы. Это следует из определения массы (15), которая, в общем случае, является функцией 10 переменных

$$\mu = \mu(x, y, z, ct, \varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \theta_1, \theta_2, \theta_3)\,. \tag{63}$$

Поэтому из закона сохранения 3D линейного импульса массы (63) следует

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{d(\mu\vec{v})}{dt} = \mu(t)\frac{d\vec{v}}{dt} + \vec{v}\frac{d\mu}{dt} = 0, \tag{64}$$

где $-\vec{v}d\mu/dt$ - локальная сила инерции, в которой ускорение $\vec{a} = d\vec{v}/dt$ может быть создано путем управления внутренним вращением элементов, составляющих массу $\mu(t)$. Действующим прибором, демонстрирующим такую возможность, является 4D гироскоп [4].

В последнее время любителями разных стран помощью видеокамер было получено огромное количество наблюдений летающих объектов [5], которые:

1) Имеют размеры от нескольких сантиметров до десятка метров.
2) Движутся со скоростями от 3000 до 10000 и более км/час [6].
3) Могут мгновенно менять направление движения на обратное [7].

Эти объекты, получившие название «летающие стрежни» или «небесные рыбы», движутся неизвестным современной науке способом, нарушая хорошо проверенные законы механики Ньютона. Часть наблюдателей относят эти объекты к живым существам. Другая часть считает, что это беспилотные управляемые аппараты, созданные инопланетным разумом, производящие мониторинг Земли с целью исследования событий, происходящих на ней. Как бы там ни было, но отснятые материалы четко указывают, что эти объекты движутся в атмосфере Земли и в космосе по законам более общей механики, не отбрасывая реактивной массы. По моему мнению, более всего для объяснения их движения подходит механика Декарта, которая представляет собой четвертое обобщение механики Ньютона.

Литература

1. G.I. Shipov. Decartes' Mechanics – Fourth Generalization of Newton's Mechanics. In "7 th Intern. Conference Computing Anticipatory Systems " ~ HEC - ULg, Liege, Belgium, 2005, ISSN 1373-5411 ISBN 2-930396-05-9 P. 178 . 2. Г.И. Шипов. Теория Физического Вакуума, теория эксперименты и технологии, М., Наука, 1997. 450 с. 3. А. Эйнштейн. Собр. науч. тр. М.: Наука, 1967. Т. 4. С. 286. 4. Г.И. Шипов. 4D гироскоп в механике Декарта. Кириллица, 2006, с. 74, http://www.shipov.com/files/021209_tolchdescart.pdf .
5. http://www.youtube.com/watch?v=0uzA5o_m53g . 6. http://youtu.be/RVausreSTEg .
7. http://youtu.be/QHmlI46u6pA .