

# ФИЗИЧЕСКИЙ ВАКУУМ - ПАРАДИГМА НАУКИ XXI ВЕКА

Геннадий Шипов

*Академик РАН email: waprdrive09@gmail.com*

## Введение

Работать, - значит думать, говорил Альберт Эйнштейн. Для меня работать, - значит считать и писать, утверждал Лев Ландау. Известный американский теоретик Ли Смолин определил эти два стиля деятельности ученых [1] как работу «Пророка», к которым он относил А. Эйнштейна, и, соответственно, работу «ремесленника». Случилось так, что в 40-50тые годы прошлого столетия, в связи с развитием квантовой теории поля, в теоретической физике возникла необходимость в численных расчетах большого числа прикладных задач. Поэтому, когда обсуждение сложного вопроса доходило до философских высот, Р. Фейнман говорил своему научному окружению, - заткнись и вычисляй! В результате работа физика-теоретика, который занимался вычислениями, рассматривалась как безусловно правильная, а ее бесспорная публикация в ведущих научных журналах позволяла быстро делать карьеру, зарабатывая авторитет и различные премии. Более того, интеллектуально выдающиеся ремесленники создавали группы единомышленников и, даже, научные фабрики, как в случае Большого коллайдера, определяющие общественное мнение по основным вопросам развития теоретической физики. Именно ремесленники внедряют в общественное сознание мнение, что Пророки, работающие, как правило в одиночестве, в современной науке не нужны, поскольку сейчас одиночке сделать прорыв в науке практически невозможно. Особенно ярко проявилось недопонимание между основателем квантовой электродинамики П. Дираком и ремесленниками, которые совершенствовали ее математический аппарат [2]. П. Дирак обвинял ремесленников в том, что, устраняя расходимости из уравнений квантовой электродинамики, они, при вычислениях некоторых диаграмм Фейнмана, выбрасывают бесконечно большие величины, нарушая тем самым правила математики [3]! Как и следовало ожидать, такая политика, в конце концов, завела фундаментальную науку в тупик. Если спросить любого теоретика чем он занимается, то он ответит, что развивает фундаментальную физическую теорию. Такой ответ не соответствует действительности, поскольку выражение «фундаментальная физика» в настоящее время девальвировалось и не соответствует истинному положению дел. Что же следует подразумевать под фундаментальной физикой?

### **1В. Определение фундаментальности физической теории**

Есть несколько признаков фундаментальной физической теории, например, согласно К. Попперу, фундаментальная физическая теория должна быть фальсифицируемой [4], или, говоря простым языком, иметь четкие границы применимости, при выходе за которые ее принципы и уравнения нарушаются. Только такие теории могут быть основой для фундаментального обобщения.

Фундаментальные физические теории составляют ничтожную часть современной теоретической физики. Если ограничиться теорией поля, то, по критерию Поппера, фундаментальными теориями оказывается электродинамика Максвелла-Лоренца и теория гравитации Эйнштейна. Все же другие многочисленные теории относятся к классу феноменологических, конструктивных или феноменологически-конструктивных. Примером феноменологически-конструктивной теории является Стандартная модель - современная теория элементарных частиц и их взаимодействий. На рис. 1 представлен один из многочисленных

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{SM} = & -\frac{1}{2}\partial_\nu g_\mu^a \partial_\nu g_\mu^a - g_s f^{abc} \partial_\mu g_\nu^a g_\mu^b g_\nu^c - \frac{1}{4}g_s^2 f^{abc} f^{ade} g_\mu^b g_\nu^c g_\mu^d g_\nu^e - \partial_\nu W_\mu^+ \partial_\nu W_\mu^- - \\
& M^2 W_\mu^+ W_\mu^- - \frac{1}{2}\partial_\nu Z_\mu^0 \partial_\nu Z_\mu^0 - \frac{1}{2c_w^2} M^2 Z_\mu^0 Z_\mu^0 - \frac{1}{2}\partial_\mu A_\nu \partial_\mu A_\nu - ig_{c_w} (\partial_\nu Z_\mu^0 (W_\mu^+ W_\nu^- - \\
& W_\nu^+ W_\mu^-) - Z_\nu^0 (W_\mu^+ \partial_\nu W_\mu^- - W_\mu^- \partial_\nu W_\mu^+) + Z_\mu^0 (W_\nu^+ \partial_\nu W_\mu^- - W_\nu^- \partial_\nu W_\mu^+)) - \\
& ig_{s_w} (\partial_\nu A_\mu (W_\mu^+ W_\nu^- - W_\nu^+ W_\mu^-) - A_\nu (W_\mu^+ \partial_\nu W_\mu^- - W_\mu^- \partial_\nu W_\mu^+) + A_\mu (W_\nu^+ \partial_\nu W_\mu^- - \\
& W_\nu^- \partial_\nu W_\mu^+)) - \frac{1}{2}g^2 W_\mu^+ W_\mu^- W_\nu^+ W_\nu^- + \frac{1}{2}g^2 W_\mu^+ W_\nu^- W_\mu^+ W_\nu^- + g^2 c_w^2 (Z_\mu^0 W_\mu^+ Z_\nu^0 W_\nu^- - \\
& Z_\mu^0 Z_\nu^0 W_\mu^+ W_\nu^-) + g^2 s_w^2 (A_\mu W_\mu^+ A_\nu W_\nu^- - A_\mu A_\nu W_\mu^+ W_\nu^-) + g^2 s_w c_w (A_\mu Z_\nu^0 (W_\mu^+ W_\nu^- - \\
& W_\nu^+ W_\mu^-) - 2A_\mu Z_\mu^0 W_\nu^+ W_\nu^-) - \frac{1}{2}\partial_\mu H \partial_\mu H - 2M^2 \alpha_h H^2 - \partial_\mu \phi^+ \partial_\mu \phi^- - \frac{1}{2}\partial_\mu \phi^0 \partial_\mu \phi^0 - \\
& \beta_h \left( \frac{2M^2}{g^2} + \frac{2M}{g} H + \frac{1}{2}(H^2 + \phi^0 \phi^0 + 2\phi^+ \phi^-) \right) + \frac{2M^4}{g^2} \alpha_h - \\
& g\alpha_h M (H^3 + H\phi^0 \phi^0 + 2H\phi^+ \phi^-) - \\
& \frac{1}{8}g^2 \alpha_h (H^4 + (\phi^0)^4 + 4(\phi^+ \phi^-)^2 + 4(\phi^0)^2 \phi^+ \phi^- + 4H^2 \phi^+ \phi^- + 2(\phi^0)^2 H^2) - \\
& gMW_\mu^+ W_\mu^- H - \frac{1}{2}g \frac{M}{c_w^2} Z_\mu^0 Z_\mu^0 H - \\
& \frac{1}{2}ig (W_\mu^+ (\phi^0 \partial_\mu \phi^- - \phi^- \partial_\mu \phi^0) - W_\mu^- (\phi^0 \partial_\mu \phi^+ - \phi^+ \partial_\mu \phi^0)) + \\
& \frac{1}{2}g (W_\mu^+ (H \partial_\mu \phi^- - \phi^- \partial_\mu H) + W_\mu^- (H \partial_\mu \phi^+ - \phi^+ \partial_\mu H)) + \frac{1}{2}g \frac{1}{c_w} (Z_\mu^0 (H \partial_\mu \phi^0 - \phi^0 \partial_\mu H) + \\
& M (\frac{1}{c_w} Z_\mu^0 \partial_\mu \phi^0 + W_\mu^+ \partial_\mu \phi^- + W_\mu^- \partial_\mu \phi^+) - ig \frac{s_w}{c_w} M Z_\mu^0 (W_\mu^+ \phi^- - W_\mu^- \phi^+) + ig_{s_w} M A_\mu (W_\mu^+ \phi^- - \\
& W_\mu^- \phi^+) - ig \frac{1-2c_w^2}{2c_w} Z_\mu^0 (\phi^+ \partial_\mu \phi^- - \phi^- \partial_\mu \phi^+) + ig_{s_w} A_\mu (\phi^+ \partial_\mu \phi^- - \phi^- \partial_\mu \phi^+) - \\
& \frac{1}{4}g^2 W_\mu^+ W_\mu^- (H^2 + (\phi^0)^2 + 2\phi^+ \phi^-) - \frac{1}{8}g^2 \frac{1}{c_w^2} Z_\mu^0 Z_\mu^0 (H^2 + (\phi^0)^2 + 2(2s_w^2 - 1)\phi^+ \phi^-) - \\
& \frac{1}{2}g^2 \frac{s_w^2}{c_w} Z_\mu^0 \phi^0 (W_\mu^+ \phi^- + W_\mu^- \phi^+) - \frac{1}{2}ig^2 \frac{s_w^2}{c_w} Z_\mu^0 H (W_\mu^+ \phi^- - W_\mu^- \phi^+) + \frac{1}{2}g^2 s_w A_\mu \phi^0 (W_\mu^+ \phi^- + \\
& W_\mu^- \phi^+) + \frac{1}{2}ig^2 s_w A_\mu H (W_\mu^+ \phi^- - W_\mu^- \phi^+) - g^2 \frac{s_w}{c_w} (2c_w^2 - 1) Z_\mu^0 A_\mu \phi^+ \phi^- - \\
& g^2 s_w^2 A_\mu A_\nu \phi^+ \phi^- + \frac{1}{2}ig_s \lambda_{ij}^a (\bar{q}_i^c \gamma^\mu q_j^c) g_\mu^a - \bar{e}^\lambda (\gamma \partial + m_e^\lambda) e^\lambda - \bar{\nu}^\lambda (\gamma \partial + m_\nu^\lambda) \nu^\lambda - \bar{u}_j^\lambda (\gamma \partial + \\
& m_u^\lambda) u_j^\lambda - \bar{d}_j^\lambda (\gamma \partial + m_d^\lambda) d_j^\lambda + ig_{s_w} A_\mu (-\bar{e}^\lambda \gamma^\mu e^\lambda) + \frac{2}{3}(\bar{u}_j^\lambda \gamma^\mu u_j^\lambda) - \frac{1}{3}(\bar{d}_j^\lambda \gamma^\mu d_j^\lambda) + \\
& \frac{ig}{4c_w} Z_\mu^0 \{ (\bar{\nu}^\lambda \gamma^\mu (1 + \gamma^5) \nu^\lambda) + (\bar{e}^\lambda \gamma^\mu (4s_w^2 - 1 - \gamma^5) e^\lambda) + (\bar{d}_j^\lambda \gamma^\mu (\frac{1}{3}s_w^2 - 1 - \gamma^5) d_j^\lambda) + \\
& (\bar{u}_j^\lambda \gamma^\mu (1 - \frac{8}{3}s_w^2 + \gamma^5) u_j^\lambda) \} + \frac{ig}{2\sqrt{2}} W_\mu^+ ((\bar{\nu}^\lambda \gamma^\mu (1 + \gamma^5) U^{lep}{}_{\lambda\kappa} e^\kappa) + (\bar{u}_j^\lambda \gamma^\mu (1 + \gamma^5) C_{\lambda\kappa} d_j^\kappa)) + \\
& \frac{ig}{2\sqrt{2}} W_\mu^- ((\bar{e}^\kappa U^{lep}{}_{\kappa\lambda} \gamma^\mu (1 + \gamma^5) \nu^\lambda) + (\bar{d}_j^\kappa C_{\kappa\lambda} \gamma^\mu (1 + \gamma^5) u_j^\lambda)) + \\
& \frac{ig}{2M\sqrt{2}} \phi^+ (-m_e^\kappa (\bar{\nu}^\lambda U^{lep}{}_{\lambda\kappa} (1 - \gamma^5) e^\kappa) + m_\nu^\lambda (\bar{\nu}^\lambda U^{lep}{}_{\lambda\kappa} (1 + \gamma^5) e^\kappa) + \\
& \frac{ig}{2M\sqrt{2}} \phi^- (m_e^\lambda (\bar{e}^\lambda U^{lep}{}_{\lambda\kappa} (1 + \gamma^5) \nu^\kappa) - m_\nu^\kappa (\bar{e}^\lambda U^{lep}{}_{\lambda\kappa} (1 - \gamma^5) \nu^\kappa) - \frac{g}{2} \frac{m_c^\lambda}{M} H (\bar{\nu}^\lambda \nu^\lambda) - \\
& \frac{g}{2} \frac{m_c^\lambda}{M} H (\bar{e}^\lambda e^\lambda) + \frac{ig}{2} \frac{m_c^\lambda}{M} \phi^0 (\bar{\nu}^\lambda \gamma^5 \nu^\lambda) - \frac{ig}{2} \frac{m_c^\lambda}{M} \phi^0 (\bar{e}^\lambda \gamma^5 e^\lambda) - \frac{1}{4} \bar{\nu}_\lambda M_{\lambda\kappa}^R (1 - \gamma_5) \hat{\nu}_\kappa - \\
& \frac{1}{4} \bar{\nu}_\lambda M_{\lambda\kappa}^R (1 - \gamma_5) \hat{\nu}_\kappa + \frac{ig}{2M\sqrt{2}} \phi^+ (-m_d^\kappa (\bar{u}_j^\lambda C_{\lambda\kappa} (1 - \gamma^5) d_j^\kappa) + m_u^\lambda (\bar{u}_j^\lambda C_{\lambda\kappa} (1 + \gamma^5) d_j^\kappa) + \\
& \frac{ig}{2M\sqrt{2}} \phi^- (m_d^\lambda (\bar{d}_j^\lambda C_{\lambda\kappa}^\dagger (1 + \gamma^5) u_j^\kappa) - m_u^\kappa (\bar{d}_j^\lambda C_{\lambda\kappa}^\dagger (1 - \gamma^5) u_j^\kappa) - \frac{g}{2} \frac{m_s^\lambda}{M} H (\bar{u}_j^\lambda u_j^\lambda) - \\
& \frac{g}{2} \frac{m_s^\lambda}{M} H (\bar{d}_j^\lambda d_j^\lambda) + \frac{ig}{2} \frac{m_s^\lambda}{M} \phi^0 (\bar{u}_j^\lambda \gamma^5 u_j^\lambda) - \frac{ig}{2} \frac{m_s^\lambda}{M} \phi^0 (\bar{d}_j^\lambda \gamma^5 d_j^\lambda) + \bar{G}^a \partial^2 G^a + g_s f^{abc} \partial_\mu \bar{G}^a G^b g_\mu^c + \\
& \bar{X}^+ (\partial^2 - M^2) X^+ + \bar{X}^- (\partial^2 - M^2) X^- + \bar{X}^0 (\partial^2 - \frac{M^2}{c_w^2}) X^0 + \bar{Y} \partial^2 Y + ig_{c_w} W_\mu^+ (\partial_\mu \bar{X}^0 X^- - \\
& \partial_\mu \bar{X}^+ X^0) + ig_{s_w} W_\mu^+ (\partial_\mu \bar{Y} X^- - \partial_\mu \bar{X}^+ Y) + ig_{c_w} W_\mu^- (\partial_\mu \bar{X}^- X^0 - \\
& \partial_\mu \bar{X}^0 X^+) + ig_{s_w} W_\mu^- (\partial_\mu \bar{X}^- Y - \partial_\mu \bar{Y} X^+) + ig_{c_w} Z_\mu^0 (\partial_\mu \bar{X}^+ X^+ - \\
& \partial_\mu \bar{X}^- X^-) + ig_{s_w} A_\mu (\partial_\mu \bar{X}^+ X^+ - \\
& \partial_\mu \bar{X}^- X^-) - \frac{1}{2}gM (\bar{X}^+ X^+ H + \bar{X}^- X^- H + \frac{1}{c_w^2} \bar{X}^0 X^0 H) + \frac{1-2c_w^2}{2c_w} igM (\bar{X}^+ X^0 \phi^+ - \bar{X}^- X^0 \phi^-) + \\
& \frac{1}{2c_w} igM (\bar{X}^0 X^- \phi^+ - \bar{X}^0 X^+ \phi^-) + igM s_w (\bar{X}^0 X^- \phi^+ - \bar{X}^0 X^+ \phi^-) + \\
& \frac{1}{2}igM (\bar{X}^+ X^+ \phi^0 - \bar{X}^- X^- \phi^0) .
\end{aligned}$$

Рис. 1. Один из лагранжианов Стандартной модели

лагранжианов (читай уравнений) Стандартной модели, который содержит более 20 феноменологических параметров, взятых из опыта. Как утверждают многочисленные создатели

Стандартной модели [5,6], эта теория «все еще находится в пути». Уже много десятков лет феноменологическая часть Стандартной модели «постепенно приспособливается» к экспериментальным данным, поэтому: а) она никогда не будет опровергнута; б) никогда не будет доказана ее справедливость. Именно эти свойства Стандартной модели указывают на *ее не фальсифицируемость*. Эйнштейн определял феноменологические теории как временные, бессодержательные построения, постепенно приспособляющиеся к новым экспериментальным данным. Такие теории не объясняют физическую суть явления, а занимаются систематизацией наблюдаемых данных и в будущем должны быть заменены фундаментальной теорией.

Большую часть Стандартной модели составляют феноменологические теории, а именно, теории, описывающие сильные и слабые взаимодействия. В отличие от фундаментальных теорий, феноменологические теории не имеют динамических уравнений, решая которые мы получаем фундаментальные потенциалы взаимодействия, как это имеет место в электродинамике Максвелла-Лоренца или теории гравитации Ньютона-Эйнштейна. Поэтому в феноменологической теории ядерных сил *потенциалы взаимодействия* «вводятся руками», при этом все они содержат от одной до нескольких «подгоночных констант», значения которых определяются из сравнения экспериментальных кривых с теоретическими расчетами, полученными с использованием феноменологических потенциалов [7]. Такой же подгоночный метод используется теоретиками при описании слабых взаимодействий и электромагнитных формфакторов [8,9]. И эта работа может продолжаться до бесконечности, хотя прозорливые и честные теоретики уже давно бьют тревогу. Например, вот что пишет Сабина Хоссенфельдер в журнале «Nature Physics» [10]:

*«Моя профессия – ученый-теоретик в области физики частиц. И я сомневаюсь в ценности теоретической физики частиц. Это и само-то по себе ужасно, я знаю, но дело тут еще хуже. Я боюсь, публика имеет основания не доверять ученым, причем и я сама – печально, но это правда - тоже нахожу, что доверять им всё более и более сложно».*

Примерами конструктивной теории может служить квантовая механика, квантовая теория поля, теория поля Янга-Миллса и многие другие, а вершиной конструктивных теорий является теория «Всего» или струнная М-теория [11,12]. За 50 лет своего развития лучшими математиками, теория струн претерпела две (оранжевые) революции в (1986 и 1995 гг.), но, до сих пор в ее фундаменте лежат принципы старых теорий, сформулированные около сотни лет назад. Так же, как и Стандартная модель, теория Струн является не фальсифицируемой теорией, не имеет достаточно общих *фундаментальных основ* и не предсказывает новых явлений, которые могли бы быть проверены в настоящее время, а не через 100-150 лет, как обещают «струнщики». Несмотря на огромные интеллектуальные затраты, Стандартная модель и теории струн находятся в кризисе по причинам, высказанным выше. Невозможно не согласиться с Сабиной, когда она говорит [10]: «Кто-нибудь из моих коллег не согласится с тем, что мы находимся в кризисе. Они расскажут вам, что за несколько прошедших десятилетий мы сделали огромный прогресс, несмотря на то, то ничего из этого не вышло».

## **2В. Неголономная механика Эйлера как обобщение механики Ньютона**

Как это не покажется странным, но основным физическим критерием новой фундаментальной теории является обобщение классической механики, лежащей в ее основе. В самом деле, обобщение феноменологической механики Аристотеля привело Ньютона к созданию

фундаментальной классической механики материальной точки, основанной на трех законах Ньютона и на соответствующих им уравнениях, аналитически формализованных Л. Эйлером [13]. Основываясь на своих же работах, Л. Эйлер фундаментально обобщил механику Ньютона, опубликовав в 1750 г. трактат под названием «Открытие нового принципа механики» [14], в котором он записал уравнения механики твердого тела, но, будучи математиком, не дал открытому им «новому принципу механики» ясного физического обоснования [15]. Это утверждение следует из того факта, что механика твердого тела использует 6 уравнений движения, а не три как механика материальной точки Ньютона. Причем три уравнения, описывающие движение центра масс твердого тела, базируются на трехмерном координатном пространстве с голономными координатами  $x, y, z$  размерности длины, а остальные три уравнения используют в качестве координат *безразмерные, неголономные*, угловые координаты  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$  (углы Эйлера), которые по топологическим свойствам значительно отличаются от трансляционных координат  $x, y, z$ . Механику, в которой в качестве координат используются неголономные угловые координаты  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$ , мы будем называть *неголономной механикой*. Отсутствие продуманных физических основ у механики твердого тела привело большинство теоретиков к ошибочному мнению о том, что эта механика является следствием голономной механики материальной точки Ньютона, в которой, как известно, неголономные координаты  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$  отсутствуют. В действительности, это не так, поскольку на каждую материальную точку  $m$  вращающегося твердого тела действует не только внешняя сила  $-\partial U/\partial \vec{r}$ , но и силы инерции  $-m\vec{W}, -m[\vec{\omega}[\vec{\omega}\vec{r}']], -m[\dot{\vec{\omega}}\vec{r}']$  (сила инерции Кориолиса равна нулю, поскольку расстояние между точками твердого тела не меняется) в соответствии с уравнениями [16]

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{\partial U}{\partial \vec{r}} - m\vec{W} - m[\vec{\omega}[\vec{\omega}\vec{r}']] - m\left[\frac{d\vec{\omega}}{dt}\vec{r}'\right]. \quad (\text{в. 1})$$

Уравнения (в. 1) записаны в ускоренной системе отсчета, связанной с твердым телом, при этом силы инерции  $-m[\vec{\omega}[\vec{\omega}\vec{r}']], -m[\dot{\vec{\omega}}\vec{r}']$  в правой части уравнений (в. 1) порождены вращением тела в пространственных углах  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$ , а поступательная сила  $-m\vec{W}$  вращением центра масс в пространственно-временных углах  $\theta_1, \theta_2, \theta_3$  [17]. Многие теоретики рассматривают силы инерции как «фиктивные», поскольку в инерциальной системе отсчета они отсутствуют, однако их действие на ускоренную массу  $m$  мы можем наблюдать, *находясь в инерциальной системе отсчета*. Опираясь на уравнения (в. 1), мы приходим к выводу, что уравнения неголономной механики Эйлера переходят в уравнения механики Ньютона при условиях, что: 1) размеры твердого тела стремятся к нулю; 2) твердое тело не вращается и связанная с ним система отсчета становится инерциальной.

В 1767 г. Л. Эйлер, решая ограниченную задачу трех тел с массами  $M_1 \gg M_2 \gg m$ , использовал уравнения (в. 1) в приближении  $-m\vec{W} \approx 0$ , в которых  $U = U_1 + U_2$ ,  $U_1 = -mM_1G/r_1$ ,  $U_2 = -mM_2G/r_2$  и  $\omega$  - угловая скорость вращения точек либрации Эйлера L1, L2, L3 и точек либрации Лагранжа L4, L5 (найжены Лагранжем в 1772 г.). Точки либрации характерны тем, что в этих точках гравитационные силы  $-\partial U_1/\partial \vec{r}$  и  $-\partial U_2/\partial \vec{r}$ , действующие на массу  $m$ , скомпенсированы центробежной силой инерции  $-m[\vec{\omega}[\vec{\omega}\vec{r}']]$ . Если сила инерции способна компенсировать реальную гравитационную силу, то считать ее фиктивной силой означает вступать в противоречие со здравым смыслом. Более того, на основе уравнений (в. 1) предложены проекты освоения планет Солнечной системы,

использующие точки L4 и L5 в системе Земля – Луна в качестве космических перевалочных пунктов [18]. Уже на этом этапе развития классической механики можно было бы поставить вопрос о геометрической структуре пространства в неголономной механике Эйлера, на который современные учебники отвечают - пространство трехмерно, с плоской евклидовой геометрией. Ошибочность такого ответа очевидна, поскольку он дан без учета неголономных угловых координат как функций времени. Как известно, такие координаты в геометрии Евклида отсутствуют. В неголономной механике угловые координаты как функции времени играют важнейшую роль, описывая силы инерции, что обеспечивает в теории поля стабильность динамических систем [17]. Действительно, кроме точек либрации, в теории гравитации Эйнштейна *существуют траектории либрации*, когда в каждой точке траектории гравитационная сила  $-\partial U/\partial \vec{r}$  скомпенсирована силой инерции  $-m[\vec{\omega}[\vec{\omega}\vec{r}]]$  так, что локально выполняется соотношение  $-\partial U/\partial \vec{r} - m[\vec{\omega}[\vec{\omega}\vec{r}]] = 0$ , обеспечивающее стационарность траектории при движении массы  $m$ . Это равенство было, использовано А. Эйнштейном при построении релятивистской теории гравитации как основополагающий принцип. Он носит название принципа эквивалентности и утверждает эквивалентность однородного гравитационного поля  $\vec{g}$  однородному полю инерции  $\vec{W}$ . Когда принцип эквивалентности выполняется, уравнения движения (2) локально принимают вид  $m\vec{g} - m\vec{W} = 0$ , а траектория, по которой движется масса  $m$ , становится траекторией либрации. Далее, А. Эйнштейн установил, что траектории либрации являются уравнениями геодезических римановой геометрии [19-21] и что гравитационное поле искривляет геометрию пространства. Источником кривизны (гравитационного поля) в теории А. Эйнштейна является плотность массы. Ответ на очень важный вопрос, что является источником поля инерции, в теории гравитации отсутствует. Правильный на этот вопрос дает неголономная механика.

Еще Ньютон заметил, что поверхность воды во вращающемся ведре принимает форму искривленной поверхности (рис.2). Причиной этого искривления являются силы инерции, действующие на каждой бесконечно малый элемент вращающейся жидкости. Внутри жидкости действует *поле сил инерции*, порождаемое (согласно Эйнштейну) *полем инерции*.

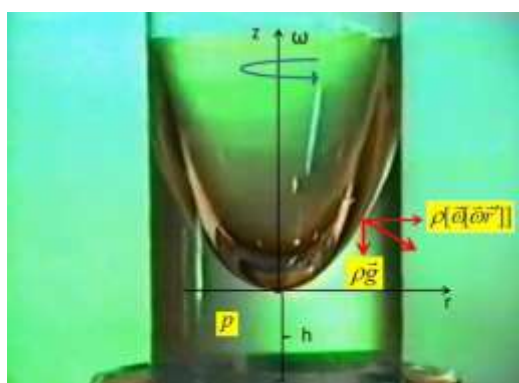


Рис.2. Наглядное доказательство искривление поверхности воды при ее вращении

С учетом уравнений (в. 1), для малого элемента жидкости с плотностью  $\rho$  уравнения движения Эйлера неголономной гидродинамики несжимаемой жидкости (1755 г.) запишутся как [22]

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = \rho \vec{g} - \rho [\vec{\omega} [\vec{\omega} \vec{r}']] - \nabla p, \quad (\text{в. 2})$$

где  $p$  - давление внутри жидкости. Интегрируя уравнения (в. 2), находим закон сохранения энергии  $p = \rho \omega^2 r^2 / 2 - \rho g z = \text{const}$ , в котором потенциальная энергия силы инерции  $\rho \omega^2 r^2 / 2$ , взятая с обратным знаком, суммируется с гравитационной потенциальной энергией  $-\rho g z$ . В координатах  $z$  и  $r$  кривая, лежащая на поверхности воды и проходящая через центр вращения, является параболой (см. рис.2)  $z = h + \omega^2 r^2 / 2g$ , причем в отсутствии вращения ( $\omega = 0$ ) мы получаем уравнение прямой  $z = h$ , т.е. поверхность воды в этом случае горизонтальна. Опираясь на математическую интуицию, французский математик Э. Картан высказал гипотезу, что вращение материи порождает кручение пространства [23], однако в этой статье *он не указал конкретный вид кручения* (а их в математике несколько), порождаемое вращением материи.

### 3В. Связь поля инерции с кручением пространства в неголономной механике

Итак, неголономная нерелятивистская механика Эйлера базируется на шестимерном многообразии, образованным многообразием трех трансляционными координатами  $x, y, z$ , на котором действует группа трансляций  $T(3)$  и многообразием трех неголономных угловых координат  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$ , на котором действует группа вращения  $O(3)$  [24]. На трансляционном многообразии  $T(3)$ , как показал Л. Эйлер, задана трансляционная евклидова метрика, которая в произвольных координатах  $x^\alpha$  записывается как  $ds^2 = g_{\alpha\beta} dx^\alpha dx^\beta$ ,  $g_{\alpha\beta} = \eta_{AB} e^A_\alpha e^B_\beta$ ,  $\eta_{AB} = \eta^{AB} = \text{diag}(1,1,1)$ ,  $\alpha, \beta \dots = 1,2,3$ ,  $A, B \dots = 1,2,3$ , где глобальные индексы  $\alpha, \beta \dots = 1,2,3$  оказываются координатными индексами, а локальные индексы  $A, B \dots = 1,2,3$  нумеруют вектора *неголономной триады Эйлера* во всех точках  $x^\alpha$ . На множестве неголономных вращательных координат  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$  Л. Эйлер вводит бесконечно малый поворот  $d\chi^\beta_\alpha = e^\beta_A D e^A_\alpha$ , квадрат которого образует вращательную метрику вида [24]

$$d\tau^2 = d\chi^\alpha_\beta d\chi^\beta_\alpha = T^\alpha_{\beta\gamma} T^\beta_{\alpha\sigma} dx^\gamma dx^\sigma, \quad (\text{в. 3})$$

где введены обозначения  $T^\beta_{\alpha\gamma} = \nabla_\gamma e^A_\alpha$ ,  $\gamma = \partial / \partial x^\gamma$ . В современной математике величины  $T^\beta_{\alpha\gamma}$  называются коэффициентами вращения Риччи. В метрике (в.3) неголономная триада Эйлера  $e^A_\alpha$  образует объект неголономности [25]

$$\Omega^{\cdot\alpha}_{\beta\gamma} = T^\alpha_{[\beta\gamma]} = -e^\alpha_A (\nabla_\gamma e^A_\beta - \nabla_\beta e^A_\gamma) / 2, \quad (\text{в. 4})$$

который сразу отличает неголономную механику от голономной. В неголономной механике уравнения Лагранжа модернизируются, принимая вид [17]

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{\partial L}{\partial \dot{x}^\alpha} \right) - \frac{\partial L}{\partial x^\alpha} = -2\dot{x}^\beta \frac{\partial L}{\partial \dot{x}^\gamma} \Omega^\gamma_{\beta i}, \quad \dot{x}^\beta = dx^\beta / dt, \quad (\text{в. 5})$$

где  $\Omega^\gamma_{\beta i}$  - кручение геометрии абсолютного параллелизма  $A_3(3)$  [24]. В правой части уравнений (в. 5) стоит член, описывающий силы инерции, действующие на массу  $m$ . Поскольку силы инерции в (в. 1) порождены вращением материи, при этом угловая скорость вращения из (в. 3) определяется соотношениями

$$\Omega^\beta{}_\alpha = \frac{d\chi^\beta{}_\alpha}{ds} = T^\beta{}_{\alpha\gamma} \frac{dx^\gamma}{ds} = e^\beta{}_A \frac{De^A{}_\alpha}{dx^\gamma} \frac{dx^\gamma}{ds} = e^\beta{}_A \frac{De^A{}_\alpha}{ds}, \quad \Omega_{\alpha\beta} = -\Omega_{\beta\alpha}, \quad (\text{в. 6})$$

то соотношения (в. 5) и (в. 6) доказывают гипотезу Э. Картана [23], показывая, что в механике Эйлера вращение материи порождает кручение (в. 4) пространства абсолютного параллелизма  $A_3(3)$  и наоборот.

Фактически (в. 6) представляет собой уравнения геодезических пространства  $A_3(3)$  и описывают динамику триады Эйлера, которую можно рассматривать как *ориентируемую материальную точку (спинирующую точку)*, имеющую 6 степеней свободы.

## 1. Всеобщая относительность и неголономная механика

В самом конце своей знаменитой книги «Дорога к реальности» [27] Роджер Пенроуз говорит следующие сакральные слова: «*Похоже, что все мы что-то прозевали, что-то очень важное*». Р. Пенроуз абсолютно прав – со времен Л. Эйлера мы прозевали неголономную механику и *третье фундаментальное физическое поле – поле инерции*. Действие этого поля мы *постоянно и неосознанно ощущаем* через силы инерции в нашей повседневной жизни.

Для полного описания движения ориентируемой материальной точки, мы ведем *принцип Всеобщей относительности, который объединяет трансляционную относительность (группу  $T(3)$ ) с вращательной относительностью (группой вращений  $O(3)$ )*. Действительно, аналитические свойства триады Эйлера описывают в физике движение произвольно ускоренной трехмерной (нерелятивистской) системы отсчета. Пространство событий шестимерного множества координат  $x, y, z, \varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$  мы будем рассматривать как расслоенное пространство с базой, образованной тремя голономными трансляционными координатами  $x, y, z$ , и слоем, образованным неголономными вращательными координатами  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$  (рис. 3). Пространство базы  $x, y, z$  будем называть «внешним» пространством,

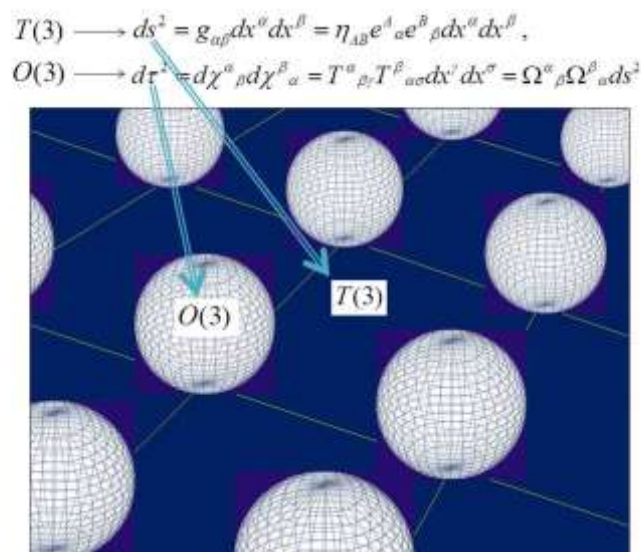


Рис.3. Структура расслоенного пространства абсолютного параллелизма  $A_3(3)$

а пространство неголономных вращательных координат  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$  заданное в каждой точке внешнего пространства  $X = X(x, y, z)$ , «внутренним» пространством слоя. Переход из

«внешнего» пространства голономных координат  $x, y, z$ , во «внутреннее» пространство неголономных координат  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$  происходит с помощью неголономной триады  $e^A_\alpha$ , при этом триада Эйлера  $e^A_\alpha$  по координатному индексу  $\alpha$  преобразуется в группе трансляций  $T(3)$  как вектор

$$e^A_{\alpha'} = \frac{\partial x_{\alpha'}}{\partial x_\alpha} e^A_\alpha, \quad \left\| \frac{\partial x_{\alpha'}}{\partial x_\alpha} \right\| \in T(3), \quad \alpha = 1, 2, 3. \quad (1.1)$$

По локальному (внутреннему) индексу  $A$  триада  $e^A_\alpha$  преобразуется в группе вращений  $O(3)$

$$e^{A'}_\alpha = \Lambda^{A'}_A e^A_\alpha, \quad \Lambda^{A'}_A \in O(3), \quad A = 1, 2, 3. \quad (1.2)$$

Связь между дифференциалами неголономных координат  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$  и дифференциалами голономных координат  $x, y, z$ , имеет вид

$$d\chi^\beta_\alpha = T^\beta_{\alpha\gamma} dx^\gamma, \quad (1.3)$$

где

$$T^\alpha_{\beta\gamma} = -\Omega^{\cdot\alpha}_{\beta\gamma} + g^{\alpha\eta} (g_{\beta\rho} \Omega^{\cdot\rho}_{\eta\gamma} + g_{\gamma\rho} \Omega^{\cdot\rho}_{\eta\beta}) \quad (1.4)$$

- коэффициенты вращения Риччи, определяемые через кручение (в. 4) геометрии  $A_3(3)$ . Из соотношений (1.3) и (в. 4) видно, что связь между дифференциалами  $d\chi^\beta_\alpha$  и  $dx^\gamma$  неголономна и становится голономной только при условии  $T^\alpha_{\beta\gamma} = 0$ , когда угловая частота вращения триады (в. 6) равна нулю. Голономные преобразования из группы трансляций  $T(3)$  в группу вращений  $O(3)$  в общем случае *недопустимы*. В научной литературе исключение составляет случай, когда вращение происходит по одной угловой координате. С помощью триады  $e^A_\alpha$  можно переходить от координатных индексов  $\alpha, \beta, \gamma \dots$  к локальным индексам  $A, B, C \dots$ . Например, поле (1.4), антисимметричное по индексам  $\alpha$  и  $\beta$ , можно представить в виде

$$T^A_{B\gamma} = e^A_\alpha T^\beta_{\alpha\gamma} e^\beta_B. \quad (1.5)$$

Используя это свойство, запишем уравнения движения ориентируемой материальной точки (в.6) в виде

$$\frac{D^* e^A_\alpha}{ds} = \frac{D e^A_\alpha}{ds} - \Omega^A_B e^B_\alpha = 0, \quad (1.6)$$

где  $D^*$  ковариантная производная относительно связности абсолютного параллелизма геометрии  $A_3(3)$ . Поле  $T^A_{B\gamma}$  оказывается калибровочным полем группы вращений  $O(3)$ , при этом смысл калибровки принимает ясный физический – инвариантность уравнений (1.6) относительно преобразований неголономных угловых координат  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$ .

### 1.1. Два типа вращения 3D ориентируемой материальной точки и высшие производные

Выбирая трехгранник Эйлера в виде тройки единичных ортогональных реперов  $e^A_\alpha e^B_A = \delta^\beta_\alpha$ ,  $e^\beta_B e^A_B = \delta^A_\beta$ , откуда следует



$$(\vec{e}_1)^2 = (\vec{e}_2)^2 = (\vec{e}_3)^2 = 1, \quad \vec{e}_1\vec{e}_2 = \vec{e}_2\vec{e}_3 = \vec{e}_3\vec{e}_1 = 0, \quad (1.7)$$

и расписывая уравнения (1.6) покомпонентно по локальному индексу, имеем

$$\frac{de^{(1)}_\alpha}{ds} = T^{(1)}_{(2)\gamma} \frac{dx^\gamma}{ds} e^{(2)}_\alpha = \Omega^{(1)}_{(2)} e^{(2)}_\alpha, \quad (1.8)$$

$$\frac{de^{(2)}_\alpha}{ds} = T^{(2)}_{(1)\gamma} \frac{dx^\gamma}{ds} e^{(1)}_\alpha + T^{(2)}_{(3)\gamma} \frac{dx^\gamma}{ds} e^{(3)}_\alpha = \Omega^{(2)}_{(1)} e^{(1)}_\alpha + \Omega^{(2)}_{(3)} e^{(3)}_\alpha, \quad (1.9)$$

$$\frac{de^{(3)}_\alpha}{ds} = T^{(3)}_{(2)\gamma} \frac{dx^\gamma}{ds} e^{(2)}_\alpha = \Omega^{(3)}_{(2)} e^{(2)}_\alpha. \quad (1.10)$$

Введем обозначение для касательного к траектории вектора  $e^{(1)}_\alpha = t_\alpha = dx_\alpha/ds$ , а также обозначая  $e^{(2)}_\alpha = n_\alpha$  и  $e^{(3)}_\alpha = b_\alpha$ ,

$$\chi_1(s) = \kappa(s) = \Omega^{(1)}_{(2)} = 1/\rho_\kappa, \quad \chi_2(s) = \chi(s) = \Omega^{(2)}_{(3)} = 1/\rho_\chi, \quad (1.11)$$

где псевдоскаляры  $\rho_\kappa$  и  $\rho_\chi$  - радиусы кривизны и кручения траектории соответственно. В результате уравнения (1.8)-(1.10) принимают вид уравнений Френе [28], в которых два псевдоскаляра (1.11) однозначно определяют любую траекторию  $x = x(s)$  с точностью до положения в пространстве [29]. Из этих уравнений следуют поступательные уравнения движения начала  $O$  ориентируемой материальной точки

$$\frac{d^2 x_\alpha}{ds^2} = \Omega^{(1)}_{(2)} n_\alpha, \quad (1.12)$$

$$\frac{d^3 x_\alpha}{ds^3} = \frac{d\Omega^{(1)}_{(2)}}{ds} n_\alpha - (\Omega^{(1)}_{(2)})^2 t_\alpha + \Omega^{(1)}_{(2)} \Omega_{(3)} b_\alpha, \quad (1.13)$$

которые отличаются от уравнений механики Ньютона дополнительными уравнениями, содержащими третью производную  $d^3 x_\alpha/ds^3$ .

Перейдем в уравнениях (1.12) от параметра  $s$  к параметру времени  $t$ , и, учитывая, что  $d/dt = d/ds \cdot ds/dt$ , имеем [30]

$$\frac{d^2 \vec{x}}{dt^2} = a \vec{e}_{(1)} + \frac{1}{\rho_\kappa} v^2 \vec{e}_{(2)}, \quad (1.14)$$

где  $v = ds/dt = |\vec{v}|$  - скалярная скорость и  $a = dv/dt = |\vec{a}|$  - скалярное ускорение. Величина  $\rho_\kappa$  является псевдоскаляром, знак которого зависит от выбора системы отсчета. Поскольку  $\rho_\kappa = |\vec{r}'| = r'$ , то  $v = \omega r'$ , и (1.14), после умножения на массу  $m$ , можно записать как

$$m \frac{d^2 \vec{x}}{dt^2} = -ma \vec{e}_{(1)} - m\omega^2 r' \vec{e}_{(2)} \quad (1.15)$$

Знак - выбран у псевдоскаляра  $\rho_\kappa$  и у скаляра  $a$  из физических соображений, чтобы в уравнениях (1.15) силы инерции в правой части совпадали с силами инерции в уравнениях (в. 1). Ускорение  $a$  в (1.15) представим как  $a = |\vec{a}| = |\vec{W} + [\vec{\omega} \vec{\rho}_\kappa]| = |[\vec{\omega} \vec{r}']|$ , где  $\vec{\omega} = d\vec{\omega}/dt$  поэтому уравнения (1.15) записываются в виде

$$m \frac{d^2 \vec{x}}{dt^2} + m\vec{W} + m [\vec{\omega} [\vec{\omega} \vec{r}']] + m [\dot{\vec{\omega}} \vec{r}'] = 0, \quad (1.16)$$

куда вошли три (из четырех сил в (в. 1)) силы инерции  $m\vec{W}$ ,  $-m\left[\vec{\omega}[\vec{\omega}\vec{r}']\right]$  и  $-m[\dot{\vec{\omega}}\vec{r}']$ . Из уравнений (1.16) следует, что псевдоскаляр  $\chi_1(s) = \kappa(s) = \Omega^{(1)}_{(2)} = 1/\rho_\kappa$  порождает *орбитальные силы инерции*, при этом  $\vec{\omega}$  оказывается частотой вращения по орбите, а  $\vec{W}$  поступательное ускорение, кода  $\vec{\omega} = 0$ . Если ориентируемая материальная точка движется (не имея собственного вращения) по орбите в потенциальном поле  $U$ , то уравнения движения (1.16) принимают вид

$$m\frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{\partial U}{\partial\vec{r}} - m\vec{W} - m[\vec{\omega}[\vec{\omega}\vec{r}']] - m[\dot{\vec{\omega}}\vec{r}'], \quad (1.17)$$

где  $\vec{\omega}$  - орбитальная скорость вращения. Если, например, ориентируемая материальная точка движется в гравитационном поле массы  $M$  по стационарной орбите и пусть силы  $-m\vec{W} = 0$ ,  $-m[\dot{\vec{\omega}}\vec{r}'] = 0$ , тогда гравитационная сила  $-\partial U/\partial\vec{r} = mMG\vec{r}/r^3$  локально полностью компенсируется центробежной силой инерции  $-m[\vec{\omega}[\vec{\omega}\vec{r}']]$ , так, что уравнения (1.17) запишутся как

$$m\frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{\partial U}{\partial\vec{r}} - m[\vec{\omega}[\vec{\omega}\vec{r}']] = 0, \quad (1.18)$$

обеспечивая локально состояние невесомости для массы  $m$ . Если же масса  $m$  свободно падает, то в уравнениях (1.14)  $\vec{\omega} = 0$ , а ускорение  $a\vec{e}_{(1)} = \vec{a} = \vec{W}$  - ускорение падения. В этом случае уравнения движения принимают вид

$$m\frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{\partial U}{\partial\vec{r}} - m\vec{W} = 0. \quad (1.19)$$

Это уравнения движения ориентируемой материальной точки в свободно падающем лифте Эйнштейна, когда локально в лифте гравитационная сила  $-\partial U/\partial\vec{r} = m\vec{g}$  полностью компенсируется силой инерции  $-m\vec{W}$  (сильный принцип эквивалентности). Важно отметить, что уравнения (1.17) отсутствуют в теории гравитации Эйнштейна, поскольку в ней нет кручения  $\Omega^\alpha{}_{\beta\gamma}$ .

Рассмотрим другой случай, когда угловая скорость  $\Omega^{(1)}_{(2)}$  в уравнениях (1.8)-(1.10) равна нулю, т.е.  $\kappa = 0, \chi \neq 0$ , и они принимают вид

$$\frac{dt_\alpha}{ds} = 0, \quad \frac{dn_\alpha}{ds} = \Omega^{(2)}_{(3)}b_\alpha, \quad \frac{db_\alpha}{ds} = -\Omega^{(2)}_{(3)}n_\alpha. \quad (1.20)$$

$$\frac{d^2x_\alpha}{ds^2} = 0, \quad \frac{d^3x_\alpha}{ds^3} = 0. \quad (1.21)$$

Переходя в этих уравнениях (с помощью соотношения  $dt/ds = 1/v$ ) к дифференцированию по времени, имеем

$$\frac{dt_\alpha}{dt} = 0, \quad \frac{dn_\alpha}{dt} = \Omega^{(2)}_{(3)}vb_\alpha, \quad \frac{db_\alpha}{dt} = -\Omega^{(2)}_{(3)}vn_\alpha, \quad (1.22)$$

$$\frac{d^2x_\alpha}{dt^2} = 0, \quad \frac{d^3x_\alpha}{dt^3} = 0, \quad |\vec{v}| = \frac{ds}{dt} = v = const. \quad (1.23)$$

Из этих уравнений видно, что начало  $O$  ориентируемой материальной точки движется по прямой траектории с постоянной скоростью  $v$ , при этом вектора  $n_\alpha$  и  $b_\alpha$ , вращаются в плоскости перпендикулярной вектору  $t_\alpha$  с угловой скоростью

$$\varpi = \Omega^{(2)}_{(3)} v = v/\rho_\chi . \quad (1.24)$$

Эта величина описывает спиральность или собственную угловую скорость вращения ориентируемой материальной точки, которая направлена вдоль вектора  $t_\alpha$ .

Обозначая собственный угловой момент ориентируемой материальной точки как  $L = J\varpi$ , где  $J$  - момент инерции, и считая его постоянным, получаем из (1.22) вращательные уравнения движения свободной ориентируемой материальной точки в виде

$$\frac{dL_\alpha}{dt} = 0, \quad L_\alpha = Lt_\alpha, \quad \frac{dn_\alpha}{dt} = \varpi b_\alpha, \quad \frac{db_\alpha}{dt} = -\varpi n_\alpha, \quad (1.25)$$

$$\varpi = \chi v, \quad L = J\varpi = const. \quad (1.26)$$

Из уравнений (1.8)-(1.10) следует

$$\chi = \Omega^{(2)}_{(3)} = \frac{(\vec{x}' \cdot \vec{x}'' \cdot \vec{x}''')}{[\vec{x}' \vec{x}'']^2}, \quad (1.27)$$

где введено обозначение  $\vec{x}' = d\vec{x}/ds$ . Отсюда видно, что *собственное вращение – спин ориентируемой материальной точки, обращается в нуль, при равенстве нулю третьей производной  $\vec{x}''' = d^3\vec{x}/ds^3$ .*

Итак, мы показали, что кручение  $\Omega^{\cdot\alpha}_{\beta\gamma}$  геометрии  $A_3(3)$ , образующее коэффициенты вращения Риччи (1.4) в уравнениях (1.8)-(1.10), порождает поля инерции  $-m\vec{W}$ ,  $[\vec{\omega}\vec{r}']$  и  $[\vec{\omega}[\vec{\omega}\vec{r}']]$ . Переходя в уравнениях (1.13) к параметру времени, имеем для третьей производной

$$\vec{x}''' = (\dot{a} - \kappa^2 v^3)\vec{e}_1 + (3v\dot{a}\kappa + v^2\dot{\kappa})\vec{e}_2 + \kappa\chi v^3\vec{e}_3, \quad (1.28)$$

где мы обозначили  $\vec{x}'' = d^2\vec{x}/dt^2$ ,  $\dot{a} = da/dt$ ,  $\dot{\kappa} = d\kappa/dt$ . Умножая уравнения (1.28) на массу  $m$ , получим дополнительные уравнения движения ориентируемой материальной точки, содержащие третью производную

$$m\vec{x}''' = -m(\dot{a} - \kappa^2 v^3)\vec{e}_1 - m(3v\dot{a}\kappa + v^2\dot{\kappa})\vec{e}_2 - m\kappa\chi v^3\vec{e}_3. \quad (1.29)$$

Уравнения (1.29) в механике Ньютона отсутствуют. Однако в работах [31, 32] было показано, что учет в механике высших производных позволяет центру масс механической системы двигаться под действием внутренних сил. В нашем случае такими силами оказываются силы инерции в уравнении (1.29), порожденные кручением  $\Omega^{\cdot\alpha}_{\beta\gamma}$  пространства  $A_3(3)$ .

Используя уравнения Френе (1.8)-(1.10) можно доказать следующую полезную формулу [29]

$$\chi(s) = \frac{(\dot{\vec{x}} \cdot \ddot{\vec{x}} \cdot \ddot{\vec{x}})}{(\dot{\vec{x}} \times \ddot{\vec{x}})^2}, \quad (1.30)$$

где  $\dot{\vec{x}} = d\vec{x}/ds$ ,  $\ddot{\vec{x}} = d^2\vec{x}/ds^2$ ,  $\ddot{\vec{x}} = d^3\vec{x}/ds^3$ . Из формулы (1.30) следует, что кручение  $\chi(s)$  траектории частицы обращается в нуль, если равна нулю третья производная,  $\ddot{\vec{x}} = d^3\vec{x}/ds^3$ . В этом случае траектория оказывается плоской (лежит в плоскости). Этот вывод имеет важные практические предложения, в том смысле, что кручение (1.30) описывает

собственную частоту вращения (киральность), в отличие от кривизны  $\kappa(s)$ , которое связано (см. формулу (1.15) с орбитальной частотой вращения. В теории гравитации Ньютона и Эйнштейна вращение материи не меняет геометрии пространства, поэтому неважно, вращается тело при движении в гравитационном поле или нет. Одна из опытов следует, и это предсказывают уравнения движения (1.29) и соотношения (1.27), что *собственное вращение тел сказывается на их траектории*.

## 1.2. Некоторые эксперименты, демонстрирующие влияния собственного вращения массы на движение ее центра масс в гравитационном поле

Через 3 года после кончины А. Эйнштейна, космические эксперименты Вернера Фон Брауна, интерпретируемые как *ограниченность законов теории гравитации Ньютона и Эйнштейна*, вызвали переполох в НАСА. Американский спутник Explorer-I был запущен 31 января 1958 года в 22 часа 48 минут по восточному времени, с площадки 26А на мысе Канаверал. Сразу же после запуска реальная траектория Explorer-I нарушила законы фундаментальной теории гравитации Ньютона-Эйнштейна [33].



Рис.4. Пятидесятилетний секрет Вернера Фон Брауна: нарушение законов механики Ньютона и Эйнштейна при запуске Эксплореров I, II, III и т.д.

На рис.4 слева изображена расчетная (красный цвет) и наблюдаемая (белый цвет) траектории первых американских спутников из серии Эксплорер (всего было 11 запусков). Объяснить максимальное расхождение почти на 1000 км между расчетной и экспериментальной траекториями так и не удалось. Никто не обратил внимание, что при запуске вторая и третья ступени ракеты Юпитер вращались с угловой скоростью 750 оборотов в минуту (рис.4 справа). Поэтому, на пути разгона ракеты, когда 2 и 3 ступени вращались, необходимо было использовать не уравнения механики Ньютона или Эйнштейна, а уравнения неголономной механики (1.17), учитывающие силы инерции, порожденные вращением спутника (объектом неголономности  $\Omega_j^i$ ). Этого не знали Вернер Фон Браун и все теоретики, которых он привлекал для объяснения аномальных размеров орбит спутника Explorer.

Американский исследователь Брюс де Пальма придумал простой, но очень эффектный эксперимент для сравнения движения вращающейся массы и такой же масс без вращения

(рис. 5). Для этого он использовал высоко оборотистую дрель, которая вращалась с максимальной угловой скоростью 27000 об/мин. На валу дрели крепится чашка, удерживающая стальной шарик диаметром 2.5 см. Рядом с ним, на специальном кронштейне, укрепленном на корпусе дрели, такая же чашка, на которой лежит такой же шарик. Дрель держат вертикально вверх, так что лежащие в обеих чашках шарики находятся на одном уровне.

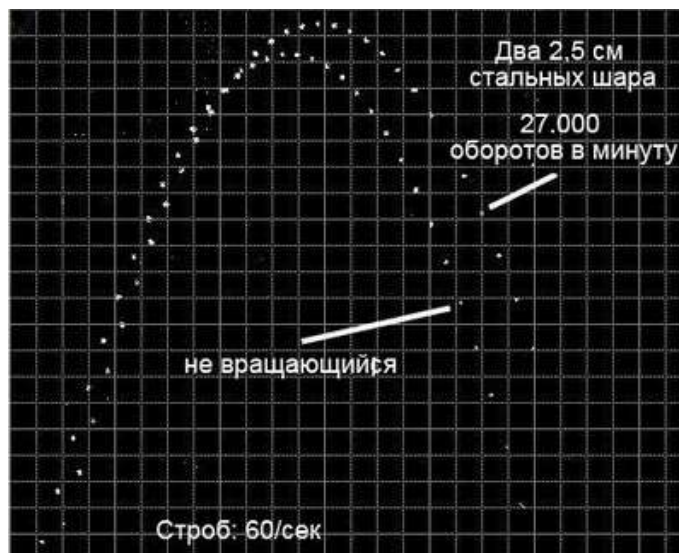


Рис.5. Эксперимент Брюса де Пальма

После включения дрели шарик в чашке на валу раскручивается до частоты вращения 27000 об/мин. Как только дрель набирает максимум оборотов, ассистент, держащий её, резко толкает дрель вверх с небольшим уклоном от вертикали. После толчка шарики вылетают с одинаковой начальной скоростью. Летящие шарики Брюс Де Пальма освещает стробоскопическими вспышками со скоростью 60 раз в секунду и производил съемку фотокамерой с открытым затвором. В результате на фотографии появляются траектории шариков, обозначенные светящимися точками. Оказалось, что вращающийся шарик взлетал выше и падал быстрее, чем не вращающийся (рис. 5) . Этот неожиданный, сточки зрения теории гравитации Ньютона-Эйнштейна, результат интерпретируется как изменение ускорения свободного падения для вращающегося шарика, при этом на взлете  $g = g_0 + \Delta g$ , а на спуске  $g = g_0 - \Delta g$ .

В работе [34] экспериментально измерялось время падения право и левовращающихся гироскопов, имеющих частоту вращения 18000 об/мин, которое, затем, сравнивалось со временем падения гироскопа без вращения. Гироскоп весом 175 гр., изолированный от аэродинамических помех (рис.6), был подвешен, с помощью магнита 1. Когда падающий гироскоп пересекал штырем 11 лазерную линию А – А', запускался таймер для измерения времени падения. Когда штырь гироскопа пересекал лазерную линию С – С', таймер выключался. При этом расстояние от линии А – А' до линии С – С' было равно 2.2 метра. В эксперименте учитывались возможное влияние на траекторию: 1) аэродинамических потоков; 2) электродинамических влияний магнита 1; 3) действие сил инерции [34] ] в уравнениях движения

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = m\vec{g}_0 - 2m[(\vec{\omega} + \vec{\Omega})\vec{v}], \quad (1.31)$$

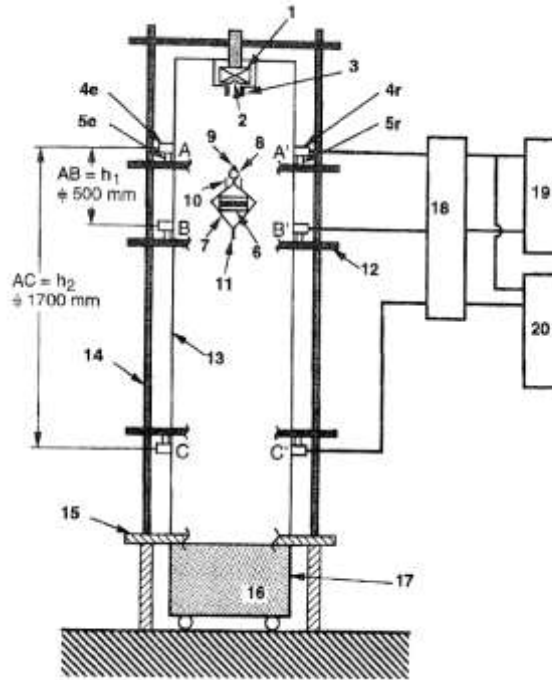


Рис.6. Установка для сравнения времени падения гироскопа с вращением и без него

Уравнения (1.31) необходимо использовать с осторожностью, поскольку гироскоп не материальная точка, а протяженный объект. Уж если учитывать действие сил инерции на гироскоп, то необходимо использовать уравнения неголономной механики. Тем не менее, экспериментальные результаты работы [34] показывают, что наблюдается значительная разность между ускорением свободного падения  $g_0$  и ускорением свободного падения лево  $g_L$  и право  $g_R$  вращающихся гироскопов

$$\langle g_L - g_0 \rangle \geq 0.0029 \pm 0.0663 \text{ см/сек}^2, \quad (1.32)$$

$$\langle g_R - g_0 \rangle \geq -0.1392 \pm 0.0716 \text{ см/сек}^2. \quad (1.33)$$

Из этих данных видно, что вращение гироскопа влево почти не влияет на падение гироскопа, при этом аномальное значение  $g_R$  рассматривается как *нарушает принцип эквивалентности*. Авторы называют это явление эффектом антигравитации. В работе [33] авторы считают, что в процессе падения гироскоп двигался без прецессии и без нутации. Однако, из уравнений (1.8) - (1.10) следует, что именно прецессия или нутация могут изменить траекторию центра масс вращающегося твердого тела.

Заметим, что если область определения голономных координат  $x, y, z$  от  $-\infty$  до  $+\infty$ , то область определения неголономных координат Эйлера  $\varphi_1 = \varphi, \varphi_2 = \theta, \varphi_3 = \psi$  определяется соотношениями

$$\varphi_1 = \varphi = \angle \vec{e}_1 \vec{e}'_\xi, \quad \varphi_2 = \theta = \angle \vec{e}_3 \vec{e}'_3, \quad \varphi_3 = \psi = \angle \vec{e}_\xi \vec{e}', \quad (1.34)$$

$$0 \leq \varphi \leq 2\pi, \quad 0 \leq \theta \leq \pi, \quad 0 \leq \psi \leq 2\pi, \quad (1.35)$$

где вектор  $\vec{e}'_\xi$  определяет положительное направление линии узлов  $O'\xi$  [16].

В обозначениях (1.34) из уравнений (1.8) - (1.10) следует зависимость покомпонентной записи для трансляционной скорости [29]

$$\begin{aligned} v_x(\phi, \theta, \psi, x, y, z) &= \frac{dx}{dt} = v(\cos \phi \cos \psi - \sin \phi \sin \psi \cos \theta), \\ v_y(\phi, \theta, \psi, x, y, z) &= \frac{dy}{dt} = v(\sin \phi \cos \psi + \cos \phi \sin \psi \cos \theta), \\ v_z(\theta, \psi, x, y, z) &= \frac{dz}{dt} = v(\sin \psi \sin \theta). \quad v = ds(x, y, z)/dt \end{aligned} \quad (1.36)$$

и для компонент угловой скорости вращения

$$\begin{aligned} \omega_\phi(\phi, \theta, \psi, x, y, z) &= \frac{d\phi}{dt} = v\chi \frac{\sin \psi}{\sin \theta}, \\ \omega_\psi(\theta, \psi, x, y, z) &= \frac{d\psi}{dt} = v(\kappa - \chi \sin \psi \operatorname{ctg} \theta), \\ \omega_\theta(\theta, \psi, x, y, z) &= \frac{d\theta}{dt} = v\chi \cos \psi. \end{aligned} \quad (1.37)$$

Система шести уравнений (1.36, 1.37) представляет собой систему Коши для шести неизвестных функций  $x, y, z, \phi, \psi, \theta$ , которая имеет только одно решение в виде регулярных функций

$$x = x(s), y = y(s), z = z(s), \phi = \phi(s), \psi = \psi(s), \theta = \theta(s),$$

удовлетворяющих системе (1.36, 1.37) с заданными начальными условиями

$$x = x_0, y = y_0, z = z_0, \phi = \phi_0, \psi = \psi_0, \theta = \theta_0.$$

Эти начальные условия имеют простой физический смысл. Начальные трансляционные координаты  $x = x_0, y = y_0, z = z_0$  задают положение начала  $O$  ускоренной системы отсчета  $e^A_\alpha$  на траектории движения, а начальные углы  $\phi = \phi_0, \psi = \psi_0, \theta = \theta_0$  определяют начальную ориентацию векторов системы  $e^A_\alpha$ . Углы Эйлера  $\phi = \phi(s), \psi = \psi(s), \theta = \theta(s)$  образуют в каждой точке  $M$  траектории внутреннее пространство неголономных вращательных координат, которые, как это следует из уравнений, определяет динамику трехмерной ориентированной материальной точки.

## 2. Релятивистская неголономная механика Декарта

Выше были кратко изложены основы нерелятивистской неголономной механики Декарта. Ее релятивистские основы были даны впервые в работе [35] и, затем, после более глубокого осмысления, были доложены в 2005 г. на Международной конференции в Бельгии (Льеж), посвященной 100 летию создания специальной теории относительности [36]. В релятивистском случае вместо триады Эйлера, мы введем тетраду  $e^a_i \quad i, j, k, \dots = 0, 1, 2, 3, a, b, c, \dots = 0, 1, 2, 3$ , которая представляет собой математический образ произвольно

ускоренной 4D системы отсчета. В общем случае, 4D произвольно ускоренная система отсчета имеет 10 степеней свободы, из которых 4 трансляционных описываются голономными координатами  $x, y, z, ct$  начала  $O$ , а 6 вращательных неголономных угловых координат  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \theta_1, \theta_2, \theta_3$  определяют взаимную ориентацию базисных векторов системы отсчета. Таким образом, мы *ввели 4D ориентируемую точку*. Связывая ориентируемую точку с материальным объектом и устремляя его размеры к нулю (предельный случай), мы получаем *ориентируемую материальную точку*.

## 2.1. Математические основы механики 4D ориентируемой материальной точки

Для описания динамики произвольно ускоренной четырехмерной системы отсчета, имеющей 10 степеней свободы, мы будем использовать геометрию абсолютного параллелизма  $A_4(6)$ . Аналитически произвольно ускоренная 4D система отсчета представлена неголономной тетрадой  $e^a_i$ , заданной в касательной к каждой точке многообразия  $x^i$  псевдоевклидовой плоскости и образующей векторное расслоение, поэтому десятимерное многообразие (четыре голономных трансляционных координаты  $x^i$  и шесть неголономных вращательных координат) геометрии  $A_4(6)$  мы будем рассматривать как *расслоение* с координатами базы  $x^i$  и неголономными координатами слоя  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \theta_1, \theta_2, \theta_3$ . Если в базе действует калибровочная группа трансляций  $T_4$ , то в слое группа вращений  $O(3.1)$ .  $i, j, k \dots = 0, 1, 2, 3$ ,  $a, b, c \dots = 0, 1, 2, 3$ . Кроме того, тетрадный базис  $e^a_j$  удовлетворяет условиям нормировки

$$e^j_a = \delta^j_i, \quad e^a_i e^i_b = \delta^a_b, \quad (2.1)$$

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

где  $\delta^j_i, \delta^a_b$  - символы Кронекера. Бесконечно малые трансляции в базе  $x^i$  в направлении  $a$  определяется вектором

$$ds^a = e^a_i dx^i. \quad (2.2)$$

Свертка вектора (2.2) образует трансляционную метрику пространства  $A_4(6)$

$$ds^2 = ds^a ds_a = e^i_a e^a_i dx_i dx^i = \eta_{ab} e^a_j e^b_k dx^j dx^k = g_{jk} dx^j dx^k, \quad (2.3)$$

где  $\eta_{ab} = \eta^{ab} = \text{diag}(1 - 1 - 1 - 1)$  - метрический тензор касательного псевдоевклидова пространства и

$$g_{jk} = \eta_{ab} e^a_j e^b_k \quad (2.4)$$

- метрический тензор базы, заданный на группе трансляций  $T_4$ .

С другой стороны, бесконечно малые вращения в слое  $d\chi_{ab}$  определяется тензором антисимметричным тензором

$$d\chi^a_b = T^a_{bk} dx^k, \quad d\chi_{ab} = - d\chi_{ba}. \quad (2.5)$$

Образуя свертку  $d\chi^a_b$  получим метрику



$$d\tau^2 = d\chi^a_b d\chi^b_a = T^a_{bk} T^b_{an} dx^k dx^n = -D e^b_k D e^k_b, \quad (2.6)$$

с метрическим тензором

$$H_{kn} = T^a_{bk} T^b_{an}, \quad (2.7)$$

заданным на группе вращений  $O(3.1)$ . В (2.6) символ  $D$  означает абсолютный дифференциал относительно символов Кристоффеля

$$\Gamma^a_{bc} = \frac{1}{2} \eta^{ad} (\eta_{bd,c} + \eta_{cd,b} - \eta_{bc,d}), \quad ,_b = \frac{\partial}{\partial x^b} \quad (2.8)$$

и  $T^a_{bk}$  - коэффициенты вращения Риччи

$$T^a_{bk} = e^a_i e^j_b (e^i_a \nabla_k e^a_j - e^a_j \nabla_k e^i_a), \quad (2.9)$$

определяемые через кручение  $-\Omega^c_{ab}$  геометрии  $A_4(6)$  [17]

$$-\Omega^c_{ab} = e^c_i \nabla_{[a} e^i_{b]} = T^c_{[ab]}, \quad (2.10)$$

как

$$T^a_{bc} = -\Omega^a_{bc} + \eta^{ad} (\eta_{bf} \Omega^f_{bd} + \eta_{bf} \Omega^f_{bd}). \quad (2.11)$$

Соотношения (2.5), (2.8), (2.10) и (2.11) записаны в координатах слоя  $a, b, c, \dots = 0, 1, 2, 3$ . С помощью неголономной тетрады  $e^a_j$ , можно в этих соотношениях перейти к координатам базы  $i, j, k, \dots = 0, 1, 2, 3$ , например

$$\Gamma^i_{jk} = e^i_a \Gamma^a_{bc} e^b_j e^c_k. \quad (2.12)$$

Используя правило (2.12) и условия ортогональности (2.1), запишем формулы (2.5), (2.8), (2.10) и (2.11) как

$$d\chi^i_j = T^i_{jk} dx^k, \quad (2.13)$$

$$\Gamma^i_{jk} = \frac{1}{2} g^{im} (g_{jm,k} + g_{km,j} - g_{jk,m}), \quad (2.14)$$

$$\Omega^i_{jk} = -T^i_{[jk]} = -\frac{1}{2} e^i_a (\nabla_k e^a_j - \nabla_j e^a_k) = e^i_a \nabla_{[j} e^a_{k]}, \quad (2.15)$$

$$T^i_{jk} = -\Omega^i_{jk} + g^{im} (g_{js} \Omega^s_{mk} + g_{ks} \Omega^s_{mj}) \quad (2.16)$$

В координатах базы связность пространства абсолютного параллелизма  $A_4(6)$  имеет вид

$$\Delta^i_{jk} = \Gamma^i_{jk} + T^i_{jk} = e^i_a e^a_{j,k}. \quad (2.17)$$

Образуя тензор кривизны пространства со связностью (2.17) по обычному правилу, находим

$$S^i_{jkm} = R^i_{jkm} + 2\nabla_{[k} T^i_{|j|m]} + 2T^i_{s[k} T^s_{|j|m]} = R^i_{jkm} + P^i_{jkm} = 0, \quad (2.18)$$

где

$$R^i_{jkm} = 2\partial_{[k} \Gamma^i_{|j|m]} + 2\Gamma^i_{s[k} \Gamma^s_{|j|m]} \quad (2.19)$$

- тензор Римана, определяемый через символы Кристоффеля (2.14) и

$$P^i_{jkm} = 2\nabla_{[k}T^i_{|j|m]} + 2T^i_{s[k}T^s_{|j|m]} \quad (2.20)$$

- тензор кривизны Риччи, определяемы через коэффициенты вращения Риччи (2.16). Из (2.18) следует, что сумма тензора Римана (2.19) и тензора Риччи (2.20) равна нулю, что и является аналитическим определением геометрии абсолютного параллелизма [37].

В дифференциальной геометрии существует два подхода:

- 1) традиционный подход Римана, когда на многообразии координат задается метрический тензор  $g_{jk}$ , определяющий связность  $\Gamma^i_{jk}$  через которую вычисляется риманова кривизна пространства  $R^i_{jkm}$  [37];
- 2) групповой (алгебраический) подход в духе Эрлангенская программы Ф. Клейна [38], когда задается группа и уравнения Маурера этой группы совпадают со структурными уравнениями Картана данной геометрии [39, 40].

В нашем случае исходная группа представляет собой полупрямое произведение  $T_4 \ltimes O(3.1)$  группы трансляций  $T_4$ , действующей на многообразии трансляционных координат  $x, y, z, ct$ , на группу вращений  $O(3.1)$ , действующей на многообразии неголономных координат  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \theta_1, \theta_2, \theta_3$ .

Используя групповой подход Маурера-Картана для вывода структурных уравнений Картана геометрии  $A_4(6)$ , введем 1- формы тетрады  $e^a$  и связности абсолютного параллелизма  $\Delta^a_{bm} = \Gamma^a_b + T^a_b = T^a_b$  [17]:

$$e^a = e^a_m dx^m, \quad (2.21)$$

$$\Delta^a_b = \Delta^a_{bm} dx^m. \quad (2.22)$$

Вычисляя внешние дифференциалы от  $e^a$  и  $\Delta^a_b$  и учитывая абсолютный параллелизм геометрии  $A_4(6)$ , т.е.

$$de^a = d(e^a_m dx^m) = 0, \quad (2.23)$$

$$d\Delta^a_b = d(\Delta^a_{bm} dx^m) = 0, \quad (2.24)$$

получаем из соотношений (2.23) первые, а из (2.24), вторые структурные уравнения Картана геометрии  $A_4(6)$  виде [17]

$$de^a + e^b \wedge T^a_b = 0, \quad (A)$$

$$R^a_b + dT^a_b - T^c_b \wedge T^a_c = 0, \quad (B)$$

где знак  $\wedge$  означает внешнее произведение, например,  $e^a \wedge e^b = e^a e^b - e^b e^a$ .

Уравнения (A), (B) могут быть переписаны в смешенных (матричных) индексах как [17]

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

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

Переходя от матричных индексов к координатным, имеем [17]

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

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

Сравнивая уравнения (A) с уравнениями (2.15), мы видим, что уравнения (A) являются определением кручения  $\Omega^i{}_{jk}$  геометрии  $A_4(6)$ . Сравнение уравнений (B) с уравнениями (2.18) показывает, что уравнения (B) представляет собой определение тензора кривизны  $S^i{}_{jkm}$  геометрии  $A_4(6)$ .

В качестве независимых переменных в уравнениях (A), (B) выступают компоненты тетрады  $e^a{}_m$ , компоненты коэффициентов вращения Риччи  $T^i{}_{jk}$  и компоненты тензора римановой кривизны  $R^i{}_{jkm}$ . Примеры решений уравнений (A), (B) представлены в математической части книги [17].

## 2.2. Уравнения движения 4D ориентируемой материальной точки

Разделив левую часть соотношения (2.13) на  $ds$ , получаем выражение для угловой скорости вращения 4D ориентируемой материальной точки

$$\Omega^i{}_j = \frac{d\chi^i{}_j}{ds} = T^i{}_{jk} \frac{dx^k}{ds} = \frac{De^i{}_a}{ds} e^a{}_j. \quad (2.25)$$

Умножая слева (2.25)  $e^j{}_a$ , получаем уравнения движения вида

$$\frac{de^i{}_a}{ds} + \Gamma^i{}_{jk} e^j{}_a \frac{dx^k}{ds} + T^i{}_{jk} e^j{}_a \frac{dx^k}{ds} = 0, \quad (2.26)$$

которые описывают в новой механике динамику ориентируемой материальной точки [36]. Эти уравнения можно рассматривать как *релятивистское обобщение 3D уравнений Эйлера*, записанных в 4D вращающейся системе отсчета, связанной с твердым телом, размеры которого устремлены к нулю. Действительно, уравнения (2.26) распадаются на следующую систему уравнений

$$\frac{de^i{}_0}{ds} + \Gamma^i{}_{jk} e^j{}_0 \frac{dx^k}{ds} + T^i{}_{jk} e^j{}_0 \frac{dx^k}{ds} = 0, \quad (2.27)$$

$$\frac{de^i{}_A}{ds} + \Gamma^i{}_{jk} e^j{}_A \frac{dx^k}{ds} + T^i{}_{jk} e^j{}_A \frac{dx^k}{ds} = 0. \quad (2.28)$$

$$i, j, k \dots = 0, 1, 2, 3, \quad A, B, C \dots = 0, 1, 2, 3$$

Выбирая вектор  $e^0{}_i$  касательным к траектории движения, получаем из (2.27) поступательные уравнения движения центра масс

$$\frac{d^2 x^i}{ds^2} + \Gamma^i{}_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} + T^i{}_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} = 0, \quad \frac{dx^i}{ds} = e^i{}_0, \quad (2.29)$$

при этом трехмерная часть уравнений (2.29) по локальным индексам описывает вращение в псевдоевклидовых углах  $\theta_1, \theta_2, \theta_3$ . С другой стороны, уравнения (2.28) представляют собой 4D обобщение уравнений (1.6) и описывают вращение ориентируемой точки в пространственных углах  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$ .

Матрица угловой скорости вращения (2.25) имеет следующие компоненты [17]

$$\Omega_{ij} = -\Omega_{ji} = \frac{1}{c^2} \begin{pmatrix} 0 & -W_1 & -W_2 & -W_3 \\ W_1 & 0 & -c\omega_3 & c\omega_2 \\ W_2 & c\omega_3 & 0 & -c\omega_1 \\ W_3 & -c\omega_2 & c\omega_1 & 0 \end{pmatrix}, \quad (2.30)$$

где  $\vec{\omega} = (\omega_1, \omega_2, \omega_3)$  - псевдовектор пространственного вращения (вращение в пространственных углах  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$ ),  $\vec{W} = (W_1, W_2, W_3)$  - псевдовектор пространственно-временного вращения (вращение в пространственно-временных углах  $\theta_1, \theta_2, \theta_3$ ) и  $c$  - скорость света. Учитывая (2.30), запишем «трансляционные» уравнения движения (2.29) начала ориентированной точки (или центра масс тела) в виде

$$m \frac{d^2 x^i}{ds^2} + m \Gamma^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} + m \Omega^i_j \frac{dx^j}{ds} = 0. \quad (2.31)$$

Воспользуемся решением структурных уравнений Картана (A), (B) геометрии  $A_4(6)$ , для которых справедливы вакуумные уравнения Эйнштейна  $R_{jm} = 0$ . Одним из таких решений оказывается решение Шварцшильда [17] с метрикой

$$ds^2 = \left(1 + \frac{2\varphi_N}{c^2}\right) c^2 dt^2 - \left(1 + \frac{2\varphi_N}{c^2}\right)^{-1} dr^2 - r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (2.32)$$

где  $\varphi_N = -MG/r$  - фундаментальный потенциал Ньютона. В слабых гравитационных полях и в нерелятивистском приближении, можно считать, что для решения Шварцшильда (2.32) выполняются соотношения

$$\frac{2\varphi_N}{c^2} \ll 1, \quad g_{ik} \approx \eta_{ik} = \text{diag}(1 - 1 - 1 - 1), \quad ds \approx ds_0 = cdt \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{1/2}, \quad (2.33)$$

$$R^i_{jkm} \approx 0, \quad e^{(0)}_0 \approx \left(1 + \frac{\varphi_N}{c^2}\right), \quad e^{(1)}_1 = e^{(2)}_2 = e^{(3)}_3 = \left(1 - \frac{\varphi_N}{c^2}\right), \quad \frac{v^2}{c^2} \ll 1. \quad (2.34)$$

Используя условия (2.33) и (2.34) и матрицу (2.30), получим (умноженные на массу  $m$ ) нерелятивистские уравнения (2.31)

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{\partial U}{\partial \vec{r}} - m\vec{W} - 2m[\vec{\omega}\vec{v}'], \quad (2.35)$$

где  $U = -mMG/r$  - ньютоновская потенциальная энергия.

Следствием Всеобщего принципа относительности является *полный отказ от инерциальных систем отсчета*. В природе существуют только ускоренные (квази)инерциальные системы), ускорение которых пренебрежимо мало. Из уравнений (2.31) видно, что *любое ускоренное движение следует рассматривать как вращение*. Первым высказал гипотезу о том, что все в этом мире вращается, был Рене Декарт. В честь этого великого мыслителя, механика, основанная на Всеобщем принципе относительности, *была названа механикой Декарта* [36].

Основываясь на приведенном выше анализе уравнений движения (2.31), мы опять убеждаемся, что поле  $T^i_{jk}$  является полем инерции, которое порождается кручением  $\Omega^i_{jk}$  пространства абсолютного параллелизма  $A_4(6)$ .

### 3. Решение второй проблемы Эйнштейна

А. Эйнштейн работал в теоретической физике как Пророк, устанавливая основы специальной теории относительности (1905 г), квантовой механики (1905 г.) и общей теории относительности (1915 г.). После этого он планировал решить две фундаментальные проблемы:

1. Геометризовать уравнения электродинамики.
2. Геометризовать тензор энергии-импульса в правой части уравнений Эйнштейна.

К решению первой проблемы Эйнштейна подключились лучшие математики того времени - Г. Вейль [41,42] , А. Эддингтон [43] и Т. Калуца [44] . До публикации этих работ в электродинамике накопились нерешенные проблемы, такие как: 1) проблема собственной энергии заряда (для точечного заряда она бесконечна); 2) проблема электромагнитной массы (для точечного заряда она тоже бесконечна); 3) проблема самоускорения точечного заряда; 4) парадокс Бора (отсутствие излучения у заряда, движущегося с постоянным ускорением); 5) проблема построения электродинамики с учетом квантовых явлений (квантование энергий электрона в атомных системах, проблема спектральной плотности излучения абсолютно черного тела, устойчивость квантовых систем и т.д.). Не будучи по профессии физиками, Г. Вейль, А. Эддингтон и Т. Калуца, поступали просто, предлагая различные геометрии, обобщающую геометрию Римана, в которых (формально) существует векторное поле, объявляемое впоследствии векторным потенциалом  $A_i$  электромагнитного поля. Такой подход приводит к появлению конструктивных теорий, которыми обычно занимаются ремесленники, в то время, как первая проблема Эйнштейна требовала работы Пророка.

Когда А. Эйнштейн познакомился с работами Г. Вейля [41,42], то на одной из встреч с Г. Вейлем он сказал: «Ладно, Вейль, оставим это! Таким способом – так умозрачительно, без путеводного, наглядного физического принципа – физику не делают! [45] ». Сказав эти слова, А. Эйнштейн сам, начиная с 1923 г. [46] и, почти до конца жизни, перебирает различные варианты классических геометрий [47]- [51], оставаясь в рамках принципа общей относительности. Он не пытался ввести Всеобщий принцип относительности, учитывающий вращательную относительность, и не был близко знаком со структурными уравнениями Картана геометрии абсолютного параллелизма, пользуясь устаревшим римановым подходом к этой геометрии.

#### 3.1 Геометризация тензора энергии-импульса материи

Как утверждал сам А. Эйнштейн, серьезным недостатком выдвинутых им уравнений гравитационного поля

$$R_{ik} - \frac{1}{2}g_{ik}R = \frac{8\pi G}{c^4}T_{ik}, \quad (3.1)$$

является их феноменологическая правая часть, куда входит тензор энергии-импульса материи  $T_{ik}$ . Этот тензор введен в теорию «руками» и, в отличие от левой части, не имеет

геометрической природы. Поэтому А. Эйнштейн указывал, что на строгость претендуют только вакуумные уравнения Эйнштейна

$$R_{ik} = 0. \quad (3.2)$$

Он предполагал, что правая часть его уравнений (3.1) должна так же иметь геометрическую природу, связанную с неким (Единым) физическим полем. Вот что писал А. Эйнштейн по этому поводу [52] :

"Правая часть включает в себя все то, что не может быть пока объединено в Единой Теории Поля. Конечно, я ни одной минуты не сомневался в том, что такая формулировка есть только временный выход из положения, предпринятый с целью дать общему принципу относительности какое-то замкнутое выражение. Эта формулировка была ведь по существу не более чем теорией поля тяготения, несколько искусственно оторванного от Единого Поля пока еще неизвестной природы".

Что касается "Единого Поля пока еще неизвестной природы", то А. Эйнштейн предполагал, что это поле каким-то образом должно быть связано с квантовой теорией, что следует из его высказывания [53]:

"Мои усилия пополнить общую теорию относительности путем обобщения уравнений гравитации были предприняты отчасти в связи с предположением о том, что, по-видимому, разумная общерелятивистская теория могла бы дать ключ к более совершенной квантовой теории".

Чтобы показать, что уравнения (A), (B) обобщают вакуумные уравнения Эйнштейна и приводят к геометризации тензора материи (3.2), используем разложение тензора Римана (2.19) на неприводимые части [17]

$$R_{ijklm} = C_{ijklm} + g_{i[k}R_{m]j} + g_{j[k}R_{m]i} + Rg_{i[m}g_{k]j}/3. \quad (3.3)$$

Подставляя это соотношение в уравнения (B), представим в виде их расширенной полностью геометризованной системы уравнений Эйнштейна-Янга-Миллса [17]

$$\nabla_{[k}e_{j]}^a + T_{[k j]}^i e_i^a = 0, \quad (A)$$

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

$$C_{jkm}^i + 2\nabla_{[k}T_{j]m}^i + 2T_{s[k}^i T_{j]m}^s = -\nu J_{jkm}^i, \quad (B.2)$$

где тензор энергии-импульса материи  $T_{ik}$  в (B.1) и тензорный ток  $J_{jkm}^i$  в (B.2) выражаются через поле инерции  $T_{jk}^i$  соотношениями [17]

$$T_{jm} = -\frac{2}{\nu} \left\{ (\nabla_{[i} T_{j]m}^i + T_{s[i}^i T_{j]m}^s) - \frac{1}{2} g_{jm} g^{pn} (\nabla_{[i} T_{p]n}^i + T_{s[i}^i T_{p]n}^s) \right\}, \quad (3.4)$$

$$J_{jkm} = 2g_{[k(i} T_{j)m]} - \frac{1}{3} T g_{i[m} g_{k]j}. \quad (3.5)$$

Как легко видеть, тензор (3.4) и ток (3.5) имеют геометрическую природу, поскольку выражаются через коэффициенты вращения Риччи (2.16) (в конечном счете, через кручение геометрии  $A_4(6)$ ) Примером полностью геометризованных уравнений (B.1) могут служить уравнения вида

$$R_{ik} - g_{ik}R/2 = \nu T_{ik} = -\Lambda g_{ik}, \quad T_{ik} = -\Lambda g_{ik}/\nu, \quad \Lambda = const. \quad (3.6)$$

Решение этих уравнений в виде метрики

$$ds^2 = \left(1 - \frac{\Lambda r^2}{3}\right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{\Lambda r^2}{3}\right)^{-1} dr^2 - r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) \quad (3.7)$$

было получено голландским математиком В. Де Ситтером [54] почти сразу после того, как было найдено решение Шварцшильда (2.32) [55] вакуумных уравнений  $R_{ik} = 0$ .

Используя метрику Шварцшильда (2.32) можно показать, что уравнения Янга-Миллса (В.2) для этой метрики принимают вид

$$C_{1111} = -r_g/2r^3, \quad (3.8)$$

где гравитационный  $r_g = 2MG/c^2 = -2\varphi_N r/c^2$  - гравитационный радиус источника поля с массой  $M$ . В матричном виде уравнения (В.1) и (В.2) запишутся как

$$R_m^a - \frac{1}{2}g_m^a R = \nu T_m^a, \quad (Вм.1)$$

$$C_{bkm}^a + 2\nabla_{[k}T_{|b|m]}^a + 2T_{f[k}^a T_{|j|m]}^f = -\nu J_{bkm}^a, \quad (Вм.2)$$

причем в уравнениях Янга-Миллса (Вм.2) тензор Вейля  $C_{bkm}^a$  выступает как поле Янга-Миллса, а поле инерции  $T_{bm}^a$  как потенциал поля Янга-Миллса. Такие уравнения в теории гравитации Эйнштейна вообще отсутствуют.

Используя соотношение (3.4), находим формулу для плотности массы

$$\rho = \frac{g^{jm}T_{jm}}{c^2} = \frac{2g^{jm}}{\nu c^2} \{ \nabla_{[i}T_{|j|m]}^i + T_{s[i}^i T_{|j|m]}^s \}, \quad (3.9)$$

откуда следует определение массы

$$m(T_{jm}^i) = \frac{2}{\nu c^2} \int (-g)^{1/2} \{ g^{jm} (\nabla_{[i}T_{|j|m]}^i + T_{s[i}^i T_{|j|m]}^s) \} dV. \quad (3.10)$$

Из соотношений (3.9), (3.10) следует, что поле инерции  $T_{jm}^i$  образует плотность массы, а сама масса является мерой поля инерции. Поскольку поле инерции  $T_{jm}^i$  связано с угловой скоростью вращения согласно (2.25)

$$\Omega_j^i \frac{dx_k}{ds} = T_{jk}^i, \quad \Omega_{ij} = -\Omega_{ji}. \quad (3.11)$$

то это означает, что в механике Декарта, основанной на Всеобщем принципе относительности, не только всякое движение есть вращение (уравнения (2.26)), но масса (3.10), образующая вещество. Поэтому Всеобщий принцип относительности и уравнения (А), (В) приводят к механике Декарта, в которой «Все есть Вращение» и движение и материя.

### 3.2. Точечная частица и движение плотности материи в механике Декарта

Конечно, уравнения поля (А), (В) и уравнения движения ориентируемой материальной точки (2.26) выходят за рамки обычной механики, поскольку механика Декарта объединяет теорию поля с классической механикой «точечного» (в некотором смысле) объекта, каким оказывается ориентируемая материальная точка. Силы и поля инерции, как объект научного исследования, появились именно в классической механике, но только сейчас мы

начинаем изучать *динамику полей инерции*, которая описывается уравнениями (A), (B). Это было осознано автором в далеком 1979 г. [56]. Решения полевых уравнений описывают протяженные чисто полевые объекты – солитоны разного вида, порождаемые полем инерции. Точечная массивная частица появляется в этой теории как предельный случай, когда его масса стремится к постоянному значению.

Опуская подробные вычисления, проделанные в книге [17], рассмотрим еще один полностью геометризованный тензор энергии-импульса вида  $T_{ik} = \rho c^2 l_i l_k$ ,  $l_i l^i = 0$ , где плотность материи  $\rho$ , имеет вид

$$\rho = -\dot{r}_g(t)/2vc^2r^2, \quad \dot{r}_g(t) = \partial r_g/\partial t < 0, \quad (3.13)$$

где  $r_g(t) = 2M(t)G/c^2$  – переменный гравитационный радиус массы  $M(t)$  источника. Решение системы уравнений (A) (B.1), (B.2) с тензором энергии-импульса (3.10) вида  $T_{ik} = \rho c^2 l_i l_k$  записывается в виде метрики Вайдя [57]

$$ds^2 = \left(1 + \frac{2\varphi_N(t)}{c^2}\right) c^2 dt^2 - \left(1 + \frac{2\varphi_N(t)}{c^2}\right)^{-1} dr^2 - r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2). \quad (3.14)$$

В теории гравитации метрика (3.14) описывает гравитационное поле переменной массы  $M(t)$ . Метрика (3.14) переходит в метрику Шварцшильда (2.32) при условии, что масса  $M = \text{const}$ , при этом плотность материи (3.13) обращается в нуль. Рассмотрим предел  $M(t) \rightarrow M = \text{const}$ . Для этого введем параметр  $\varsigma$  размерности длины

$$\varsigma = \frac{\pi r^2}{2r_g} |\dot{r}_g(t)| \quad (3.15)$$

и представим плотность (3.13) через этот параметр в виде

$$\rho = \frac{4\pi r_g}{vc^2} \frac{1}{2\pi r^2} \frac{\varsigma}{r^2} = \frac{4\pi r_g}{vc^2} \frac{1}{2\pi r^2} \frac{\varsigma}{(r^2 + \varsigma^2)} \left(1 + \frac{\varsigma^2}{r^2}\right). \quad (3.16)$$

При  $M(t) \rightarrow M = \text{const}$ . величина  $\varsigma \rightarrow 0$ . Используя известную формулу

$$\frac{1}{2\pi r^2} \frac{1}{\pi} \lim_{\varsigma \rightarrow 0} \frac{\varsigma}{(r^2 + \varsigma^2)} = \frac{1}{2\pi r^2} \delta(r) = \delta(\vec{r}),$$

где  $\delta(\vec{r})$  – трехмерная функция Дирака, запишем (3.16) при  $v > 0$  как

$$\begin{aligned} \rho &= \lim_{M(t) \rightarrow M} \frac{2|\dot{r}_g(t)|}{vc^2 r^2} = \frac{4\pi r_g}{vc^2} \frac{1}{2\pi r^2} \lim_{\varsigma \rightarrow 0} \frac{\varsigma}{(r^2 + \varsigma^2)} = \\ &= \frac{4\pi r_g}{vc^2} \frac{1}{2\pi r^2} \delta(r) = \frac{4\pi r_g}{vc^2} \delta(\vec{r}). \end{aligned} \quad (3.17)$$

В это соотношение входит неопределенная величина  $v$ . С другой стороны, (3.17) совпадает плотностью точечной массы  $M$ , если

$$M = \frac{4\pi r_g}{vc^2}. \quad (3.18)$$

Учитывая  $r_g = 2MG/c^2$  и (3.18), находим значение множителя  $v$  в виде



$$\nu = \frac{8\pi G}{c^4} . \quad (3.19)$$

Этот множитель совпадает с множителем в уравнениях Эйнштейна (3.1), *если плотность материи  $\rho$  представляет собой плотность точечной частицы*. Таким образом, в механике Декарта точечная частица появляется как *предельный случай стационарного состояния чисто полевого протяженного объекта*.

Как легко заметить, что уравнения (A) (B.1), (B.2) не содержат, так же, как и вакуумные уравнения Эйнштейна (3.2), никаких произвольных констант (множитель  $\nu$  в уравнениях (B.1) сокращается, если учесть соотношение (3.4)). Поэтому уравнения (A), (B.1), (B.2) обобщают вакуумные уравнения Эйнштейна (3.2) и являются уравнениями Единого Поля – Поля Инерции. Эти уравнения впервые были осознаны как уравнения Физического Вакуума в двух депонированных автором монографиях [58,59].

Из соотношений (3.4)-(3.19) видно, что физические константы в уравнениях Физического Вакуума появляются после того, как будут найдены их решения, содержащие константы интегрирования и только затем, опираясь на известные фундаментальные физические теории (в нашем случае на теорию гравитации Эйнштейна), найденным константам придается физический смысл.

Кроме структурных уравнений (A), (B), в неголономной механике Декарта важную роль играют первые

$$R^{..i}{}_{[jkm]} = 2\nabla^*{}_{[j}\Omega^{..i}{}_{km]} + 4\Omega^{..n}{}_{[jk}\Omega^{..i}{}_{m]n} = 0 \quad (3.20)$$

и вторые

$$\nabla_{[p}R^i{}_{jk]m} = 0, \quad \nabla^*{}_{[p}P^i{}_{jk]m} = 0 \quad (3.21)$$

тождества Бианки геометрии  $A_4(6)$  [17]. Здесь ковариантные производные берутся относительно символов Кристоффеля  $\Gamma^i{}_{jk}$  и связности абсолютного параллелизма  $\Delta^i{}_{jk} = \Gamma^i{}_{jk} + T^i{}_{jk}$  соответственно. Из соотношений (2.18) следует  $R^i{}_{jkm} = -P^i{}_{jkm}$ , эти равенства позволяют написать тождества  $\nabla^*{}_{[p}R^i{}_{jk]m} = 0$  и получить закон сохранения тензора энергии-импульса материи (3.4) в виде

$$\nabla^*{}_i(R^{ik} - \frac{1}{2}g^{ik}R) = \nu\nabla^*{}_iT^{ik} = 0, \quad (3.22)$$

или

$$\nabla^*{}_iT^{ik} = 0. \quad (3.23)$$

Подставляя сюда тензор энергии-импульса  $T^{ik} = \rho c^2 u^i u^k$ ,  $u^k u_k = 1$ , получаем

$$\nabla^*{}_iT^{ik} = \nabla^*{}_i(\rho c^2 u^i u^k) = 0. \quad (3.24)$$

Поскольку  $\nabla^*{}_i g^{ik} = 0$  [17] и выполняется условие несжимаемости  $\nabla^*{}_i \rho = 0$  для «идеальной жидкости», то уравнения (3.24) распадаются на:

1) геометризованное уравнение непрерывности

$$\nabla^*{}_i(\rho u^i) = \partial_i(\rho u^i) + \rho u^n \Gamma^i{}_{nj} + \rho u^n T^j{}_{nj} = 0; \quad (3.25)$$

2) геометризованные уравнения, подобные гидродинамическим уравнениям Эйлера

$$\rho \frac{D^* u^k}{ds} = \rho \frac{du^k}{ds} + \rho \Gamma^k_{mn} u^m u^n + \rho T^k_{mn} u^m u^n = 0; \quad (3.26)$$

3) геометризованное уравнение для несжимаемой «идеальной жид кости»

$$\nabla^*_{i\rho} = \partial_i \rho = 0. \quad (3.27)$$

Если разделить уравнения (3.26) на  $\rho \neq 0$ , и учесть, что  $u^n = dx^n/ds$ , то мы получим уравнения движения начала ориентируемой материальной точки (2.29). Обобщенное уравнение неразрывности (3.25) описывает объекты с переменной массой, поскольку  $\partial_i(\rho u^i) \neq 0$ . В целом уравнения (3.25)-(3.27) описывают Физический Вакуум как несжимаемую жидкость, обобщая известные гидродинамические модели эфира.

### 3.3. Эксперименты, демонстрирующие зависимость массы от угловой скорости

Зависимость массы от линейной скорости следует из уравнений специальной теории относительности и давно известно теоретикам [60]. Что касается зависимости массы от угловой скорости вращения, неголономная релятивистская механика Декарта первая из фундаментальных теории предсказывает (в общем виде) эту зависимость через соотношения (3.10) и (3.11). В частном случае, когда выполняются соотношения (3.25)-(3.27), механика Декарта описывает динамику пластичного тела, обобщающую механику твердого тела Эйлера, поскольку расстояние между точками пластичного тела меняется со временем, что свойственно жидкости. Нерелятивистские уравнения движения центра масс свободного пластичного тела (3.25) в простейшем случае записываются как

$$\frac{d}{dt}(m(t)\vec{v}) = m(t) \frac{d}{dt} \vec{v} + \vec{v} \frac{d}{dt} m(t) = 0, \quad (3.28)$$

где масса  $m(t)$ , как это следует из соотношений (3.10) и (3.11), зависит от переменной угловой скорости  $m = m(\omega(t))$  и, значит, от времени. В уравнениях (3.28) второй член в правой части представляет собой силу инерции. Из уравнения (3.28) следует, что масса  $m$ , и, следовательно, энергия тела должна зависеть от частоты  $\omega$ , т.е.  $E = m(\omega)c^2$ , при этом изменение массы должно быть вызвано не реактивным выбросом массы, а в результате управления внутренними силами инерции. Зависимость энергии от угловой частоты вращения тела известна в нерелятивистской классической механике. Например, полная энергия вращающегося тела, записывается в виде  $E = m_0 v^2/2 + J\omega^2/2 = m_0 v^2/2 + L\omega/2$ ,  $L = m_0 \omega$ , где  $J$  – момент инерции,  $m_0$  – масса покоя,  $\omega$  – угловая скорость вращения тела и  $L$  – угловой момент. Из этой формулы видно, что в системе, где центр масс вращающегося тела покоится ( $v = 0$ ), масса покоя  $m_0$  будет зависеть от угловой частоты вращения  $\omega$  в соответствии с формулой  $E = m_0 c^2 = L\omega/2$ .

В случае свободного вращения пластичного тела тензор инерции  $J_{\alpha\beta}(t)$  меняется со временем и закон сохранения углового момента имеет вид

$$\frac{d}{dt}(J_{\alpha\beta}(t)\omega^\beta(t)) = J_{\alpha\beta}(t) \frac{d}{dt} \omega^\beta + \omega^\beta \frac{d}{dt} J_{\alpha\beta}(t) = 0, \quad (3.29)$$

где второй член в правой части представляет собой момент силы инерции. Из уравнений (3.29) следует, что частота вращения свободного от внешнего воздействия пластичного тела может меняться под действием сил инерции, действующих внутри этого тела.

На рис. 7 показаны экспериментальные проявления уравнений (3.29). Слева, на фото а) экспериментатор сидит на скамейке Жуковского и держит в руках гироскоп, вращающийся



Рис.7. Демонстрация изменения величины и направления угловой скорости вращения  $\vec{\omega}$  пластичного тела под действием внутренних сил инерции

по часовой стрелке с угловой скоростью  $\omega$ . Ось гироскопа ориентирована параллельно полу комнаты. Затем, экспериментатор начинает поворачивать ось гироскопа против часовой стрелки так, что его правая рука оказывается выше левой, при этом экспериментатор начинает вращаться вокруг вертикальной оси, проходящей через его тело, против часовой стрелки (фото b)). Если из положения а) он начнет поворачивать ось гироскопа по часовой стрелке так, что его левая рука окажется выше правой, то его тело начнет вращаться вокруг вертикальной оси по часовой стрелке (фото с)). Таким образом, уравнения (3.29) описывают изменение угловой скорости вращения  $\vec{\omega}$  пластичного тела не только по величине, но и по направлению [https://www.youtube.com/watch?v=U\\_ASf1wf5tw](https://www.youtube.com/watch?v=U_ASf1wf5tw), причем это изменение происходит под действием внутренних сил инерции, которыми экспериментатор управляет, находясь внутри системы. К этому мы привыкли и не видим в этом ничего странного, поскольку в уравнениях (3.29) полный угловой момент сохраняется и вращение происходит в двух пространственных углах  $\varphi_1, \varphi_2$ , вокруг двух пространственных осей.

Объяснить ускоренное движение центра масс системы на основе уравнений (3.28) можно следующим образом. Если мы будем исследовать вращение объектов в пространстве с четверкой трансляционных координат  $x, y, z, ct$  (в 10 мерном пространстве  $A_4(6)$  [17]), то в этом пространстве *имеется еще одна ось вращения*. Эта ось находится в пространственно-временном секторе, т.е. вращение происходит пространственно-временными углами  $\theta_1, \theta_2, \theta_3$  и ускорение центра масс может быть создано внутренними силами инерции. Интересно отметить, что изменение инерционной массы может быть наблюдаемо и у твердого тела, если оно испытывает многомерное вращение (прецессию и нутацию).

Зависимость инерционной массы от угловой частоты прецессии  $\vec{\Omega}_D$  гироскопа следует уже из уравнений механики гироскопа (уравнений Эйлера) с одной неподвижной точкой (точкой опоры)

$$\frac{d'\vec{P}}{dt} = m\vec{g} + \vec{R} - [\vec{\omega}\vec{P}], \quad \frac{d'\vec{L}}{dt} = [\vec{r}_c m\vec{g}] - [\vec{\omega}\vec{L}], |\vec{r}_c| = l. \quad (3.30)$$

Здесь  $|\vec{r}_c| = l$ , - расстояние от точки опоры до центра масс гироскопа,  $\vec{R}$ - реакция опоры. При вертикальном расположении оси вращения гироскопа прецессия в уравнениях (3.30) отсутствует, поскольку в этом частном случае выполняются соотношения  $\vec{P} = m[\vec{\omega}\vec{r}_c] = 0$ ,  $\vec{M} = [\vec{r}_c m\vec{g}] = 0$ ,  $\vec{\omega} = \vec{\omega}_r$ ,  $m\vec{g} + \vec{R} = 0$ , откуда следует  $\vec{R} = -m\vec{g}$ , т.е. сила реакции опоры равна весу гироскопа и центр масс гироскопа находится в покое. Другой результат получаем в случае прецессии ось вращения гироскопа. Тогда импульс центра масс отличен от нуля и определяется как

$$\vec{P} = m[\vec{\omega}\vec{r}_c] = m(\vec{\omega}_r + \vec{\Omega}_\Pi)\vec{r}_c = m[\vec{\Omega}_\Pi\vec{r}_c] \neq 0,$$

где  $\vec{\Omega}_\Pi$  - угловая скорость прецессии. В учебнике [16] на стр. 359 показано, что в случае прецессии реакция опоры  $\vec{R} \neq m\vec{g}$  и будет отличаться от значения  $m\vec{g}$  на величину порядка  $\vec{\Omega}_\Pi^2$ , т.е. весы покажут изменение веса прецессирующего гироскопа. Это теоретический вывод подтверждается экспериментально относительно простыми экспериментами.

На рис. 8 представлены результаты эксперимента, в котором, для измерения веса прецессирующего гироскопа использовались электронные весы. Частота собственного вращения гироскопа составляла 10 об/сек, в то время как частота прецессии была равна 0.9 об/сек. Вес гироскопа с подставкой составлял  $46.45 \pm 0.01$  гр. Измерение веса прецессирующего на подставке гироскопа дало значение  $46.3 \pm 0.01$ гр., т.е. разность в весе была  $0.15 \pm 0.01$ гр., что составляет значительную величину. В процессе измерения гироскоп был изолирован от внешнего пространство стеклянными перегородками для исключения влияния аэродинамических эффектов. Эксперименты, проведенные с использованием



Рис.8. Слева измерен вес подставки и гироскопа без прецессии; справа вес того же гироскопа на подставке во время его прецессии

электронных весов, обладающих на порядок большей точностью, подтвердили изменение массы прецессирующего гироскопа [http://www.youtube.com/watch?v=nABni2d\\_wG4](http://www.youtube.com/watch?v=nABni2d_wG4) .

Таким образом, вес прецессирующего гироскопа и вес гироскопа без прецессии будут различаться друг от друга, причем такое различие можно интерпретировать как квадратичную

зависимость массы прецессирующего гироскопа от угловой скорости прецессии  $\vec{\Omega}_\Pi$  в соответствии с формулой

$$m^* = m(1 - \Omega_\Pi^2 l \sin^2 \theta / g \cos \theta), \quad (3.31)$$

где  $\theta$  - угол прецессии,  $\Omega_\Pi = \mu l g / L$  - угловая скорость прецессии. Формула получена в предположении, что  $\Omega_\Pi \ll \omega$ . Из формулы (3.31) видно, что измеряемый вес прецессирующего гироскопа уменьшается. Еще один эксперимент, демонстрирующий уменьшение веса прецессирующего гироскопа, смотрите здесь

<https://www.youtube.com/watch?v=r9nZuoCj05Y>.

Экспериментальная зависимость массы твердого тела от угловой частоты вращения была обнаружена в ряде работ. Первые наблюдения потери веса у вращающегося гироскопа были опубликованы в 1958 г. в России Н. Козыревым, причем гироскоп Козырева прецессировал, поскольку основание гироскопа находилось в состоянии вибрации [61]. Опыты Н. Козырева были повторены японскими исследователями Х. Хаясаки и С. Такеучи [62] (рис.9). Их экспериментальные результаты по изменению веса гироскопов с массой  $175.504 \pm 0.001$  г. и  $139.863 \pm 0.001$  г. учитывали экранировку от внешнего магнитного поля Земли и некоторые другие факторы, вклад которых в изменение веса оказался незначительным. Авторы считают, что ускорение свободного падения  $\vec{g}$  в их эксперименте не меняется, поэтому полученные результаты интерпретируются как изменение инерционной массы гироскопа при его вращении. На рис. 9 справа представлены графики экспериментальных исследований, которые интересны тем, что вращение гироскопов вправо приводит к изменению веса гироскопов, в то время как вращение влево не меняет их веса.

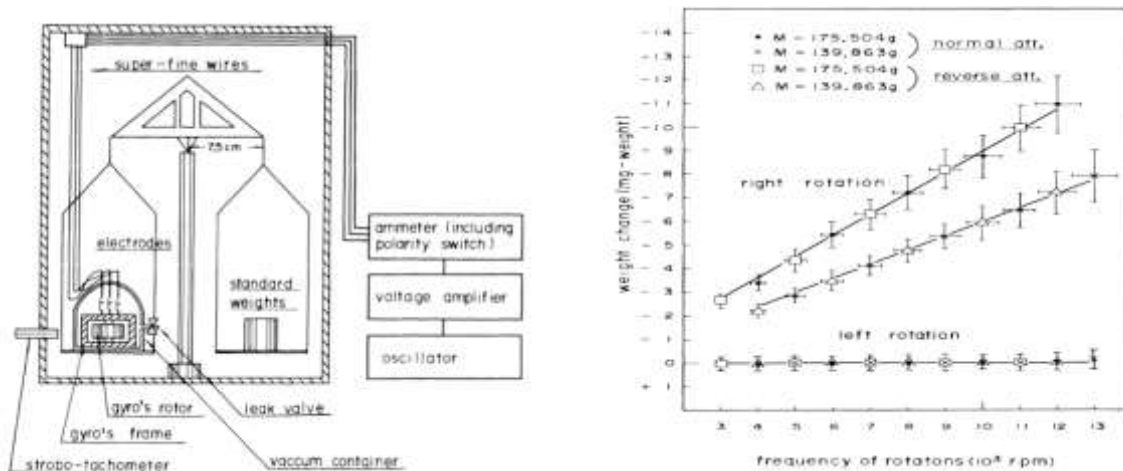


Рис.9. Эксперименты Хаясаки, показывающие вес у вращающегося гироскопа

Эти эксперименты показывают, что представление о массе тела, сформулированное в рамках механики материальной точки Ньютона, ограничено и не может быть использовано в общем случае.

Отсутствие физического глубокого понимания вращательного движения привело к тому, что до сих пор в теоретической механике считается (по умолчанию), что механика твердого тела Эйлера следует из механики материальной точки Ньютона [63]. С этим мнением несогласны исследователи, которые занимаются практическим использованием гироскопических систем. Вот что пишет по этому вопросу известный специалист по теории гироскопов К. Магнус [64]:

«Чтобы объяснить поведение вращающегося тела, часто проводят аналогию между вращательным движением тела и движением материальной точки (т.е. механики Ньютона (прим. автора)). Однако эта аналогия в теории гироскопа скорее вредна, чем полезна, так как область, в которой она справедлива, кончается как раз там, где начинаются типичные гироскопические явления (прецессия и нутация (прим. автора))».

Другой специалист по теории гироскопов Р. Граммель пишет [65]:

«Анизотропия твердого тела, порождаемая его вращением, не имеет аналога в механике материальной точки (т.е. механике Ньютона (прим. автора)). Если нанести удар по покоящейся материальной частице, она начинает двигаться в направлении ударного импульса. И, напротив, совсем не обязательно, чтобы приложение к покоящемуся телу ударного момента вызвало вращение тела именно вокруг той оси, относительно которой действовал момент».

В самом деле, в неголономной механике Декарта мы можем изучать механическую систему, которая получила название 4D гироскоп. Такой гироскоп может вращаться в шести углах  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \theta_1, \theta_2, \theta_3$ . Для практического анализа механических систем в механике Декарта удобно использовать уравнения поля (A), (B), записав их в формализме 1 + 3 расщепления [66-69]. Уравнения (A), (B) в этом формализме принимают вид

$$\nabla_{[b}u_{a]} + T^c{}_{[ab]}u_c = \nabla_{[b}u_{a]} - A_{[a}u_{b]} + \omega_{[ab]} = 0, \quad (A^{1+3})$$

$$R^d{}_{abc} - 2A_a(\omega_{bc} - A_{[b}u_{c]})u^d - 2\nabla_{[c}A_{|a|}u_{b]}u^d + 2\nabla_{[c}\omega_{|a|b]}u^d + 2\nabla_{[c}\sigma_{|a|b]}u^d + \frac{2}{3}\theta_{[c}h_{b]a}u^d - \frac{2\theta}{3}(u_a\omega_{bc} - u_aA_{[b}u_{c]} + \omega_{a[c}u_{b]} + \sigma_{a[c}u_{b]} + \frac{\theta}{3}h_{a[c}u_{b]})u^d = 0, \quad (B^{1+3})$$

где  $a, b, c \dots = 0, 1, 2, 3$  и поле инерции  $T^c{}_{ab}$  выражается через локальный единичный времени-подобный вектор  $u_b = dx_b/d\tau$ ,  $u_b u^b = -1$ ,  $d\tau^2 = h_{ab}dx^a dx^b$ ,  $h_{ab}$  - метрический тензор трехмерной поверхности, ортогональной вектору  $u_b$ , следующим образом

$$T^c{}_{ab} = e^c{}_i \nabla_a e^i{}_b = e^c{}_0 \nabla_a e^0{}_b = u^c \nabla_a u_b = -A_a u_b u^c + \omega_{ab} u^c + \sigma_{ab} u^c + \frac{1}{3}\theta h_{ab} u^c. \quad (3.32)$$

Здесь четыре параметра: ускорение  $A_a$ , вращение  $\omega_{ab}$ , сдвиг  $\sigma_{ab}$  и расширение  $\theta$  описывают различные виды ускоренного движения системы отсчета  $e^c{}_i$ .

Из уравнений ( $B^{1+3}$ ) следует известное в ОТО уравнение Райчаудури [67]

$$R_{ab}u^a u_b = \omega_{ab}\omega^{ab} - \sigma_{ab}\sigma^{ab} + \frac{1}{3}\theta^2 - \frac{d\theta}{d\tau}, \quad (3.33)$$

из которого видно, что можно управлять кривизной  $R_{ab}$  пространства, если мы сможем менять независимые параметры  $\omega_{ab}$ ,  $\sigma_{ab}$  и  $\theta$ , т.е. менять локальные, искусственно созданные поля инерции (3.32). Используя уравнение (3.33), английский физик М. Алькубьерре [70] предложил космическое транспортное средство, которое движется в космосе, используя двигатель, управляющий расширением пространства  $\theta$ . Экспериментальные и теоретические работы российских исследователей [71-76] показали, что использование параметра вращения  $\omega_{ab}$  более перспективно, поскольку между параметром ускорения  $A_a$  и параметром вращения  $\omega_{ab}$  существует связь [66]

$$\nabla_a \omega^a - A_a \omega^a = 0, \omega^a = \varepsilon^{abc} \omega_{bc} / 2, a, b, c \dots = 0, 1, 2, 3, \quad (3.34)$$

которая следует из тождества Риччи  $2\nabla_{[a}\nabla_{b]}u^a = R_{ab}{}^c{}_d u^d$ . Соотношение (3.34) представляет собой новый закон сохранения механики, неизвестный до сих пор. Незнание этого закона приводит к неприятию многих изобретений, в которых закон (3.34) наблюдается экспериментально. Так, например, из закона сохранения (3.34) следует, что *неравномерное вращение*  $\omega^a$  элементов двигателя внутри корпуса космического корабля должно порождать ускорение  $A_a$  его центра масс.

Этот вывод отменяет ту часть Положения 1.6 о научных открытиях, научных идеях, научных гипотезах, где речь идет о «невозможности движения за счет внутренних сил». В данном случае движение центра масс механической системы происходит под действием внутренних сил инерции, которые, как известно не удовлетворяют третьему закону механики Ньютона [16]. Именно это свойство сил инерции выводит их за рамки теоремы механики Ньютона, утверждающей невозможность движения изолированной системы под действием внутренних сил, которые по условиям теоремы должны удовлетворять третьему закону Ньютона.

Плотность материи (3.9) и масса (310) через параметры ускорение  $A_a$ , вращение  $\omega_{ab}$ , сдвиг  $\sigma_{ab}$  и расширение  $\theta$  выражаются следующим образом

$$\rho = \frac{1}{vc^2} \left( \nabla_a A^a + 2\omega^2 - 2\sigma^2 - \frac{d\theta}{d\tau} - \frac{1}{3}\theta^2 \right) , \quad (3.35)$$

$$m = \int \rho \sqrt{-g} dV = \frac{1}{vc^2} \int \left\{ \nabla_a A^a + 2\omega^2 - 2\sigma^2 - \frac{d\theta}{d\tau} - \frac{1}{3}\theta^2 \right\} \sqrt{-g} dV, \quad (3.36)$$

где  $\omega^2 = \omega_{ab}\omega^{ab}$ ,  $\sigma^2 = \sigma_{ab}\sigma^{ab}$ . Из (3.36) следует, что, меняя локально в механической системе параметры  $\omega_{ab}$ ,  $\sigma_{ab}$  и  $\theta$ , мы меняем массу, при этом выполняется закон сохранения (3.34). Учитывая (3.36), мы приходим к выводу, что для практических целей удобнее всего использовать параметр вращения  $\omega_{ab}$

Впервые в России изменение скорости центра масс под действием контролируемых сил инерции было продемонстрировано инженером Н.В. Толчиным [71], который использовал пластичное тело – симметричный вибратор с установленным на нем управляющим элементом под названием мотор-тормоз. Задача мотор-тормоза состояла в том, чтобы изменять угловую скорость вращения грузов  $m$  симметричного вибратора в различных угловых секторах [https://www.youtube.com/watch?v=bsXFBbqLn\\_0](https://www.youtube.com/watch?v=bsXFBbqLn_0). Н.В. Толчин назвал свое изобретение *инерцидом* и разработал несколько вариантов таких устройств, включая инерциды, установленные на крутильных весах [71].

В 2000 г. в Таиланде группой российских ученых был экспериментально и теоретически исследован 4D гироскоп, у которого основной элемент - мотор-тормоз был заменен сервомотором (рис.10). Специально разработанная компьютерная программа управляла сервомотором. Программа тормозила и ускоряла вращение грузов в определенных угловых секторах, при этом 4D гироскоп двигался только вперед, опровергая возражения оппонентов, утверждавших, что причиной движения являются силы трения между колесами поддерживающей тележки и подстилающей поверхностью.

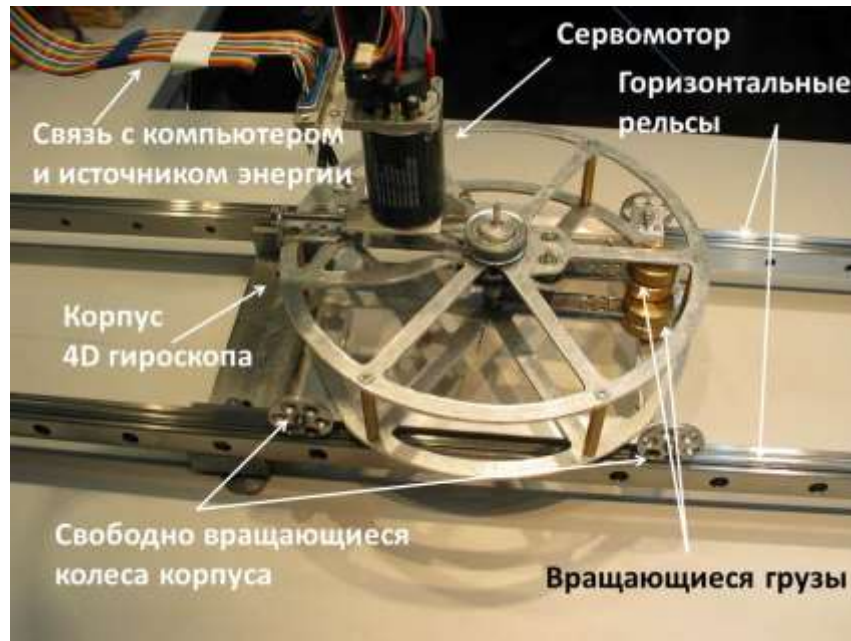


Рис.10. 4D гироскоп, управляемый через компьютер

На рис. 11 приведены сравнительные графики теоретических расчетов, проведенные с помощью математической программы Матлаб. Для этого, в рамках механики Ньютона,

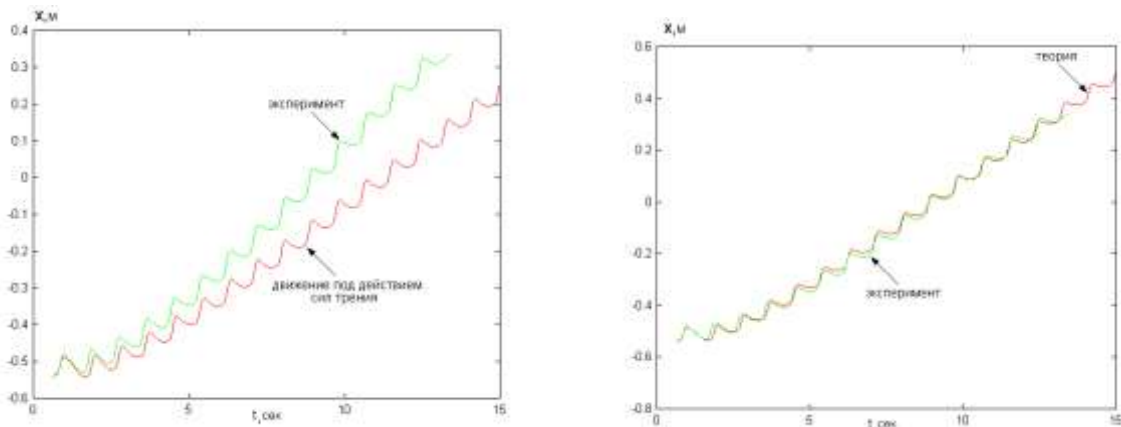


Рис.11. Сравнение экспериментальных и теоретических графиков: слева сравнивается теория Ньютона с учетом сил трения с экспериментом; справа сравнивается теория неголономной механики с экспериментом

была построена теория движения 4D гироскопа за счет нелинейных сил трения и, затем, полученная теоретическая кривая сравнивалась с экспериментальным графиком (рис.11 слева). Справа на рис. 11 сравниваются теоретическая кривая, полученная из уравнений неголономной механики Декарта с экспериментальной кривой. Это сравнение показывает, что причиной движения 4D являются внутренние силы инерции, действующие на его центр масс, а не силы трения.



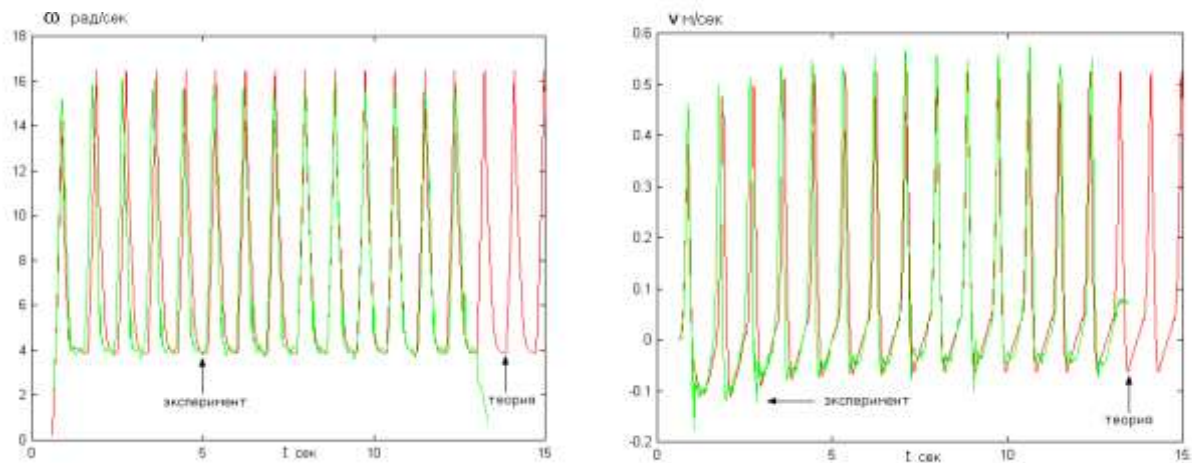


Рис. 12. Сравнение теоретических графиков с экспериментальными кривыми

На рис.12. сравниваются теоретические (вычисленные по уравнениям механики Декарта) и экспериментальными графики: слева для угловой скорости  $\omega$  вращения грузов  $m$  ; справа скорости  $v(t) = v_c + k^2 r \omega \sin \varphi (t)$  корпуса 4D гироскопа.

Со времен Ньютона и до наших дней в официальной науке не было, и до сих пор нет, уравнений физики, удовлетворяющих требованию вращательной относительности. Никто не вводил вращательных координат как элементов пространства и, соответственно, вращательной метрики (2.6) пространства. Перечислим кратко фундаментальные результаты, полученные благодаря ведению вращательной относительности в классической механике:

1. Торсионное поле  $T^i_{jk}$  проявляло себя в классической механике со времен Ньютона через силы инерции, но его значение в механике становится понятным только после введения в механику Вращательной относительности.
2. В природе нет инерциальных систем отсчета. Поэтому с самого начала «правильная» классическая механика должна сразу формулироваться в ускоренных системах отсчета. Механика ускоренных систем отсчета не голономна, поскольку всякое ускоренное движение есть вращение. Поэтому связь между голономными трансляционными координатами (например, координатами Декарта) и неголономными вращательными (например, углами Эйлера) неголономна.
3. Любое физическое движение сводится к вращению (гипотеза Декарта).
4. Введение неголономных вращательных координат в классической механике позволяет сделать четвертое обобщение (до этого были три: специальная, общая теории относительности и квантовая механика) классической механики, которое было названо механикой Декарта.
5. Законы сохранения механики Декарта обобщают законы сохранения механики Ньютона, поэтому возникла возможность создать транспортное средство принципиально нового типа, которое преобразует запас внутренней энергии аппарата в поступательную энергию его центра масс .
6. Теоретические и экспериментальные исследования 4D гироскопа приводят нас к выводу, что в истории науки он является первым (простейшим) прибором для управления пространством и временем [70-76].

## 4. Геометризация электродинамики - первая проблема Эйнштейна

Действие для вывода уравнений движения «пробной частицы» в теории гравитации Эйнштейна можно записать как

$$S = -mc \int ds = -mc \int (g_{ik} dx^i dx^k)^{1/2} = -mc \int \left( g_{ik} \frac{dx^i}{dt} \frac{dx^k}{dt} \right)^{1/2} dt = \int L dt, \quad (4.1)$$

где  $L$  – геометризованная функция Лагранжа. В нерелятивистском приближении слабого гравитационного поля (2.33) для метрики Шварцшильда (2.32) функцию Лагранжа можно представить как

$$L = -mc \left( g_{ik} \frac{dx^i}{dt} \frac{dx^k}{dt} \right)^{1/2} \approx T - U_N. \quad (4.2)$$

Здесь  $T$  – кинетическая энергия «пробной частицы» и  $U_N = m \varphi_N = -mMG/r$  – ньютоновская потенциальная энергия. На бесконечно большом расстоянии от источника поля эта энергия обращается в нуль  $L_\infty = T - U_N = T$  и пространство событий на бесконечности становится плоским. В результате из (4.2) мы имеем

$$L_\infty = -mc \left( \eta_{ik} \frac{dx^i}{dt} \frac{dx^k}{dt} \right)^{1/2} = T, \quad (4.3)$$

где  $\eta_{ik} = \eta^{ik} = \text{diag}(1 - 1 - 1 - 1)$  – метрический тензор псевдоевклидова пространства, при этом потенциальная энергия  $U_N$  может быть представлена как

$$U_N = L_\infty - L = -mc \left[ \left( \eta_{ik} \frac{dx^i}{dt} \frac{dx^k}{dt} \right)^{1/2} - \left( g_{ik} \frac{dx^i}{dt} \frac{dx^k}{dt} \right)^{1/2} \right]. \quad (4.4)$$

Отсюда следует простая формула для приближенной оценки потенциальной энергии взаимодействия пробной частицы и источника гравитационного поля

$$U = \frac{mc^2}{2} (g_{00} - 1). \quad (4.5)$$

### 4.1. Геометризация уравнений движения электродинамики

Чтобы получить из (4.5) потенциальную энергию Кулона  $U_C = -e \varphi_C$ , где  $\varphi_C = Ze/r$  – потенциал Кулона, создаваемый зарядом  $Ze$  в геометризованной электродинамике, необходимо выбрать метрику пространства в виде

$$ds^2 = \left( 1 + \frac{e}{m} \frac{2\varphi_C}{c^2} \right) c^2 dt^2 - \left( 1 + \frac{e}{m} \frac{2\varphi_C}{c^2} \right)^{-1} dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2). \quad (4.6)$$

Здесь знак минус  $k = -e/m$  выбрал из соображений притяжения между пробным зарядом  $-e$  и зарядом источника  $+Ze$ . Метрику (4.6) можно получить как решение вакуумных уравнений  $R_{ik} = 0$ , сферически-симметричное решение которых подобно решению Шварцшильда (2.32), но зависящее от кулоновского потенциала источника  $\varphi_C = Ze/r$  и от отрицательного удельного заряда  $k = -e/m$  пробной частицы.

Покажем, что уравнения геодезических пространства с метрикой (4.6) переходят в уравнения классической электродинамики

$$\frac{du^i}{ds_0} = \frac{e}{mc^2} F^{ki} u_k, \quad i, k = 0, 1, 2, 3, \quad (4.7)$$

где

$$F_{ik} = A_{k,i} - A_{i,k} = \frac{\partial A_k}{\partial x_i} - \frac{\partial A_i}{\partial x_k} = \begin{pmatrix} 0 & E_x & E_y & E_z \\ -E_x & 0 & -H_z & H_y \\ -E_y & H_z & 0 & -H_x \\ -E_z & -H_y & H_x & 0 \end{pmatrix} \quad (4.8)$$

- тензор электромагнитного поля и  $A_k$ - 4D потенциал электромагнитного поля,  $c$  - скорость света и где  $ds_0$  - интервал пространства Минковского

$$ds_0 = \sqrt{c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2} = cdt \sqrt{\left(1 - \left\{ \left(\frac{dx}{cdt}\right)^2 + \left(\frac{dy}{cdt}\right)^2 + \left(\frac{dz}{cdt}\right)^2 \right\}\right)} \quad (4.9)$$

при условиях :

1. Слабости электромагнитных полей.
2. Нерелятивистского приближения векторного потенциала  $A_i$
3. Система отсчета наблюдателя (квази)инерциальна.

Рассмотрим пространство событий электродинамики, которое представляет собой точечное многообразие со структурой параметрического риманова пространства и на котором задана трансляционная риманова метрика [77]

$$ds^2 = g_{ik} dx^i dx^k, \quad i, k, \dots = 0, 1, 2, 3 \quad (4.10)$$

с метрическим тензором

$$g_{ik}(x^i, k) = \eta_{ik} + ka_{ik}, \quad (4.11)$$

зависящим от координат  $x^i$  и от удельного заряда пробной частицы  $k = e/m$ . В общем случае будем считать, что потенциал сильного электромагнитного поля представляет собой симметричный тензор

$$a_{ik} = a_{ki}. \quad (4.12)$$

Для вывода уравнений движения пробного заряда (уравнений геодезических) в этом пространстве запишем функцию действия, учетом (4.11), в виде

$$S = -mc \int ds = mc \int (g_{ik} dx^i dx^k)^{1/2} = -mc \int \left(1 + ka_{ik} \frac{dx^i}{ds_0} \frac{dx^k}{ds_0}\right)^{1/2} ds_0, \quad (4.13)$$

где

$$ds_0 = (\eta_{ik} dx^i dx^k)^{1/2}, \quad \eta_{ik} = \eta^{ik} = \text{diag}(1 - 1 - 1 - 1) \quad (4.14)$$

- интервал пространства Минковского (4.9). Распишем второй член в скобках в соотношении (4.13), содержащий потенциал  $a_{ik}$ , в виде

$$\frac{e}{m} \left\{ a_{00} \left( \frac{dx^0}{ds_0} \right)^2 + 2a_{\alpha 0} \frac{dx^\alpha}{ds_0} \frac{dx^0}{ds_0} + a_{\alpha\beta} \frac{dx^\alpha}{ds_0} \frac{dx^\beta}{ds_0} \right\}, \quad \alpha, \beta \dots = 1, 2, 3 \quad (4.15)$$

и введем обозначения

$$A_0 = \frac{c^2}{2} a_{00} \frac{dx^0}{ds_0}, \quad A_\alpha = a_{\alpha 0} c^2 \frac{dx^0}{ds_0} + \frac{c^2}{2} a_{\alpha\beta} \frac{dx^\beta}{ds_0}, \quad \alpha, \beta = 1, 2, 3. \quad (4.16)$$

В результате соотношение (4.15) можно записать как через векторный потенциал (4.16) в виде

$$\frac{2e}{m} \left\{ A_0 \frac{dx^0}{ds_0} + A_\alpha \frac{dx^\alpha}{ds_0} \right\} = \frac{2e}{mc^2} A_i \frac{dx^i}{ds_0}, \quad i = 0, 1, 2, 3. \quad (4.17)$$

Подставляя (4.17) в (4.13), получим интервал пространства в виде

$$ds = \left( 1 + \frac{2e}{mc^2} A_i \frac{dx^i}{ds_0} \right)^{1/2} ds_0. \quad (4.18)$$

Интервал (4.18) мало отличается от интервала Минковского (4.14) (слабые геометризованные электромагнитные поля), если выполняется условие

$$\left| \frac{2e}{mc^2} A_i \frac{dx^i}{ds_0} \right| \ll 1, \quad (4.19)$$

при этом в (4.18) мы можем представить скобку в виде ряда

$$\left( 1 + \frac{2e}{mc^2} A_i \frac{dx^i}{ds_0} \right)^{1/2} = 1 + \frac{e}{mc^2} A_i \frac{dx^i}{ds_0} + \dots, \quad (4.20)$$

Ограничиваясь в (4.20) первыми двумя членами, запишем (4.18) как

$$ds = \left( 1 + \frac{e}{mc^2} A_i \frac{dx^i}{ds_0} \right) ds_0. \quad (4.21)$$

Решая вариационную задачу с действием (4.21), получим геометризованные уравнения движения в виде уравнений (4.7). Решая вариационную задачу с действием (4.13), получим геометризованные уравнения движения заряженной пробной частицы с массой  $m$  и зарядом  $e$  в сильном электромагнитном поле в виде уравнений геодезических [17]

$$\frac{d^2 x^i}{ds^2} = -\Gamma^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} = \frac{e}{mc^2} E^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds}, \quad (4.22)$$

параметрического риманова пространства с метрическим тензором (4.11). Здесь напряженность сильного электромагнитного поля  $E^i_{jk}$  определяется как

$$E^i_{jk} = -\frac{c^2}{2} g^{im} (a_{jm,k} + a_{km,j} - a_{jk,m}) = -\frac{mc^2}{e} \Gamma^i_{jk} \quad (4.23)$$

и, подобно символам Кристоффеля  $\Gamma^i_{jk}$ , преобразуется не как тензор относительно преобразований трансляционных координатных  $x^i$

$$E^{i'_{j'k'}} = \frac{\partial^2 x^i}{\partial x^{j'} \partial x^{k'}} \frac{\partial x^{i'}}{\partial x^i} + \frac{\partial x^j}{\partial x^{j'}} \frac{\partial x^k}{\partial x^{k'}} \frac{\partial x^{i'}}{\partial x^i} E^{i_{jk}}. \quad (4.24)$$

Электромагнитное поле, искривляющее пространство, считается слабым, если в (4.13) выполняется условие

$$\left| k a_{ik} \frac{dx^i}{ds_0} \frac{dx^k}{ds_0} \right| \ll 1. \quad (4.25)$$

Применяя неравенство (4.25) при нерелятивистских скоростях и для компоненты  $a_{00}$ , из метрики (4.6), имеем

$$\left| \frac{2Ze^2}{mc^2 r} \right| = \left| \frac{r_e}{r} \right| \ll 1, \quad (4.26)$$

де мы ввели *электромагнитный радиус*

$$r_e = \pm \frac{2Ze^2}{mc^2} = \text{const} \quad (4.27)$$

Здесь знак + соответствует притяжению между  $-e$  и  $Ze$  (или  $e$  и  $-Ze$ ), а знак  $-$  отталкиванию между  $-e$  и  $-Ze$  (или  $e$  и  $Ze$ ). При взаимодействии двух зарядов  $-e$  и  $e$ , при условии, что масса  $m$  пробного заряда много меньше массы  $M$  заряда  $e$ , создающего поле, электромагнитный радиус равен удвоенному классическому радиусу электрона

$$r_e = \frac{2e^2}{mc^2} \approx 5.6 \cdot 10^{-13} \text{ см}. \quad (4.28)$$

Таким образом, уравнения вида (4.7) геометризированной электродинамики достаточно точно описывают движение зарядов в электромагнитных полях при нерелятивистских скоростях, если, согласно (4.26) и (4.28),  $r \gg r_e$ , что соответствует полям

$$E, H \ll 10^{16} \text{ ед. СГСЕ}. \quad (4.29)$$

Электрическое поле на расстоянии первого радиуса борвской орбиты в атоме водорода составляет значение  $E \approx 10^8 \text{ ед. СГСЕ}$ , поэтому *приближенные уравнения (4.7) достаточно точно описывают электродинамику атомных систем.*

## 4.2 Геометризация уравнений поля электродинамики

Уравнения поля геометризированной электродинамики [17]

$$R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} R = \frac{8\pi k}{c^4} T_{ik}, \quad (4.30)$$

имеют вид подобный уравнениям Эйнштейна, но в данном случае тензор Римана  $R^i_{jkm}$  в (4.30) определяется через геометризованное электромагнитное поле (4.23) как

$$R^i{}_{jkm} = -2 \frac{e}{mc^2} \partial_{[k} E^i{}_{|j|m]} + 2 \frac{e^2}{m^2 c^4} E^i{}_{s[k} E^s{}_{|j|m]}. \quad (4.31)$$

Свертывая этот тензор по индексам  $i$  и  $k$ , получим тензор Риччи  $R_{jm} = R^i{}_{jim}$

$$R_{jm} = -2 \frac{e}{mc^2} \partial_{[i} E^i{}_{|j|m]} + 2 \frac{e^2}{m^2 c^4} E^i{}_{s[i} E^s{}_{|j|m]}, \quad (4.32)$$

Для точечного источника с зарядом  $Ze$  и с плотностью заряда  $\rho = Ze\delta(\vec{x})$  тензор энергии импульса в уравнениях (4.30) имеет вид

$$T_{ik} = \rho c^2 u_i u_k = e\delta(\vec{x}) c^2 u_i u_k, \quad u^i u_i = 1. \quad (4.33)$$

Решая уравнения (4.30), мы можем получить решения вакуумных уравнений  $R_{ik} = 0$ . Сферически-симметричное решение (4.6), подобное решению Шварцшильда, но зависящее от кулоновского потенциала источника  $\varphi_C = Ze/r$ , мы уже использовали при выводе уравнений движения (4.7).

Для вывода уравнений Максвелла

$$\frac{\partial F^{ik}}{\partial x^k} = -\frac{4\pi}{c} j^i, \quad j^i = \rho \frac{dx^i}{dt}, \quad \rho = e\delta(\vec{r}), \quad (4.34)$$

из уравнений поля (4.30) удобно представить метрику (4.6) в (квази)декартовых координатах  $x, y, z$

$$ds^2 = \left(1 + \frac{e}{m} \frac{2\varphi_C}{c^2}\right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{e}{m} \frac{2\varphi_C}{c^2}\right) (dx^2 + dy^2 + dz^2), \quad (4.35)$$

где

$$a_{00} = \frac{2\varphi_C}{c^2}, \quad a_{\alpha 0} = 0, \quad a_{\alpha\beta} = \frac{2\varphi_C}{c^2} \delta_{\alpha\beta}. \quad (4.36)$$

В слабых электромагнитных полях вакуумные уравнения общерелятивистской электродинамики  $R_{ik} = 0$  представляются как [78]

$$R_{ik} = -\frac{k}{2} \left( \Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) a_{ik} = 0, \quad (4.37)$$

где  $a_{ik}$  – тензорный потенциал сильного гравитационного поля. Используя нерелятивистское приближение векторного потенциала (4.16), несложно показать, что из (4.37) следуют уравнения для 4D потенциала электромагнитного поля  $A_i$

$$\left( \Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) A_i = 0. \quad (4.38)$$

Свертывая уравнения (4.30) с метрическим тензором  $g^{ik}$  и учитывая соотношение  $g^{ik} g_{ik} = 4$ , имеем

$$R = \frac{8\pi k}{c^4} T, \quad T = T^i{}_i. \quad (4.39)$$

Соотношения (4.39) позволяют переписать уравнения (4.30) в виде

$$R_{ik} = \frac{8\pi k}{c^4} \left( T_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} T \right). \quad (4.40)$$

Следуя А. Фоку [78], мы потребуем для уравнений поля (4.40) выполнения:

1. Условия слабости поля (4.25) для тензора (4.32).
2. Условие гармоничности для (квази)декартовых  $x^i$  координат [78]

$$\left(\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) x^i = 0. \quad (4.41)$$

В этом приближении для  $R_{ik}$  находим

$$R_{ik} = -\frac{k}{2} \left(\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) a_{ik}. \quad (4.42)$$

Расписывая уравнения (4.42) покомпонентно, имеем

$$\frac{1}{k} R_{00} = -\frac{1}{2} \left(\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) a_{00} = \frac{8\pi}{c^4} \left(T_{00} - \frac{1}{2} g_{00} T\right), \quad (4.43)$$

$$\frac{1}{k} R_{\alpha 0} = -\frac{1}{2} \left(\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) a_{\alpha 0} = \frac{8\pi}{c^4} \left(T_{\alpha 0} - \frac{1}{2} g_{\alpha 0} T\right), \quad (4.44)$$

$$\frac{1}{k} R_{\alpha\beta} = -\frac{1}{2} \left(\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) a_{\alpha\beta} = \frac{8\pi}{c^4} \left(T_{\alpha\beta} - \frac{1}{2} g_{\alpha\beta} T\right). \quad (4.45)$$

где

$$T_{00} - \frac{1}{2} g_{00} T = \frac{1}{2} \rho c^2, \quad (4.46)$$

$$T_{\alpha 0} - \frac{1}{2} g_{\alpha 0} T = \rho c^2 v^\alpha, \quad (4.47)$$

$$T_{\alpha\beta} - \frac{1}{2} g_{\alpha\beta} T = \frac{1}{2} \rho c^2 \delta_{\alpha\beta}. \quad (4.48)$$

Подставляя (4.46) в (4.43), находим

$$\left(\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) \frac{a_{00}}{2} = \frac{4\pi}{c^2} \rho, \quad (4.49)$$

Умножая это соотношение слева на  $c^2 u^0 = c^2 dx^0/ds_0$ , получим

$$\left(\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) A_0 = -\frac{4\pi}{c} j_0, \quad (4.50)$$

где в нерелятивистском приближении порядка  $v/c$  компонента  $A_0$ , с учетом решения (4.35), имеет вид

$$A_0 = \frac{c^2}{2} a_{00} = \varphi_c = \frac{Ze}{r}, \quad (4.51)$$

что совпадает с компонентой  $A_0$  потенциала (4.16), а  $j_0$  определяется как

$$j_0 = j^0 = \rho c u^0 = \rho \frac{dx^0}{dt}. \quad (4.52)$$

Здесь  $\rho$  — плотность источника поля в системе отсчета, где он покоится. Таким образом, потенциал  $A_0$  для слабых электромагнитных полей удовлетворяет уравнению (4.50).

(Квази)статический потенциал (4.51) определяется из решения уравнения (4.50) в виде объемного интеграла

$$\varphi_C = \int \frac{\rho}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dx' dy' dz'. \quad (4.53)$$

Далее, метрика (4.35) записана в системе отсчета, в которой заряд  $e$  покоится. Если источник поля движется со скоростью  $u_\alpha$ , то, кроме потенциала (4.51), мы имеем 3D векторный потенциал

$$A_\alpha = \int \frac{\rho u_\alpha}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dx' dy' dz'. \quad (4.54)$$

Для движущегося со скоростью  $u_\alpha$  вместо метрики (4.35), мы имеем метрику следующего вида [78]

$$ds^2 = \left(1 + \frac{e}{m} \frac{2\varphi_C}{c^2}\right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{e}{m} \frac{2\varphi_C}{c^2}\right) (dx^2 + dy^2 + dz^2) + \frac{8}{c^2} \left(\frac{e}{m} 2\varphi_C^x dx + \frac{e}{m} 2\varphi_C^y dy + 2\varphi_C^z dz\right) dt, \quad (4.55)$$

откуда, в нерелятивистском приближении порядка  $v/c$

$$a_{00} = \frac{2\varphi_C}{c^2}, \quad a_{\alpha 0} = \frac{4}{c^2} A_\alpha, \quad a_{\alpha\beta} = \frac{2\varphi_C}{c^2} \delta_{\alpha\beta}.$$

Подставляя эти соотношения в (4.44), (4.45) и, учитывая (4.46)-(4.48), получим

$$\left(\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) A_\alpha = -\frac{4\pi}{c} j_\alpha, \quad (4.56)$$

$$\left(\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) \varphi_C \delta_{\alpha\beta} = -\frac{4\pi}{c} \rho \delta_{\alpha\beta}. \quad (4.57)$$

Объединяя уравнения (4.50) и (4.56), получим 4D геометризованные уравнения Максвелла (4.7), записанные через 4D потенциал  $A_i$

$$\left(\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) A_i = -\frac{4\pi}{c} j_i, \quad j^i = (\rho c, \rho u^\alpha), \quad i = 0, 1, 2, 3. \quad (4.58)$$

Подводя итог, мы приходим к заключению, что геометризованные уравнения движения (4.7) и геометризованные уравнения Максвелла (4.58) следуют из уравнений (4.22) и (4.30) общерелятивистской электродинамики сильных полей при условии слабости поля (4.29) и с точностью до релятивистских членов порядка  $v^2/c^2 \ll 1$ .



## 5. Некоторые следствия геометризированной электродинамики

Решения вакуумных уравнений  $R_{ik} = 0$  электродинамики сильных полей (4.30) содержат короткодействующие добавки к потенциалу Кулона.

### 5.1. Ядерные и спиновые потенциальные энергии

Нерелятивистская потенциальная энергия

$$U = mc^2(g_{00} - 1)/2$$

этих решений имеет следующий вид [17]:

- 1) короткодействующая (ядерная) потенциальная энергия

$$U_{eN} = -\frac{mc^2}{2} \frac{2r_N^2}{r^2 + r_N^2}, r_N = const; \quad (5.1)$$

- 2) потенциальная кулоновская энергия с короткодействующей ядерной энергией

$$U_{eN} = -\frac{mc^2}{2} \frac{rr_e + 2r_N^2}{r^2 + r_N^2}, \quad r_e = \pm \frac{2Zze^2}{mc^2} = const, \quad r_N = const, \quad (5.2)$$

где знак + означает притяжение между зарядом  $ze$ ,  $z = 1,2,3 \dots$  с массой  $m$  и центральным зарядом  $Ze$ ,  $Z = 0,1,2,3 \dots$ , а знак – отталкивание,  $r_N$  - новая короткодействующая константа интегрирования. Из (5.1) и (5.2) видно, что эти потенциальные энергии зарядово-независимы, и именно это свойство наблюдается в ядерных взаимодействиях.

- 3) потенциальная энергия электро-ядерного взаимодействия с учетом вращения источника поля

$$U = \frac{mc^2}{2} \left( \frac{r^2 - rr_e - r_N^2 + r_s^2 \cos^2 \theta}{r^2 + (r_N - r_s \cos \theta)^2} - 1 \right), \quad (5.3)$$

$$r_e = const, \quad r_N = const, \quad r_s = const, \quad (5.4)$$

где  $r_N$  и  $r_s$  - короткодействующие константы, описывающие ядерные и слабые взаимодействия.

Чтобы отказаться от феноменологического описания ядерных сил, электромагнитных формфакторов и слабых взаимодействий, проходящих с учетом нейтрино, сотрудниками института Физики Вакуума [www.shipov-vacuum](http://www.shipov-vacuum) Е.А. Губаревым и А.Н. Сидоровым и Г.И. Шиповым было предложено использовать решения вакуумных уравнений  $R_{ik} = 0$  с потенциальными энергиями (5.1)- (5.3) [83-87].

После обширных вычислительных работ, в которых было проведено сравнение теоретических сечений упругого рассеяния нейтронов и протонов на ядрах ряда элементов, рассчитанных с использованием потенциальной энергии (5.2) с соответствующими экспериментальными кривыми. Было показано, что потенциальная энергия (5.3) хорошо описывает ядерные и электро-ядерные взаимодействия. На рис.2 приводится один из графиков сравнений теории и эксперимента. Теоретическая кривая представляет собой

дифференциальное сечение рассеяния заряженной частицы – протона с энергией покоя 938,5 Мэв и кинетической энергией 17 Мэв. Экспериментальные точки - дифференциальное сечение упругого рассеяния протонов энергии 17 Мэв на ядрах меди. Хорошее совпадение теории

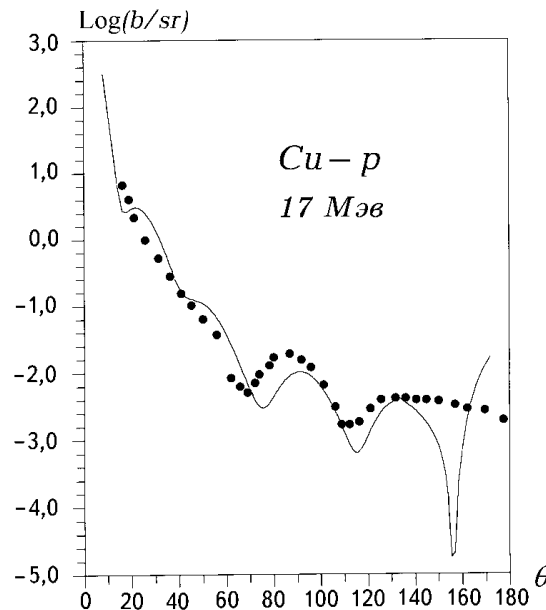


Рис.13. Упругое рассеяние протонов с энергией 17 Мэв на ядрах меди

и эксперимента говорит о том, что ядерные и электро-ядерные взаимодействия (возможно, слабые взаимодействия и электромагнитные формфакторы элементарных частиц и ядер) являются следствием проявления сильных электромагнитных полей, следующих из решений уравнений электродинамики сильных полей (4.30). В этом случае объединение, например, электромагнитных и ядерных взаимодействий происходит естественным путем без привлечения дополнительных гипотез относительно феноменологических ядерных полей.

В общем случае, когда необходимо учитывать сразу электромагнитные и гравитационные взаимодействия заряженной и массивной частицы, метрика (4.45) может быть записана в виде

$$ds^2 = \left(1 - \frac{r_g \pm |r_e|}{r}\right) c^2 dt^2 - \left(1 + \frac{r_g \pm |r_e|}{r}\right) (dx^2 + dy^2 + dz^2), r_g = 2MG/c^2, r_e = 2Ze^2/mc^2. \quad (5.5)$$

Здесь  $r_g = 2MG/c^2$  – гравитационный радиус частицы с массой  $M \gg m$ . Если мы будем рассматривать движение электрона в электромагнитном и гравитационном полях атома водорода, то в этом случае  $|r_g| \ll |r_e|$  и мы вполне можем пренебречь гравитационными взаимодействиями, рассматривая искривление пространства событий только за счет электромагнитного взаимодействия электрона с ядром.

Так же, как и в случае метрики Шварцшильда в теории гравитации Эйнштейна, в геометризованной электродинамике на расстоянии

$$r = r_e = 2r_{\kappa l} \approx 5.6 \times 10^{-13} \text{ см} \quad (5.6)$$

от центра ядра мы имеем сингулярную 3D сферу, на которой заканчивается кулоновское поле ядра. Если пренебречь собственным вращением ядра (спином), то, согласно электродинамике Максвелла-Лоренца, электрон, вращаясь вокруг ядра, должен излучать электромагнитные волны и падать на ядро. В конечном итоге электрон должен быть поглощен ядром, уйдя под 3D сферу с радиусом (5.6) (быть поглощенным электромагнитной «черной дырой»). Этого не происходит, если мы будем учитывать собственное вращение ядра, т.е. использовать решение вакуумных уравнений, приводящее к потенциальной энергии (5.3) при равном нулю ядерном взаимодействии. На рис. 14 представлена потенциальная энергия взаимодействия между электроном и ядром атома водорода, когда

$$r_s \approx 0.4 \times 10^{-12} \text{ см} \quad (5.7)$$

и зависимость от азимутального угла  $\theta$  фиксирована.

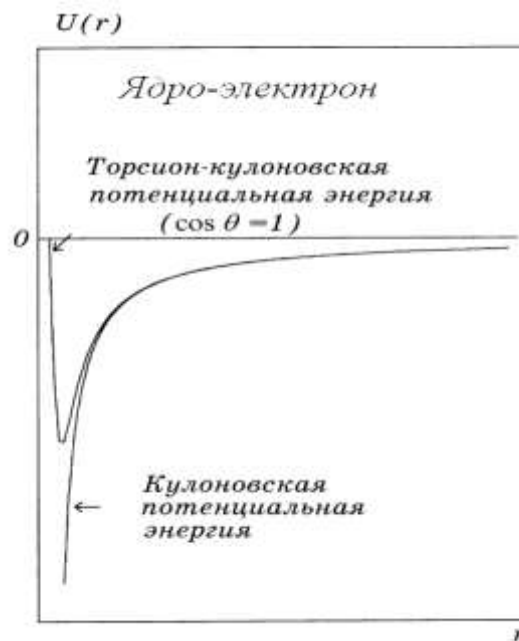


Рис. 14. Вращение ядра приводит к отталкиванию электрона на ядерных расстояниях

Из графика видно, что на «ядерных расстояниях» упругое рассеяние электронов на ядрах будет отличаться от кулоновского из-за влияния спина ядра. Отклонение от кулоновского рассеяния электронов на расстояниях (5.7) впервые было обнаружено Кинзингером [88] и детально исследовано Хофстадтером [89,90]. Поскольку на тот момент знания о потенциальной энергии (5.3) отсутствовали, то решено было объяснять наблюдаемые явления путем введения феноменологических характеристик ядер, получивших название электромагнитных формфакторов [82]. Однако сейчас мы можем искать объяснение этих явлений, используя точные решения уравнений поля (4.30) геометризированной электродинамики.

## 5.2. Скалярные поля Тесла в геометризированной электродинамике

Используя условие слабости электромагнитного поля (3.25), запишем известное соотношение [37]

$$\Gamma^i_{jk} = \eta^{im} \Gamma_{m,jk} = \pm \Gamma_{i,jk} \begin{pmatrix} i = 1,2,3 \\ i = 0 \end{pmatrix}.$$

Разделяя в уравнениях (4.22) пространственную и временную части, находим

$$\frac{d^2 x^0}{ds^2} = \Gamma_{0,jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} = -\frac{e}{mc^2} E_{0,jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds}, \quad (5.8)$$

$$\frac{d^2 x^\alpha}{ds^2} = -\Gamma_{\alpha,jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} = \frac{e}{mc^2} E_{\alpha,jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds}, \quad (5.9)$$

$$\alpha, \beta, \gamma \dots = 1, 2, 3, \quad i, j, k \dots = 0, 1, 2, 3.$$

При условии слабости поля (4.25) заменим в уравнениях (5.8), (5.9)  $ds$  на интервал пространства Минковского (4.14) Кроме того, в нерелятивистском приближении выполняются приближенные равенства

$$ds_0 \approx c dt, \quad \frac{dx^0}{ds_0} \approx 1, \quad \frac{dx^\alpha}{ds_0} \approx \frac{1}{c} \frac{dx^\alpha}{dt}, \quad \frac{dx^i}{ds_0} \frac{dx^k}{ds_0} \approx \frac{v^2}{c^2} \ll 1. \quad (5.10)$$

Используя формулу для перехода от параметра  $ds_0$  к параметру  $dx^0$  [37, стр. 634]

$$\frac{d^2 x^\alpha}{dx^{0^2}} = \frac{\frac{d^2 x^\alpha}{ds_0^2} \frac{dx^0}{ds_0} - \frac{d^2 x^0}{ds_0^2} \frac{dx^\alpha}{ds_0}}{\left(\frac{dx^0}{ds_0}\right)^3} \approx \frac{d^2 x^\alpha}{ds_0^2} - \frac{d^2 x^0}{ds_0^2} \frac{dx^\alpha}{ds_0},$$

запишем (5.9) в виде

$$\frac{d^2 x^\alpha}{dx^{0^2}} = \frac{e}{mc^2} \left\{ E_{\alpha,jk} \frac{dx^j}{ds_0} \frac{dx^k}{ds_0} + E_{0,jk} \frac{dx^j}{ds_0} \frac{dx^k}{ds_0} \frac{dx^\alpha}{ds_0} \right\}. \quad (5.11)$$

В силу условий (5.10) сохраним во втором члене справа компоненты  $E_{0,jk}$  с  $j = k = 0$ , а в первом члене компоненты с  $j = k = 0$ ,  $j = 0, k = \beta, j = \beta, k = 0$ , тогда из (5.11) имеем

$$\frac{d^2 x^\alpha}{dx^{0^2}} = \frac{e}{mc^2} \left\{ E_{\alpha,00} \frac{dx^0}{ds_0} \frac{dx^0}{ds_0} + 2E_{\alpha,\beta 0} \frac{dx^\beta}{ds_0} \frac{dx^0}{ds_0} + E_{0,00} \frac{dx^0}{ds_0} \frac{dx^0}{ds_0} \frac{dx^\alpha}{ds_0} \right\}. \quad (5.12)$$

Используя формулу (4.23), находим

$$E_{\alpha,00} = c^2 \left( \frac{1}{2} \frac{\partial a_{00}}{\partial x^\alpha} - \frac{1}{c} \frac{\partial a_{\alpha 0}}{\partial t} \right), \quad 2E_{\alpha,\beta 0} = -c^2 \left( \frac{\partial a_{\alpha 0}}{\partial x^\beta} - \frac{\partial a_{\beta 0}}{\partial x^\alpha} \right) - c^2 \frac{1}{c} \frac{\partial a_{\alpha\beta}}{\partial t}, \quad E_{0,00} = -c^2 \frac{1}{2c} \frac{\partial a_{00}}{\partial t}. \quad (5.13)$$

Введем обозначения

$$A_0 = \frac{c^2}{2} a_{00}, \quad A_\alpha = c^2 a_{\alpha 0}. \quad (5.14)$$

Поскольку в нашем приближении  $dx^0/ds_0 \approx 1$ , то вместо (5.14) мы можем записать

$$A_0 = \frac{c^2}{2} a_{00} \frac{dx^0}{ds_0}, \quad A_\alpha = a_{\alpha 0} c^2 \frac{dx^0}{ds_0}, \quad \alpha, \beta = 1, 2, 3. \quad (5.15)$$

В принятых обозначениях (5.12) принимает вид

$$\frac{du^\alpha}{ds_0} = \frac{e}{mc^2} \left\{ F^{\alpha 0} u_0 + F^{\alpha\beta} u_\beta - c^2 \frac{1}{c} \frac{\partial a_{\alpha\beta}}{\partial t} \frac{dx^0}{ds_0} u^\beta - \frac{1}{c} \frac{\partial A_0}{\partial t} \frac{dx^0}{ds_0} u^\alpha \right\}, \quad (5.16)$$

где

$$F_{\alpha k} = A_{k,\alpha} - A_{\alpha,k}, \quad \alpha, \beta, \gamma \dots = 1,2,3, \quad i, j, k \dots = 0,1,2,3. \quad (5.17)$$

Используя (5.17), запишем (5.16) как

$$\frac{du^\alpha}{ds_0} = \frac{e}{mc^2} \left\{ F^{k\alpha} u_k - \frac{1}{c} \frac{\partial A_0}{\partial t} \frac{dx^0}{ds_0} u^\alpha - c^2 \frac{1}{c} \frac{\partial a_{\alpha\beta}}{\partial t} u^\beta \right\}, \quad (5.18)$$

- где  $F^{k\alpha}$  компоненты тензора электромагнитного поля (4.8). Уравнения (5.18), как легко видеть, совпадают с пространственной частью уравнений движения (4.7) электродинамики Максвелла-Лоренца, если пренебречь последними двумя членами в правой части (5.18). Второй член в правой части (5.18) исчезает, как известно, при выборе кулоновской калибровке потенциала  $A_k$ . Как будет показано ниже, учет этого слагаемого позволяет описывать системы с переменным зарядом, в которых лоренцова, а с ней и кулоновская калибровки нарушаются.

Для уравнения (5.8), в этом же приближении, имеем

$$\frac{du^0}{ds_0} = \frac{e}{mc^2} \left\{ \frac{1}{c} \frac{\partial A_0}{\partial t} u^0 + \frac{\partial A_0}{\partial x_\beta} u^\beta \right\}. \quad (5.19)$$

Первый член в правой части (5.19) равен нулю в силу постоянства заряда (кулоновская калибровка), а второй можно записать как

$$\frac{\partial A_0}{\partial x_\beta} u^\beta = -F^{0\alpha} u_\alpha. \quad (5.20)$$

Таким образом, при условии кулоновской калибровки, (5.20) совпадает с временной частью уравнений (4.7)

$$\frac{du^0}{ds_0} = -\frac{e}{mc^2} F^{0\alpha} u_\alpha. \quad (5.21)$$

Мы видим, что уравнения (5.18) и (5.21) объединяются в уравнения (4.7) при выборе кулоновской калибровки и при условии слабых электромагнитных полей (4.25). Если же кулоновская калибровка нарушается, то в (5.18) появляются два дополнительных члена. Пренебрегая третьим членом большего порядка малости в правой части (5.18), запишем эти уравнения в векторном виде

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = e\vec{E} + \frac{e}{c} [\vec{v}\vec{H}] + \frac{e}{c} S_E \vec{v}. \quad (5.22)$$

Умножая эти уравнения скалярно на  $\vec{v}$  получим уравнение мощности

$$\frac{dE_{кин}}{dt} = e(\vec{E}\vec{v}) + \frac{e}{c} S_E v^2. \quad (5.23)$$

В уравнениях (5.22), (5.23) скалярное поле  $S_E$  определяется как

$$S_E = \frac{1}{c} \frac{\partial A_0(t)}{\partial t} \neq 0. \quad (5.24)$$

Это поле отлично от нуля в том случае, если заряд, создающий поле, меняется во времени. Действительно, для переменного источника электромагнитного поля, вместо решения Вайдя (3.14) теории гравитации, мы имеем

$$ds^2 = \left(1 + \frac{2\varphi_c(t)}{c^2}\right) c^2 dt^2 - \left(1 + \frac{2\varphi_c(t)}{c^2}\right)^{-1} dr^2 - r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2). \quad (5.25)$$

где  $\varphi_c(t) = Ze(t)/r$  - потенциал Кулона, создаваемый переменным зарядом  $Ze(t)$ . Поэтому (5.24) принимает вид

$$S_E = \frac{1}{c} \frac{\partial \varphi_c(t)}{\partial t} = \frac{1}{rc} \frac{\partial Ze(t)}{\partial t} = \frac{1}{rc} \frac{\partial Q(t)}{\partial t}, \quad Q(t) = Ze(t). \quad (5.26)$$

### 5.3. Экспериментальные доказательства существования скалярного поля Тесла

Из обобщенных уравнений движения Лоренца (5.22) следует, что сила  $eS_E \vec{v}/c$ , порожденная скалярным полем (5.26) зависит от величины заряда  $Q(t)$  и от скорости его изменения. Простейшей моделью переменного заряда может служить заряженная металлическая сфера радиуса  $R$ . Соответственно, заряд сферы  $Q$  вычисляется по формуле  $Q = CV = 4\pi\epsilon_0 RV$ , где  $C$  – емкость сферы и  $V$  - ее потенциал,  $\epsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость вакуума [91] (рис. 15).

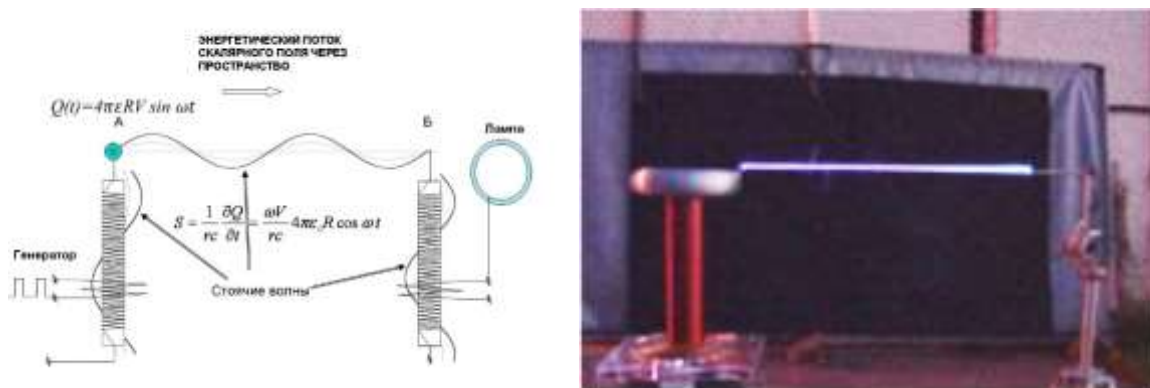


Рис. 15. Передача электромагнитной энергии скалярным полем  $S_E$ : слева – по одному металлическому проводу; справа – по лазерному лучу [92].

Если сфера разряжается, то на большом расстоянии от центра сферы мы будем наблюдать переменное кулоновское поле  $\vec{E}(t) = Q(t)\vec{r}/r^2|\vec{r}|$ , следующее из уравнений Максвелла, и скалярное поле  $S_E(t) = \partial Q(t)/rc\partial t$ , убывающее с расстоянием медленнее, чем поле Кулона  $\vec{E}(t)$  и отсутствующее в уравнениях Максвелла. Пусть заряд сферы меняется по закону  $Q = Q_0 \sin \omega t$ , тогда скалярное поле сферы описывается формулой  $S_E(t) = \partial Q(t)/rc\partial t = 4\pi\epsilon_0 R\omega V \cos \omega /rc$ . Отсюда следует, что поле сферы  $S_E(t)$  тем сильнее, чем больше ее радиус сферы  $R$ , частота перезарядки  $\omega$  и напряжение  $V$ , что и использовал Н. Тесла в своих экспериментах [93,93]. На рисунке слева представлена экспериментальная схема передачи электроэнергии без проводов из точки А в точку Б, а, затем, через

трансформатор Тесла на ламу дневного света по одному проводу. Использовались два трансформатора Тесла (слева и справа) с обмотками 6 витков и 1500 витков. Второй конец катушки Б и катушки с малым числом витков висят в воздухе. Специфика трансформатора Тесла состоит в том, что, как правило, его вторичные обмотки «висят в воздухе». При измерении распределения поля  $S_E(t)$  вдоль катушек однопроводной линии были обнаружены стоячие волны поля  $S_E(t)$ , т.е. стоячие волны (фактически, зарядов), излученные сферой. Беспроводную и однопроводную передачу энергии по представленной схеме можно увидеть в фильмах на youtub <https://youtu.be/QWOK4TGgJsA> , <https://youtu.be/Qo6rdZuUCxs> . Когда Н. Тесла спрашивали, какое поле он излучает и принимает своими приборами, он отвечал, что его поля – это не электромагнитные волны Герца и, как следует из уравнений (5.22) и (5.23), он был прав. Кроме того, наши эксперименты [91] и экспериментальные работы других исследователей [95-97] подтверждают существование в электродинамике скалярного электромагнитного поля  $S_E(t)$  , которое в качестве проводника может использовать само пространство (эфир по утверждению Н. Тесла [98]). Из многих экспериментов следует, что передача электроэнергии с помощью скалярного поля  $S_E(t)$  не нуждается в использовании металлических проводников электрического тока, поскольку проводниками без потери мощности могут быть диэлектрики (например, вода) и даже лазерный луч. На рис. 15. справа представлен эксперимент, в котором показано движение скалярного поля вдоль луча лазера [92].

## 6. Геометризованная квантовая электродинамика

Пожалуй, самым значимым теоретическим следствием уравнений Физического Вакуума (А), (В) оказывается квантовая электродинамика. В современной физике фундаментальных уравнений квантовой механики и квантовой теории поля, вообще говоря, не существует. Существуют лишь гениальные находки в виде волны де Бройля

$$\psi(\vec{x}, t) = \psi_0 \exp\left\{-i\left(\frac{Et}{\hbar} - \frac{\vec{p}\vec{x}}{\hbar}\right)\right\} = \psi_0 \exp\{-i(\omega t - \vec{k}\vec{x})\}, \quad E = \hbar\omega, \quad \vec{p} = \hbar\vec{k} \quad (6.1)$$

и гениальная конструкция в виде комплексного волнового уравнения Шредингера

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi + \frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi - U\psi = 0, \quad (6.2)$$

которые определяют в конкретных задачах плотность материи

$$\rho = m \psi^* \psi \quad \text{или} \quad \rho = e \psi^* \psi, \quad (6.3)$$

используемую при расчетах физических величин, наблюдаемых в эксперименте. Убирая массу или заряд в соотношениях (6.3), мы получаем величину

$$W = \psi^* \psi, \quad (6.4)$$

трактуемую как *плотность вероятности* найти точечную частицу в некоторой точке  $\vec{x}$  пространства в данный момент времени  $t$  и получаем массу проблем при физической интерпретации найденных в квантовой теории результатов. Для формальных расчетов величина (6.4) оказалась более универсальной, чем соотношения (6.3).

## 6.1. Волновая функция $\psi$ как поле инерции

Соотношение (6.1) показывает, что волна де Бройля формально эквивалентна любой другой плоской волне с частотой  $\omega$  и волновым вектором  $\vec{k}$ , однако, она качественно отличается от обычной волны, поскольку содержит новую константой  $\hbar$ . Это свойство волны де Бройля навело его на мысль, что с каждым полевым объектом связаны две волны – классическая волна, например электромагнитного поля, и квантовая (не физическая) волна  $\psi$ . Развивая гипотезу де Бройля, покажем, что из вакуумных уравнений (A), (B) следует уравнение Шредингера (6.2), в котором волновая функция  $\psi$  связана с полем инерции. Для этого запишем уравнения (2.26) в (квази) инерциальной системе отсчета, в которой силы инерции равны нулю

$$T^i{}_{(jk)} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} = 0, \quad (6.5)$$

Используя (2.16), находим следующее решение уравнений (6.5)

$$T_{ijk} = -T_{jik} = T_{jki} = -\Omega_{ijk}. \quad (6.6)$$

Из (6.6) следует, что в (квази)инерциальной системе отсчета поле инерции  $T_{ijk}$  отлично от нуля (в отличие от сил инерции), антисимметрично по всем индексам и совпадает с кручением  $-\Omega_{ijk}$  геометрии  $A_4(6)$ . В результате, геометризованный тензор энергии-импульса материи (3.4) принимает в (квази)инерциальной системе отсчета вид

$$T_{jm} = \frac{1}{v} \left( h_j h_m - \frac{1}{2} g_{jm} h^i h_i \right), \quad (6.7)$$

где псевдовектор  $h_j = \varepsilon_{jikm} \Omega^{ikm}$ . Если псевдовектор  $h_j$  времениподобен, то его можно представить в виде  $h_m = \phi(x^i) u_m$ , где  $u_m u^m = 1$  и  $\phi(x^i)$  – скалярная функция. Подставляя эти соотношения в (6.7), получим

$$T_{jm} = \frac{1}{v} \phi^2(x^i) \left( u_j u_m - \frac{1}{2} g_{jm} \right) = \rho c^2 u_j u_m + p g_{jm} \quad (6.8)$$

где

$$a) \quad \rho = \frac{1}{vc^2} \phi^2(x^i) > 0, \quad b) \quad p = -\frac{1}{2} \rho c^2 < 0. \quad (6.9)$$

По своей структуре тензор (6.8) напоминает тензор энергии-импульса «идеальной жидкости» с отрицательным давлением, однако, на самом деле, мы здесь имеем дело с полевым протяженным объектом – сгустком поля инерции.

Введем комплексное поле инерции  $\psi$ , нормированное на единицу

$$\psi(x^i) = \sqrt{\frac{1}{mvc^2}} \phi(x^i), \quad \int \psi * \psi dV = 1, \quad (6.10)$$

Тогда плотность материи  $\rho = \frac{1}{vc^2} \phi^2(x^i) > 0$  в соотношениях (6.9) можно представить как плотность вероятности (6.4).



Учитывая (6.5), запишем уравнения движения (3.25), (3.26) плотности материи в (квази)инерциальной системе отсчета, а именно:

- геометризованное уравнение непрерывности

$$\nabla_i(\rho u^i) = \partial_i(\rho u^i) + \rho u^n \Gamma_{nj}^j = 0; \quad (6.11)$$

- геометризованные уравнения, подобные гидродинамическим уравнениям Эйлера

$$\rho \frac{Du^k}{ds} = \rho \frac{du^k}{ds} + \rho \Gamma_{mn}^k u^m u^n = 0. \quad (6.12)$$

Плотность материи  $\rho$  в этих уравнениях, а также плотность в соотношениях (6.9) является функцией не только трех пространственных координат, но и времени  $t$ . Но ранее мы показали (смотри ф-лу (3.17)), что сгусток поля инерции, определяющий плотность материи  $\rho$ , перестает зависеть от времени, если масса (теперь можно сказать и заряд) постоянны и тогда плотность  $\rho$  совпадает с плотностью точечной частицы

$$\rho = m\delta(\vec{r}) \quad \text{или} \quad \rho = e\delta(\vec{r}). \quad (6.13)$$

В этом предельном случае, когда  $m(t) \rightarrow m = const$  и  $e(t) \rightarrow e = const$  возникает дуализм волна-частица, который приводит к представлению о плотности материи как протяженного полевого и точечного образования одновременно

$$\rho = m\delta(\vec{r}) = m\psi^*\psi \quad \text{и} \quad \rho = e\delta(\vec{r}) = e\psi^*\psi \quad (6.14)$$

Для постоянных масс и зарядов уравнение неразрывности (6.11) принимает вид

$$\partial_i(\rho u^i) = 0 \quad (6.15)$$

Теперь нам достаточно предположить, что нормированное на единицу поле инерции (6.10) совпадает с волновой функцией де Бройля (6.1), то, как показал Э. Маделунг [99], уравнение (6.15) распадается на два уравнения Шредингера (6.2) для функций  $\psi$  и  $\psi^*$ .

Если подставить соотношения (6.14) в уравнения (6.12), можно получить из них либо уравнения теории гравитации Эйнштейна, либо уравнения движения (4.22) геометризованной электродинамики в (квази) инерциальной системе отсчета [17].

Основной вывод, который следует из этого раздела это – *уравнение Шредингера описывает динамику нормированного на единицу поля инерции* (6.10).

## 6.2. Спинорная система отсчета и комплексное представление уравнений Физического Вакуума

Простой и наглядной физической интерпретацией комплексного числа  $z = x + iy$ ,  $i = \sqrt{-1}$  является, например, вращение массы  $m$  по окружности (рис. 16). Если масса вращается с постоянной частотой  $\omega = const$ , то этому процессу можно сопоставить гармоническое колебание  $x = A \cos \varphi = A \cos \omega t$  (рис.16 справа), которое описывается реальной частью комплексного числа  $x = Re z = r \cos \varphi = r \cos \omega t$ ,  $r = A$ . Совершенно очевидно, что комплексное число в этом сравнении содержит больше физической информации, чем гармоническое колебание. В нашем случае, комплексное число, содержащее комплексно-сопряженную часть, описывает правое и левое вращение, которому в гармоническом колебании, если учесть формулу Эйлера  $e^{\pm i\omega t} = \cos \omega t \pm i \sin \omega t$ , соответствуют

положительные и отрицательные частоты в экспоненте. Кроме того, если колебание происходит в плоскости, то вращение массы  $m$ , вообще говоря, представляется трехмерным. В самом деле, если мы для описания вращения а) введем радиус вектор  $\vec{r}$ , б) касательный к окружности вектор скорости  $\vec{v}$  и с) псевдовектор угловой скорости  $\vec{\omega}^+$ , то из соотношения  $\vec{v} = [\vec{\omega}^+ \vec{r}]$  следует, что псевдовектор  $\vec{\omega}^+$  перпендикулярен плоскости, в которой расположены вектора вектор  $\vec{r}$  и  $\vec{v}$ , причем в правой системе отсчета псевдовектор  $\vec{\omega}^+$  направлен в ту сторону, откуда вращение видно против часовой стрелки. На рис. 16 псевдовектор  $\vec{\omega}^+$

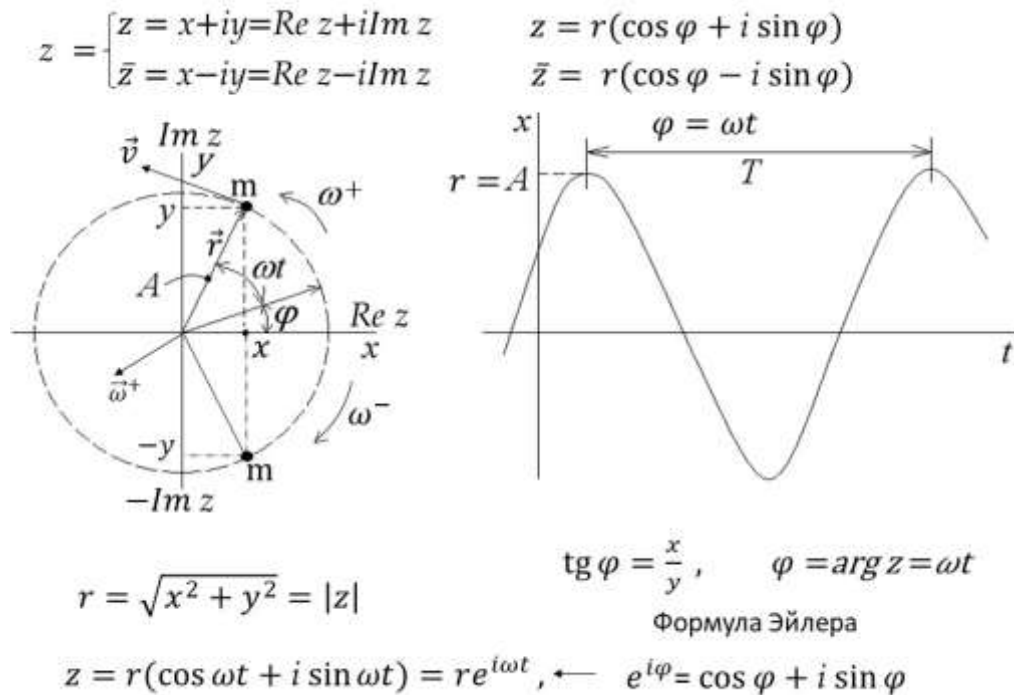


Рис.16. Физический смысл и различные формы представления комплексного числа

направлен на нас. Заметим, что при  $\omega = 0$  комплексное число вырождается в действительное, при этом пропадает всякая физическая динамика, связанная с вращением и колебанием, и мы получаем стационарное состояние динамической системы. Поскольку механика Декарта сводит любую динамику к вращению, а теория струн, следуя квантовой механике, все сводит к «колебаниям струн», то использования комплексных и гиперкомплексных чисел (например, для описания многомерных вращений и колебаний) является эффективным,

В 1913 г. Эли Картан открыл новый математический объект, названный *спинором* [101], тождественное преобразование которого при вращении равно  $4\pi$ , а не  $2\pi$ , как это имеет место для вектора. Исследуя группу движений изотропного вектора  $\vec{x}(x_1, x_2, x_3)$  (вектора нулевой длины  $x_1^2 + x_2^2 + x_3^2 = 0$ ) в трехмерном комплексном евклидовом пространстве, Э. Картан обнаружил два комплексных числа  $\xi_0, \xi_1$ , определяемые через компоненты вектора  $\vec{x}(x_1, x_2, x_3)$  формулами

$$x_1 = \xi_0^2 - \xi_1^2, x_2 = i(\xi_0^2 + \xi_1^2), x_3 = -2\xi_0 \xi_1, \quad (6.16)$$

откуда

$$\xi_0 = \pm \frac{\sqrt{(x_1 - ix_2)}}{\sqrt{2}}, \xi_1 = \pm \frac{\sqrt{-(x_1 + ix_2)}}{\sqrt{2}}, \frac{\xi_0}{\xi_1} = -\frac{x_1 - ix_2}{x_3} = \frac{x_3}{x_1 + ix_2}. \quad (6.17)$$

Связь между отношением спиноров  $\xi_0/\xi_1$  может быть выражена в матричных обозначениях  $(\vec{x} \cdot \vec{\sigma})\xi = 0$ , где  $\sigma_\alpha$  ( $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ ) – матрицы Паули [102]

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad (6.18)$$

поэтому

$$\vec{x} \cdot \vec{\sigma} = \begin{pmatrix} x_3 & x_1 - ix_2 \\ x_1 + ix_2 & -x_3 \end{pmatrix}. \quad (6.19)$$

Соотношение (6.19) задает общий вид сопоставления комплексной  $2 \times 2$  матрицы с произвольным вектором  $\vec{x}$

$$\vec{x} = (x_1, x_2, x_3) \leftrightarrow \begin{pmatrix} x_3 & x_1 - ix_2 \\ x_1 + ix_2 & -x_3 \end{pmatrix} \quad (6.20)$$

и обратно. Именно это сопоставление устанавливает связь между вещественными ортогональными матрицами группы вращений  $SO(3)$  и группы  $SU(2)$ . Для физики использование матриц (6.20) означает переход от векторного базиса к более фундаментальному спинорному базису. Впервые в физике спинорный базис был введен в 1928 г. П. Дираком при выводе из уравнения Кляйна-Гордона знаменитого уравнения Дирака [103], при этом были использованы матрицы Паули (6.18).

Не у кого не вызывает сомнения, что спиноры появились впервые в науке как геометрический объект [101] и в физической теории П. Дирака оказались связанные с метрикой комплексного псевдоевклидова пространства  $ds^2 = \eta_{ik} dx^i dx^k$ ,  $\eta_{ik} = \eta^{ik} = \text{diag}(1 - 1 - 1 - 1)$ , в которой метрический тензор определяется как

$$\eta^{ik} = (\gamma^i \gamma^k + \gamma^k \gamma^i)/2 = \eta^{ab} e_a^i e_b^k \leftrightarrow \eta^{ik} = \varepsilon^{AC} \varepsilon^{BD} \sigma_{AB}^i \sigma_{CD}^k \quad (6.21)$$

где  $A, B, C \dots = 0, 1$ ,  $\dot{D}, \dot{E}, \dot{F} \dots = \dot{0}, \dot{1}$  – спинорные индексы,

$$\gamma^0 = \begin{bmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{bmatrix}, \gamma^1 = \begin{bmatrix} 0 & \sigma_1 \\ -\sigma_1 & 0 \end{bmatrix}, \gamma^2 = \begin{bmatrix} 0 & \sigma_2 \\ -\sigma_2 & 0 \end{bmatrix}, \gamma^3 = \begin{bmatrix} 0 & \sigma_3 \\ -\sigma_3 & 0 \end{bmatrix} \quad (6.22)$$

- матрицы Дирака,  $\sigma_\alpha$  ( $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ ) – матрицы Паули (6.18),

$$\varepsilon^{AC} = \varepsilon_{AC} = \varepsilon^{\dot{B}\dot{D}} = \varepsilon_{\dot{B}\dot{D}} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}. \quad (6.23)$$

- фундаментальный спинор [104] и  $\sigma_{AB}^i$  – 4D – комплексные эрмитовы матрицы Дирака-Паули (или матрицы Пенроуза [104]).

В формуле (6.21) спинорные матрицы  $\sigma_{AB}^i$  и  $\gamma^k$  представляют собой изотропные вектора, лежащие световом конусе. Для связи двухкомпонентных спиноров  $l^\beta, o^\beta$   $\alpha, \beta \dots = 0, 1$  с обычной тетрадой  $e_b^k$  вводится комплексная световая тетрада  $z^i_a = (l_a, n_a, m_a, \bar{m}_a)$ , две компоненты которой  $l_a$  и  $n_a$  действительные изотропные вектора и две компоненты  $m_a$  и  $\bar{m}_a$  комплексные вектора, при этом  $\bar{m}_a = \overline{m_a}$ . Вектора  $l_a, n_a, m_a, \bar{m}_a$  комплексной

световой тетрады связаны векторами вещественной тетрады  $e_b^k$  и со двухкомпонентными спинорами  $l^\beta, o^\beta$  соотношениями [17].

$$e^k_0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(l^k + n^k) = \frac{1}{\sqrt{2}}\sigma_{\alpha\beta}^i(o^\alpha\bar{o}^\beta + l^\alpha\bar{l}^\beta), \quad (6.24)$$

$$e^k_1 = \frac{1}{\sqrt{2}}(m^k + \bar{m}^k) = \frac{1}{\sqrt{2}}\sigma_{\alpha\beta}^i(o^\alpha\bar{l}^\beta + l^\alpha\bar{o}^\beta), \quad (6.25)$$

$$e^k_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}(m^k - \bar{m}^k) = \frac{1}{\sqrt{2}}\sigma_{\alpha\beta}^i(o^\alpha\bar{l}^\beta - l^\alpha\bar{o}^\beta), \quad (6.26)$$

$$e^k_3 = \frac{1}{\sqrt{2}}(l^k - n^k) = \frac{1}{\sqrt{2}}\sigma_{\alpha\beta}^i(o^\alpha\bar{o}^\beta - l^\alpha\bar{l}^\beta), \quad (6.27)$$

$$i, j, k \dots = 0, 1, 2, 3, \quad \alpha, \gamma, \dots = 0, 1, \quad \beta, \mu, \dots = \dot{0}, \dot{1}$$

Из (6.24) следует

$$l^a = \sigma_{\alpha\beta}^a o^\alpha \bar{o}^\beta, \quad m^a = \sigma_{\alpha\beta}^a o^\alpha \bar{l}^\beta, \quad \bar{m}^a = \sigma_{\alpha\beta}^a l^\alpha \bar{o}^\beta, \quad n^a = \sigma_{\alpha\beta}^a l^\alpha \bar{l}^\beta, \quad a, b, c \dots = 0, 1, 2, 3, \quad (6.28)$$

что позволяет интерпретировать спинор  $o^\beta$  ( $l^\beta$ ) как «корень квадратный» из вектора  $l^a$  ( $n^a$ ). Спинорные матрицы  $\sigma_{\alpha\beta}^a$  удовлетворяют условиям ортогональности

$$\sigma_{\alpha\beta}^a \sigma_b^{\alpha\beta} = \delta_b^a, \quad (6.29)$$

$$\sigma_{\alpha\beta}^a \sigma_a^{\rho\mu} = \delta_\alpha^\rho \delta_\beta^\mu, \quad (6.30)$$

Для перехода в спинорный базис (спинорную систему отсчета), мы используем сопоставление (176), при этом в геометрии  $A_4(6)$  переход в спинорный базис производится путем замены матричных локальных индексов  $a, b, c \dots = 0, 1, 2, 3$  в уравнениях (A), (B) на спинорные индексы  $A, B, C \dots = 0, 1, \dot{D}, \dot{E}, \dot{F} \dots = \dot{0}, \dot{1}$  по правилу

$$e^a_i \leftrightarrow \sigma_i^{A\dot{D}}$$

$$\partial_a = e^k_a \nabla_k \leftrightarrow \partial_{A\dot{D}} = \sigma_{A\dot{D}}^k \nabla_k$$

$$T^a_{bk} \leftrightarrow T^{A\dot{D}}_{B\dot{E}k} \quad (6.31)$$

$$R^a_{bkm} \leftrightarrow R^{A\dot{D}}_{B\dot{E}km}$$

$$\eta_{ab} \leftrightarrow \eta_{A\dot{D}B\dot{E}} = \varepsilon_{AB}\varepsilon_{\dot{D}\dot{E}}, \quad \varepsilon^{AB}\varepsilon_{AB} = \varepsilon^{\dot{D}\dot{E}}\varepsilon_{\dot{D}\dot{E}} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}$$

$$i, j, k \dots = 0, 1, 2, 3, \quad a, b, c \dots = 0, 1, 2, 3, \quad A, B, \dots = 0, 1, \quad \dot{C}, \dot{D}, \dots = \dot{0}, \dot{1}$$

Опуская подробности, о которых можно прочитать в математической части книги [17], запишем первые структурные уравнения Картана геометрии  $A_4(6)$  в спинорном базисе  $\sigma^k_{A\dot{D}}$  в виде

$$\begin{aligned} & \partial_{C\dot{D}}\sigma^i_{A\dot{B}} - \partial_{A\dot{B}}\sigma^i_{C\dot{D}} = \\ & = (T_{C\dot{D}})_A^P \sigma^i_{P\dot{B}} + \sigma^i_{A\dot{R}}(T^+_{\dot{D}C})^{\dot{R}}_{\dot{B}} - (T_{A\dot{B}})_C^P \sigma^i_{P\dot{D}} - \sigma^i_{C\dot{R}}(T^+_{\dot{B}A})^{\dot{R}}_{\dot{D}}, \quad (A^s) \\ & A, B, C \dots = 0, 1, \quad \dot{D}, \dot{E}, \dot{F} \dots = \dot{0}, \dot{1}, \end{aligned}$$

где комплексные спинорные матрицы Кармели [105-109]  $(T_{CD})_A^P$  и комплексно-сопряженные матрицы  $(T^+_{DC})^R_B$  описывают поле инерции  $T^i_{jk}$  в спинорной системе отсчета.

Вторые структурные уравнения Картана геометрии  $A_4(6)$  в спинорной системе отсчета записываются как [17]

$$R_{A\dot{B}C\dot{D}} = \partial_{C\dot{D}}T_{A\dot{B}} - \partial_{A\dot{B}}T_{C\dot{D}} - (T_{C\dot{D}})_A^F T_{F\dot{B}} - (T^+_{DC})^{\dot{F}}_B T_{A\dot{F}} + \\ + (T_{A\dot{B}})_C^F T_{F\dot{D}} + (T^+_{BA})^{\dot{F}}_D T_{C\dot{F}} + [T_{A\dot{B}}T_{C\dot{D}}], \quad (B^{S+})$$

$$+ \text{комплексно-сопряженные уравнения} \quad (B^{S-})$$

В 1962 г. Э. Ньюмен и Р. Пенроуз предложили систему нелинейных спинорных уравнений [111], которая оказалась очень эффективной для поиска новых решений уравнений Эйнштейна. В работе [112] было доказано, что уравнения формализма Ньюмена-Пенроуза, записанные в спинорном  $\Delta$ -базисе [17], имеют вид

$$\partial_{A\dot{B}}\sigma^i_{C\dot{D}} - \partial_{C\dot{D}}\sigma^i_{A\dot{B}} = \varepsilon^{PQ}(T_{PAC\dot{D}}\sigma^i_{Q\dot{B}} - T_{PCAB}\sigma^i_{Q\dot{D}}) + \varepsilon^{\dot{R}\dot{S}}(\bar{T}_{\dot{R}\dot{B}\dot{D}C}\sigma^i_{A\dot{S}} - \bar{T}_{\dot{R}\dot{D}\dot{B}A}\sigma^i_{C\dot{S}}), \quad (6.32)$$

$$\Psi_{ACDF}\varepsilon_{\dot{E}\dot{B}} + \Phi_{AC\dot{B}\dot{E}}\varepsilon_{FD} + \Lambda\varepsilon_{\dot{E}\dot{B}}(\varepsilon_{CD}\varepsilon_{AF} + \varepsilon_{AD}\varepsilon_{CF}) - \partial_{D\dot{B}}T_{ACF\dot{E}} + \partial_{F\dot{E}}T_{ACD\dot{B}} + \\ + \varepsilon^{PQ}(T_{APD\dot{B}}T_{QCF\dot{E}} + T_{ACP\dot{B}}T_{QDF\dot{E}} - T_{APF\dot{E}}T_{QCDB} - T_{ACP\dot{E}}T_{QFDB}) + \\ + \varepsilon^{\dot{R}\dot{S}}(T_{ACD\dot{R}}\bar{T}_{\dot{S}\dot{B}\dot{E}F} - T_{ACF\dot{R}}\bar{T}_{\dot{S}\dot{E}\dot{B}D}) = 0, \quad (6.33)$$

где спин-тензор  $T_{APD\dot{B}}$  связан со спинорными матрицами Кармели  $T^P_{A k}$  [108] соотношениями

$$(T_{C\dot{D}})_A^P = T^P_{A k}\sigma^k_{C\dot{D}} = T^P_{AC\dot{D}} = -\varepsilon^{PF}T_{FAC\dot{D}}, \quad (6.34)$$

Записывая уравнения Физического Вакуума

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

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

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

в спинорной системе отсчета (спинорном базисе  $o_\alpha, \iota_\alpha$ ), имеем для уравнений (A), определяющих кручение  $-\Omega_{ijk}$ , геометризированные уравнения Гейзенберга

$$\nabla_{\beta\dot{\chi}}\iota_\alpha = \nu o_\alpha o_\beta \bar{o}_{\dot{\chi}} - \lambda o_\alpha o_\beta \bar{\iota}_{\dot{\chi}} - \mu o_\alpha \iota_\beta \bar{o}_{\dot{\chi}} + \pi o_\alpha \iota_\beta \bar{\iota}_{\dot{\chi}} - \\ - \gamma \iota_\alpha o_\beta \bar{o}_{\dot{\chi}} + \alpha \iota_\alpha o_\beta \bar{\iota}_{\dot{\chi}} + \beta \iota_\alpha \iota_\beta \bar{o}_{\dot{\chi}} - \varepsilon \iota_\alpha \iota_\beta \bar{\iota}_{\dot{\chi}}, \quad (\overset{+}{A}_{S+}.1)$$

$$\nabla_{\beta\dot{\chi}}o_\alpha = \gamma o_\alpha o_\beta \bar{o}_{\dot{\chi}} - \alpha o_\alpha o_\beta \bar{\iota}_{\dot{\chi}} - \beta o_\alpha \iota_\beta \bar{o}_{\dot{\chi}} + \varepsilon o_\alpha \iota_\beta \bar{\iota}_{\dot{\chi}} - \\ - \tau \iota_\alpha o_\beta \bar{o}_{\dot{\chi}} + \rho \iota_\alpha o_\beta \bar{\iota}_{\dot{\chi}} + \sigma \iota_\alpha \iota_\beta \bar{o}_{\dot{\chi}} - \kappa \iota_\alpha \iota_\beta \bar{\iota}_{\dot{\chi}}, \quad (\overset{+}{A}_{S+}.2)$$

$$\alpha, \beta, \dots = 0, 1, \quad \dot{\chi}, \dot{\gamma}, \dots = \dot{0}, \dot{1};$$

Уравнения  $(A_{s+}^+. 1), (A_{s+}^+. 2)$  представляют собой нелинейные спинорные уравнения с нелинейностью порядка  $\psi^3$ , поскольку  $\psi = \psi(\iota_\alpha, o_\alpha)$ . Для описание элементарных частиц В. Гейзенберг предложил использовать нелинейное спинорное уравнение следующего вида [113,114]

$$\gamma^k \partial_k \Psi + l^2 \gamma_k \gamma_5 \Psi (\Psi^* \gamma_k \gamma_5 \Psi) = 0. \quad (6.35)$$

В. Гейзенберг конструирует все частиц из частиц спина  $s = \hbar/2$  и утверждает, что весь материальный мир можно описать универсальным спинорным полем спина  $s = \hbar/2$ . Уместно напомнить, что скалярное уравнение Шредингера (6.2) представляет собой нерелятивистское приближение спинорного уравнения Дирака, причем волновая функция  $\psi$  в уравнении (6.2) является, как показал В. Паули, одной из компонент 4-х компонентного спинора  $\Psi$ . Нелинейное уравнение Гейзенберга (6.35) описывает элементарные частицы как сгустки спинорного поля. Устойчивые состояния такого сгустка представляют собой полевой солитон с фиксированной массой, зарядом, спином. Как показывает решение (3.14) уравнений Физического Вакуума, такой «солитон» мы получаем в предельном случае точечной частицы.

Полностью геометризованные уравнения Эйнштейна (B.1) в спинорном базисе  $\sigma^i_{AB}$  записываются как [17]

$$2\Phi_{ABC\dot{D}} + \Lambda \varepsilon_{AB} \varepsilon_{C\dot{D}} = \nu T_{A\dot{C}B\dot{D}}; \quad (B_{s+}^+. 1)$$

Соответственно, полностью геометризованные уравнения Янга-Миллса в спинорном базисе  $\sigma^i_{AB}$  запишутся в виде [17]

$$\begin{aligned} C_{A\dot{B}C\dot{D}} - \partial_{C\dot{D}} T_{A\dot{B}} + \partial_{A\dot{B}} T_{C\dot{D}} + (T_{C\dot{D}})_A{}^F T_{F\dot{B}} + (T^+_{\dot{D}C})_{\dot{B}}{}^{\dot{F}} T_{A\dot{F}} - \\ - (T_{A\dot{B}})_C{}^F T_{F\dot{D}} - (T^+_{\dot{B}A})_{\dot{D}}{}^{\dot{F}} T_{C\dot{F}} - [T_{A\dot{B}} T_{C\dot{D}}] = -\nu J_{A\dot{C}B\dot{D}}, \quad (B_{s+}^+. 2) \\ A, B \dots = 0, 1 \quad \dot{B}, \dot{D} \dots = \dot{0}, \dot{1} \end{aligned}$$

Для решения системы уравнений  $(A_{s+}^+. 1), (A_{s+}^+. 2), (B_{s+}^+. 1), (B_{s+}^+. 2)$  удобно использовать метод спиновых коэффициентов в формализме Ньюмена-Пенроуза [111], или формализм внешних дифференциальных форм Дебнея-Керра-Шильда [115]. В обозначениях, принятых в НП – формализме, это решение, приводящие к метрикам (3.14) и (5.25), имеет вид:

1. Для компонент обобщенных матриц Паули  $\sigma_i^{AB}$ :

$$\sigma_i^{00} = l_i = \delta_i^0 - a \sin^2 x \delta_i^3, \quad \sigma_i^{11} = n_i = \rho \bar{\rho} [\gamma \delta_i^0 + (\rho \bar{\rho})^{-1} \delta_i^1 - a \sin^2 x \gamma \delta_i^3],$$

$$\sigma_i^{01} = m_i = -\frac{\bar{\rho}}{\sqrt{2}} [ia \sin x \delta_i^0 - (\rho \bar{\rho})^{-1} \delta_i^2 - i\Omega \sin x \delta_i^3],$$

$$\Omega = r^2 + a^2, \quad \gamma = \frac{r^2 + a^2 - \Psi^0(u)r}{2}.$$

2. Для спинорных компонент поля нерции  $T^i_{jk}$ :

$$\rho = -\frac{1}{r - ia \cos x}, \beta = -ctg x \frac{\bar{\rho}}{2\sqrt{2}}, \pi = ia \sin x \frac{\rho^2}{2\sqrt{2}}, \alpha = \pi - \bar{\beta}, \quad (6.36)$$

$$\mu = \Upsilon \rho^2 \bar{\rho}, \quad \nu = -i \frac{\Psi^0}{2} r a \sin x \frac{\rho^2 \bar{\rho}}{\sqrt{2}}, \quad \gamma = \mu + \left[ r - \frac{\Psi^0}{2} \right] \frac{\rho \bar{\rho}}{2}, \quad \tau = -i a \sin x \frac{\rho \bar{\rho}}{\sqrt{2}}.$$

3. Для спинорных компонент тензора Римана:

$$\begin{aligned} \Phi_{12} &= -i \frac{\dot{\Psi}^0}{2} a \sin x \frac{\rho^2 \bar{\rho}}{2\sqrt{2}}, \quad \Phi_{22} = -\frac{\dot{\Psi}^0}{2} r a^2 \sin^2 x \frac{\rho^2 \bar{\rho}^2}{2} - \frac{\dot{\Psi}^0}{2} r^2 \rho^2 \bar{\rho}^2, \\ \Psi_2 &= \frac{\Psi^0}{2} \rho^3, \quad \Psi_3 = -i \frac{\dot{\Psi}^0}{2} a \sin x \frac{\rho^2 \bar{\rho}}{2\sqrt{2}} - i \dot{\Psi}^0 r a \sin x \frac{\rho^3 \bar{\rho}}{\sqrt{2}}, \\ \Psi_4 &= \frac{\dot{\Psi}^0}{2} r a^2 \sin^2 x \frac{\rho^3 \bar{\rho}}{2} + \frac{\dot{\Psi}^0}{2} r a^2 \sin^2 x \rho^4 \bar{\rho}. \end{aligned}$$

где  $\Psi^0(u)$  - функция источника, зависящая от временного параметра  $u$  и  $a = const$  - параметр Керра, описывающий вращение источника. Метрика решения (6.36) имеет вид

$$ds^2 = (1 - \Psi^0(u) r \rho \bar{\rho}) du^2 + 2 du dr + 2 \Psi^0(u) r a \sin^2 x \rho \bar{\rho} du dy - 2 a \sin^2 x dr dy - (\rho \bar{\rho})^{-1} dx^2 - (\Psi^0(u) r a^2 \sin^2 x \rho \bar{\rho} + r^2 + a^2) \sin^2 x dy^2. \quad (6.37)$$

Подставляя величины поля  $T^i_{jk}$  из решения (6.36) и используя метрику (6.37), находим явный вид тензора энергии-импульса (3.4)

$$T_{ik} = \frac{1}{v} \left( \left[ -\frac{\dot{\Psi}^0}{2} r a^2 \sin^2 x (\rho \bar{\rho})^2 - \dot{\Psi}^0 r^2 (\rho \bar{\rho})^2 \right] l_i l_k - \sqrt{2} \dot{\Psi}^0 a \sin x \varpi x \rho \bar{\rho} \text{Im}(l_{(i} \bar{m}_{k)}) \rho \right). \quad (6.38)$$

Подставляя сюда переменную функцию источника

$$\Psi^0(u) = \frac{M(u)G}{c^2} = \frac{r_g(u)}{2}, \quad (6.39)$$

получим из (6.37) метрику Вайдя-Керра и тензор энергии-импульса, создающий гравитационное поле Вайдя-Керра [17]. Полагая в этой метрике спиновый параметр  $a = const$  равным нулю, получаем из (6.37) метрику (3.14).

В обозначениях НП - формализма в спинорном базисе псевдовектору  $h_j = \varepsilon_{jkm} \Omega^{ikm}$  соответствует 4- компонентный спинор  $\mu_{A\dot{C}}$  [17]

$$h_j \leftrightarrow \mu_{A\dot{C}} = i/2 \begin{pmatrix} (\rho - \bar{\rho}) - (\varepsilon - \bar{\varepsilon}) & (\tau - \beta) - (\bar{\alpha} - \bar{\pi}) \\ -(\bar{\tau} - \bar{\beta}) + (\alpha - \pi) & (\gamma - \bar{\gamma}) - (\mu - \bar{\mu}) \end{pmatrix}, \quad (6.40)$$

$$A, B, \dots = 0, 1 \quad \dot{C}, \dot{D}, \dots = \dot{0}, \dot{1}.$$

Через комплексный спинор (6.40) плотность материи (3.9) в (квази)инерциальной системе отсчета запишется как

$$\rho = -\frac{1}{vc^2} h_j h^j \leftrightarrow \rho = -\frac{1}{vc^2} \mu_{A\dot{C}} \mu^{A\dot{C}}, \quad (6.41)$$

а тензор энергии-импульса материи (3.4) в виде

$$T_{A\dot{B}C\dot{D}} = \frac{1}{v} \left( \mu_{A\dot{B}} \mu_{C\dot{D}} - \frac{1}{2} \varepsilon_{AC} \varepsilon_{\dot{B}\dot{D}} \mu_{P\dot{Q}} \mu^{P\dot{Q}} \right), \quad (6.42)$$

где  $\varepsilon^{AC} = \varepsilon_{AC} = \varepsilon^{\dot{B}\dot{D}} = \varepsilon_{\dot{B}\dot{D}} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}$  [104].

Полная волновая функция уравнения Дирака, выражается через двухкомпонентные спиноры  $\iota_\alpha$  и  $o_\alpha$  как

$$\Psi = \begin{pmatrix} \iota_\alpha \\ o_\alpha \end{pmatrix}, \quad \Psi^* = (\bar{\iota}^{\dot{\alpha}} \bar{o}^{\dot{\alpha}}), \quad \alpha, \beta \dots = 0, 1, \dot{\chi}, \dot{\gamma} \dots = \dot{0}, 1 \quad (6.43)$$

Сопоставим спинорной плотности (6.41) плотности электрона в уравнении Дирака

$$\rho = -\frac{1}{\nu c^2} \mu_{A\dot{C}} \mu^{A\dot{C}}, \quad \rho_e = e \Psi^* \Psi = e(\bar{\iota}^{\dot{\alpha}} \iota^\alpha + \bar{o}^{\dot{\alpha}} o^\alpha), \quad (6.44)$$

где  $\Psi$  - нормированные на единицу компоненты спинора (6.40). Тогда уравнение движения плотности материи (6.15) в спинорном базисе можно записать как

$$\begin{aligned} \nabla_i(\rho_e u^i) &\leftrightarrow \nabla^{\alpha\dot{\beta}} j_{\alpha\dot{\beta}} = e(\nabla_{\dot{\beta}\alpha} \bar{\iota}^{\dot{\beta}} \iota^\alpha + \nabla_{\dot{\beta}\alpha} \bar{o}^{\dot{\beta}} o^\alpha) = \\ &= e((\nabla_{\dot{\beta}\alpha} \bar{\iota}^{\dot{\beta}}) \iota^\alpha + (\nabla_{\dot{\beta}\alpha} \iota^\alpha) \bar{\iota}^{\dot{\beta}} + (\nabla_{\dot{\beta}\alpha} \bar{o}^{\dot{\beta}}) o^\alpha + (\nabla_{\dot{\beta}\alpha} o^\alpha) \bar{o}^{\dot{\beta}}) = \\ &= e\{(\nabla_{\dot{\beta}\alpha} \bar{\iota}^{\dot{\beta}}) \iota^\alpha + (\nabla_{\dot{\beta}\alpha} \iota^\alpha) \bar{\iota}^{\dot{\beta}} + (\nabla_{\dot{\beta}\alpha} \bar{o}^{\dot{\beta}}) o^\alpha + (\nabla_{\dot{\beta}\alpha} o^\alpha) \bar{o}^{\dot{\beta}}\} - \frac{mc}{\hbar} (\bar{\iota}^{\dot{\beta}} \bar{o}_{\dot{\beta}} - \iota^\alpha \iota_\alpha - \bar{\iota}^{\dot{\beta}} \bar{o}_{\dot{\beta}} + \iota^\alpha \iota_\alpha) = \\ &0. \end{aligned} \quad (6.45)$$

Эти уравнения распадаются на четыре уравнения Дирака для свободной частицы

$$\nabla_{\dot{\beta}\alpha} \iota^\alpha = \frac{mc}{\hbar} \bar{o}_{\dot{\beta}}, \quad \nabla^{\sigma\dot{\delta}} \bar{o}_{\dot{\delta}} = -\frac{mc}{\hbar} \iota^\sigma + \text{комплексносопряженные уравнения.} \quad (6.46)$$

Уравнения  $(A_{S^+} \cdot 1), (A_{S^+} \cdot 2), (B_{S^+} \cdot 1), (B_{S^+} \cdot 2)$  являются самой общей записью уравнений Физического Вакуума. Они представляют собой матрицу «возможного», а их решения описывают материю, рожденную из Физического Вакуума. Каждый объект, рожденный из Вакуума, описывается сразу геометризованными уравнениями Гейзенберга  $(A_{S^+} \cdot 1), (A_{S^+} \cdot 2)$ , геометризованными уравнениями Эйнштейна  $(B_{S^+} \cdot 1)$  и геометризованными уравнениями Янга-Миллса  $(B_{S^+} \cdot 2)$ . При этом отметить, что уравнения  $(A_{S^+} \cdot 1), (A_{S^+} \cdot 2), (B_{S^+} \cdot 1)$  и  $(B_{S^+} \cdot 2)$  содержат описание *трех фундаментальных физических полей*: гравитационного, электромагнитного и поля инерции, причем поле инерции: выступает в роли источника гравитационных и электромагнитных полей. Фундаментальными полями мы называем такие физические поля, *которые даны каждому из нас в ощущениях в повседневной жизни*. Таких полей всего три и именно их описывают уравнения Физического Вакуума.

Каждое из решений теории Физического Вакуума по группам изометрий ( группа, которая оставляет инвариантной метрику решения) пространства  $A_4$  (6) .

Калибровочной группой матричных уравнений  $(Am), (Bm)$  является полупрямое произведение группы трансляций  $T_4$  на группу вращений  $O(3,1) : T_4 \ltimes O(3,1)$ . Чтобы отличить одно контрактное решение от другого по групповым свойствам, мы используем технику вложения геометрий  $A_4$  (6) конкретного решения в плоское пространство  $E_p$  большего числа измерений  $p > 4$  . Будем рассматривать пространства  $A_4$  (6) различных решения уравнений Физического Вакуума как непрерывную деформацию плоского пространства Минковского  $E_4(3,1)$  . У каждого решения уравнений Физического Вакуума



существует минимальное плоское пространство вложения  $E_p(r, s)$  размерности  $p = r + s$ , где сигнатура  $r + s$  означает  $r$  положительных и  $s$  отрицательных диагональных элементов метрического тензора  $\eta_{ik}$ ,  $i, k = 1, 2, \dots, p$  пространства вложения  $E_p(r, s)$  [117]. В таблице 7.1 представлены изометрические группы Ли различных конкретных пространств вложения  $E_p(r, s)$  и их важнейшие спинорные подгруппы.

Таблица 7.1

$p$	$E_p(r, s)$	$L_p(r, s)$	Спинорные группы	Важнейшие подгруппы
4	$E_4(3.1)$	$SO(3.1)$	$SL(2.C)$	
4	$E_4(2.2)$	$O(3.1)$	$SU(1.1) \times SU(1.1)$	$SU(2) \times SU(2)$
5	$E_5(4.1)$	$SO(4.1)$	$SL(4.C)$	$SU(1.1) \times SU(1.1)$
5	$E_5(3.2)$	$SO(3.2)$	$SU(1.1.1.1)$	
6	$E_6(5.1)$	$O(5.1)$	$SL(4.C)$	$SU(2) \times SU(2)$
6	$E_6(4.2)$	$O(4.2)$	$SU(2.2)$	$SU(1.1) \times SU(1.1)$
6	$E_6(3.3)$	$O(3.3)$	$SL(4.C)$	
7	$E_7(6.1)$	$SO(6.1)$	$SL(8.C)$	$SU(4)$
7	$E_7(5.2)$	$SO(5.2)$	$SU(2.2.2.2)$	$SU(2.2)$
7	$E_7(4.3)$	$SO(4.3)$	$SL(8.C)$	$SU(2) \times SU(2)$
8	$E_8(7.1)$	$O(7.1)$	$SL(8.C)$	$SU(4)$
8	$E_8(6.2)$	$O(6.2)$	$SU(1.1) \times SU(4.4)$	$SU(4)$
8	$E_8(5.3)$	$O(5.3)$	$SL(16.C)$	$SU(2) \times SU(2)$
8	$E_8(4.4)$	$O(4.4)$	$SU(1.1) \times SU(2.2.2.2)$	$SU(2) \times SU(2)$
9	$E_9(8.1)$	$SO(8.1)$	$SL(16.C)$	$SU(4)$
9	$E_9(7.2)$	$SO(7.2)$	$SU(4.4.4.4)$	$SU(4.4)$
9	$E_9(6.3)$	$SO(6.3)$	$SL(16.C)$	$SU(4)$
9	$E_9(5.4)$	$SO(5.4)$	$SU(2.2.2.2.2.2.2.2)$	$SU(2) \times SU(2)$
10	$E_{10}(9.1)$	$O(9.1)$	$SL(16.C)$	$SU(8)$
10	$E_{10}(8.2)$	$O(8.2)$	$SU(8.8)$	
	$E_{10}(7.3)$	$O(7.3)$	$SL(16.C)$	$SU(4)$
10	$E_{10}(6.4)$	$O(6.4)$	$SU(4.4.4.4)$	
10	$E_{10}(5.5)$	$O(5.5)$	$SL(16.C)$	

Например, решение де Ситтера (3.7) имеем минимальное плоское пространство вложения  $E_5(4.1)$ , группу Ли  $SO(4.1)$ , спинорную группу  $SL(4.C)$  и важнейшую подгруппу  $SU(2) \times SU(2)$ . Гравитационное решение с метрикой Шварцшильда (2.32) и электромагнитное решение (4.6) имеют минимальное плоское пространство вложения  $E_6(4.6)$ , группу Ли  $O(4.2)$ , спинорную группу  $SU(2.2)$  и важнейшую подгруппу  $SU(2) \times SU(2)$  [17]. Таблица 7.1 может служить важным инструментом при поиске спектра масс элементарных частиц.

## 7. Высшие Миры в теории Физического Вакуума

В 1930 в Германии встретились два великих человека Рабиндранат Тагор и Альберт Эйнштейн. Основной вопрос, который они обсуждали, существует ли Бог? Рабиндранат Тагор утверждал, что Бог существует (он называл его Универсальный Человек), а Альберт Эйнштейн, будучи стихийным материалистом в силу своей профессии, отрицал существование Бога. После этой встречи А. Эйнштейн опубликовал статью «Религия и наука» [118], в которой он высказал замечательную мысль. Он сказал, что если Бог существует, то мы должны отказаться от классического принципа причинности. С точки зрения современной науки, отказ от классического принципа причинности (причина предшествует следствию) означает, что мы признаем существование сигналов, скорость которых превышает скорость света  $c$ , и даже таких сигналов, которые движутся из настоящего в прошлое. В 1930 году наука была основана на предположении, что скорость света является предельной скоростью распространения сигналов, причем сам А. Эйнштейн использовал это предположение при создании специальной и общей теории относительности. Но с тех пор прошло много времени и в науке появились эксперименты, показывающие, что в природе существуют сигналы, скорость которых больше скорости света. Например, в трех независимых астрономических обсерваториях России [119-121] были зафиксированы сверхсветовые сигналы, идущие от звезд, причем эти результаты были опубликованы в Reports of the USSR Academy of Sciences [119]. Другой авторитетный научный журнал [122] сообщил о наблюдаемом сверхсветовом относительном движении разлетающихся компонент галактики NGC 1275, происходящего со скоростью  $\sim 5c$ . Спустя 5 лет после встречи с Рабиндранатом Тагором, А. Эйнштейн опубликовал в 1935 г. работу [123], в которой он пришел к выводу, что в квантовой механике существует перепутывание волновых функций, что порождает «ужасное дальное действие» (выражение А. Эйнштейна), превышающее скорость света. А. Эйнштейн был бы удивлен, если бы знал, что в начале 21 века его догадки о сверхсветовых взаимодействиях за счет перепутывания волновых функций получают экспериментальное подтверждение [124-128]. Физика наука экспериментальная и решающее слово в физике за экспериментом, а не за нашими теоретическими построениями. Поэтому, следуя А. Эйнштейну, результаты сверхсветовых экспериментов можно рассматривать как *первое косвенное доказательство существования Бога*.

Конечно, этот вывод выводит нас за рамки существующей материалистической парадигмы, в которой скорость света является предельной. Из расширенной теории относительности, допускающей сверхсветовые скорости, следует, что в природе должны существовать мнимые и отрицательные массы и, соответственно, мнимые и отрицательные энергии [129,130]. Именно это предсказывает новая научная парадигма - теория Физического Вакуума [17], уравнения которой допускают *сверхсветовые и мгновенные сигналы, передающиеся с бесконечной скоростью*.

### 7.1 Влияние сознание человека на материальные физические процессы

В настоящее время можно с уверенностью утверждать, что в физике появился новый раздел, который мы будем называть *психофизикой*. По определению, психофизика изучает влияние сознания человека на различные физические процессы. К таким явлениям относятся: а) телекинез – способность человека передвигать различные предметы, не прикасаясь к ним; б) биогравитация – притяжение телом человека металлических, деревянных,

стеклянных, и т.д. предметов весом до 40 и более кг; в) пирокинез – психофизическое явление, когда человек силой мысли может поджигать предметы на расстоянии; г) пирсинг – когда тело человека прокалывается насквозь острыми предметами (шпагами, кинжалами), при этом не происходит кровотечения и рана быстро закрывается; д) левитация – полная или частичная потеря медитирующим человеком его веса, и многое другое. На описание психофизических явлений в ортодоксальной науке сейчас нет даже намека, если не сказать большее – она делает вид, что их просто не существует.

Теперь своевременно поставить вопрос, что такое сознание, в частности, сознание человека. В своей первой монографии [131] я определил как *взаимодействие или самодействие объектов*. Это чисто физическое определение означает, что все в этом Мире, в той или иной степени, обладает сознанием. Из уравнений Физического Вакуума следует, что существует шкала сознаний (рис.17), вершину которой занимает Творец-Абсолют,



Рис. 17. Шкала сознаний

создающий весь Мир. В такое понимание сознания укладывается концепция Волченко-Дульнева-Акимова, которая представляет сознание как полевую форму жизни [132]. Именно к таким представлениям приводит анализ уравнений Физического Вакуума, поскольку они описывают и предсказывают не только энергетические материальные объекты, рожденные из Вакуума, но и безэнергетические (или тонкоматериальные) образования, свойства которых нам еще предстоит изучить, пользуясь, скорее всего, «ненаучными» методами с точки зрения современной материальной науки. Для любого объекта В.Н. Волченко вводит понятие «витальности» (жизненности)  $V$ , которое представляет собой отношение  $V = I/E$ , где  $I$  – информативность системы и  $E$  – ее энергичность. На рис. 18 схематично представлена витальность  $V$ , стремящаяся к бесконечности при  $E \rightarrow 0$ .

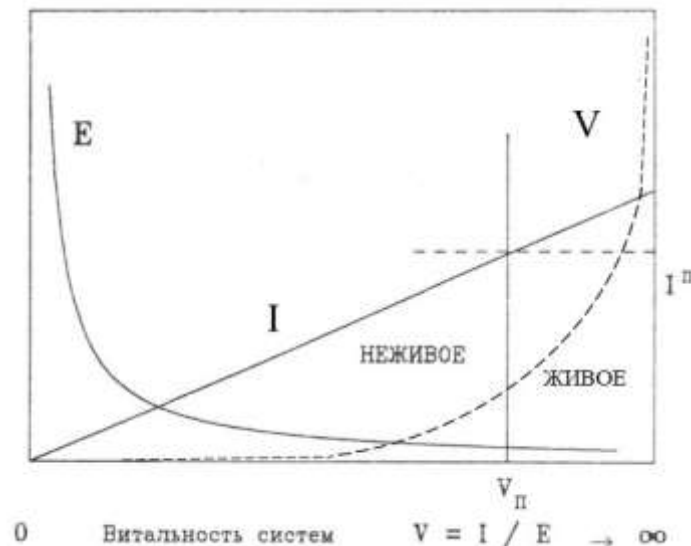


Рис. 18. Информационно-энергетическая концепция Волченко-Дульнева-Акимова

В этой концепции существует пороговая витальность  $V_{II}$  и пороговая информативность  $I_{II}$ , которые условно отделяют живую материю от неживой (в старом понимании), хотя любой объект в природе обладает витальностью, т.е. является живым. На рис.19 представлены

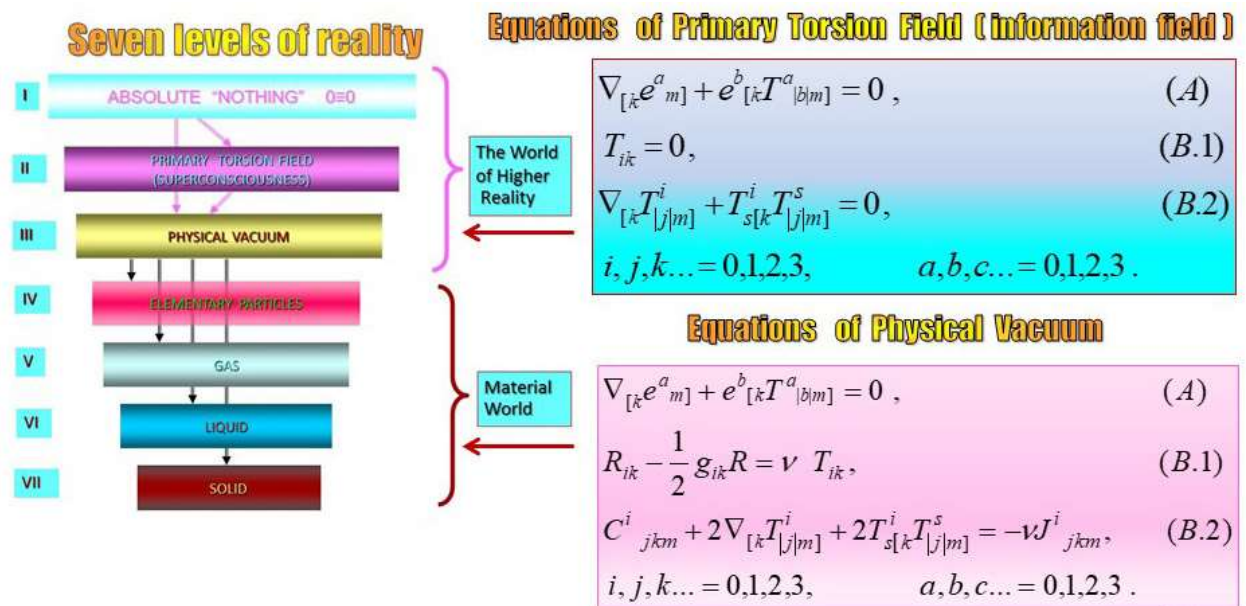


Рис. 19. Семь уровней Физического Вакуума и соответствующие им уравнения

уровни реальности, которые следуют из уравнений теории Физического Вакуума [17]. Уровень I реальности описывается тождеством вида  $0 \equiv 0$ . С точки зрения современной науки (в рамках двоичной логики «да» и «нет») это тождество бессодержательно, поскольку не позволяет сказать об Абсолютном «Ничто» ничего конкретного. Тем не менее, именно этот

уровень реальности порождает уровень II первичных Полей Инерции (первичных Торсионных полей) и уровень III Физического Вакуума. Уровень Абсолютного «Ничто» *обладает максимальной устойчивостью, максимальной витальностью, максимальными творческими способностями.* Уровень III Физического Вакуума описывается системой уравнений (A), (B.1) и (B.2) внизу справа на рис. 19. Эти уравнения переходят в уравнения первичных Полей Инерции (вверху справа на рис.19), когда риманова кривизна  $R_{ijkl}$  в уравнениях уровня III обращается в нуль [17].

Уровень II представляет собой некоторую первичную матрицу, рожденную уровнем Абсолютного «Ничто», которая будет формировать первичное Поле Инерции. По своим свойствам первичное Поле Инерции отличается от обычной материи тем, что не искривляет пространство, поэтому тензор энергии-импульса материи (3.4) в уравнениях (B.1) тождественно равен нулю хотя сами поля отличны от нуля. Из уравнений Поля инерции с нулевым тензором энергии-импульса не искривляют пространство, не имеют энергии и несут информацию о вращательных свойствах материи. В общем случае «вращательная» информация может менять величину и направление вращения собственного углового момента материальных объектов без изменения их энергии. Решения уравнений (A), (B.1) и (B.2) следует, что в природе существуют Информационные поля инерции, *у которых нет ни массы, ни заряда, а есть только спин.* Из-за отсутствия «обычной» потенциальной энергии взаимодействия у этих объектов, их проникающая способность оказывается значительной. В современной физике известна элементарная частица нейтрино, которая (теоретически) подобно первичному полю Инерции, поскольку обладает только спином. Экспериментально установлена *высокая проникающая способность нейтрино.* Поскольку у первичного Поля Инерции энергия равна нулю с самого начала, поэтому говорить о скорости распространения этого поля, вообще говоря, не имеет смысла. Если такое поле появляется, то оно *накрывает* сразу все пространство. Оно как бы сразу есть везде и всегда. Такое свойство первичного Поля Инерции можно определить как *мега причинность*, поскольку это свойство делает первичное Поле Инерции прекрасным инструментом для управления процессами, происходящими во Вселенной.

Уровень II можно определить как Сверхсознание или как банк данных о всех событиях происходивших, происходящих и которые произойдут в будущем. Подобный банк данных содержит все законы мироздания, известные человечеству, и которые еще предстоит познать.

В 1991 г. Джон Хагелини, специалист по теории элементарных частиц, ученик индийского философа и физика Махариш Махеш Йоги, пытался построить Теорию Единого Поля, исходя из того, что во Вселенной существует Поле Сознания (или Суперсознание), которое несет в себе все законы мироздания [133]. В состоянии медитации сознание человека способно «подключаться» к полю Сознания и получать знания об устройстве Мира напрямую, не производя обычного физического опыта. Опираясь на индийские древние учения, Д. Хагелин выписывает Лагранжиан Поля Сознания в виде довольно сложного выражения, подобно тому, как это делается в Стандартной Модели. Уровни I, II и III теории Физического Вакуума с уравнениями (A), (B.1) и (B.2) представляют собой матрицу возможного как раз и соответствуют полю Сознания. Эти уравнения описывают базу данных или Законы Природы, которым должны подчиняться первичные Поля Инерции и различные виды Материи, рожденные из Вакуума.

Материальный Мир образуют уровень элементарных частиц IV , уровень газообразной материи V, уровень жидкости VI и уровень твердых тел VII.

Как мы отметили выше, сознание человека проявляется через его взаимодействия с другими объектами посредством полей с различными физическими свойствами. Эти информационно-энергетические поля образуют многоступенчатую ауру вокруг физического тела человека. В эзотерической литературе самая близкая часть ауры, называемая эфирным телом, находится на расстоянии нескольких сантиметров (у обычных людей 1-3 см.). Эфирное тело характеризует «жизненную энергию» физического тела человека. Для измерения жизненной энергии венгерский исследователь Жорж Эгели, изобрел прибор – колесо Эгели, показанное на слайде. В фильме <http://www.youtube.com/watch?v=qc0uuSJmEI> можно увидеть, как действует колесо Эгели. Шкала на приборе измеряет жизненную энергию в относительных единицах от 0 до 400. Если поставить руку вблизи колеса прибора, представляющего собой тонкую фольгу насаженную на опорную иглу, то колесо начинает вращаться по направлению вытянутых пальцев (рис. 20). Считается, что чем быстрее вращается колесо, тем большей жизненной энергией обладает человек. Для обычного состояния среднего человека колесо Эгели показывает значение 200. Уставший человек раскручивает колесо до 100 или менее.



Рис. 20. Колесо Эгели для измерения «жизненной энергии»

В работах Е. Блаватской аура человека состоит из бти «полевых» уровней и следующим за эфирным телом идут: а) призрачное; б) астральное и ментальное тела. Эти тела отвечают за познание других «параллельных» миров и могут быть аналитически описаны уравнениями Физического Вакуума. Существует множество свидетельств и экспериментов, подтверждающих существование ауры человека. Интересные результаты измерения ауры человека и растений представлены в работе Андреева А.А. и др. [134] (рис. 21). Измерения были получены с использованием датчика торсионных полей ИГА-1, изобретенным и запатентованным Юрием Кравченко <http://www.igal.ru/ugatu.html> . В г. Ровно для исследования ауры человека была разработана эффективная методика, позволяющая уверенно замечать до 8 оболочек ауры, хотя в действительности оболочек больше. Самые ближние к телу человека оболочки (менее 20 см) не измерялись. И, вероятно, существуют оболочки на расстоянии более 7м, но их пока не удается измерить из-за ограниченности технических возможностей аппаратуры.

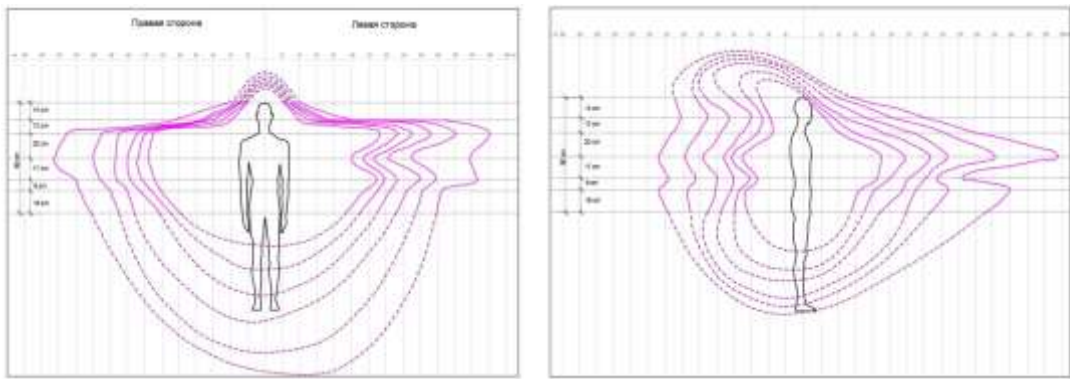


Рис. 21. Измерение ауры человека прибором ИГА-1

Тот же самый результат получен при измерении ауры растений. На рис.22 приведен график ауры комнатного растения. Авторы работы [135] замечают, что по характеру графиков ауры живых объектов можно предположить, что существует целая цепочка двойников, распространяющаяся как вверх так и вниз от физического тела. Возможно, так проявляется связь живого с Космосом (Абсолютным «Ничто»). Ясно и другое - физическое тело является лишь одним из многих проявлений человека в материальном мире [135]. В ходе проведения экспериментов было замечено, что каждая оболочка ведет себя индивидуально, увеличиваясь или уменьшаясь независимо от других. Похоже, что каждая оболочка отвечает за свой процесс, или (и) соответствует своему телу (физическому, эфирному, астральному и др.). Целостный Человек представляет собой своеобразную «матрешку» из различных полевых слоев, нанизанных на физическое тело.

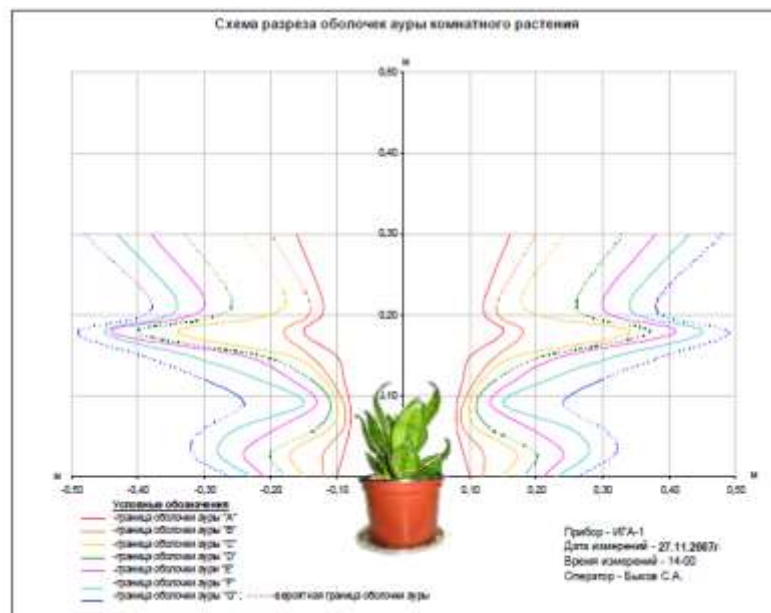


Рис. 22. Измерение ауры растения и его энергетического двойника

Измерения показали возможность человека, используя ментальное тело, управлять своей аурой. Например, размеры ауры в обычном состоянии составляли у испытуемого трех ближайших в физическому телу аур  $A=0,96\text{м.}$ ,  $B=1,50\text{м.}$ ,  $C=2,20\text{м.}$  При ментальном управлении они составляли соответственно  $A=1,45\text{м.}$ ,  $B=1,90\text{м.}$ ,  $C=2,80\text{м.}$  [204].

Некоторые из людей способны притягивать своим телом различные предметы (металлические ложки, монеты, тарелки и т.д.). Это явление получило название *биогравитация*. На слайде показано, как Михаил Васильев демонстрирует притяжение своим телом деревянного бруска весом примерно 20 кг. Впечатляет его способность притягивать стекло и камень или их комбинацию, весом 40 кг. Чемпионом в явлении биогравитации является Анатолий Антипов, <http://www.youtube.com/watch?v=ZpjZZqh6JpY>.



Рис. 23. Михаил притягивает своим телом: 1 – деревянный брус (20 кг.); 2- каменную плиту (25 кг.); 3- стеклянный пакет (15 кг.); 4 – каменную плиту (снизу) и стеклянный пакет (сверху) (40 кг.)

который притягивал своим телом три металлических плиты, расположенных одна на другой, общим весом 150 кг. <http://www.youtube.com/watch?v=glEIAf0AHyQ>. Более того, он своим сознанием может управлять величиной силы притяжения, действующей между телом и плитой. Он может ослабить эту силу и, тогда, плита «ползет» по его телу вниз. Увеличив мысленно силу притяжения, А. Антипов останавливает движение плиты. Ни одна из существующих общепринятых физических теорий не в состоянии объяснить, как происходит явление биогравитации.

Теоретический анализ уравнений Физического Вакуума выводит нас, на определенном уровне приближения, на уравнения Такабаяси-Маделунга [136-140]. Эти уравнения, описывающие движение частицы с массой  $m$ , зарядом  $e$  и спином  $s = \hbar/2$  в электромагнитных полях  $\vec{E}, \vec{H}$  и  $S_E$  (5.24), имеют вид



$$m \frac{dv_\alpha}{dt} = \left\{ e\vec{E} + \frac{e}{c} [\vec{v}\vec{H}] \right\}_\alpha + \frac{e}{c} S_E v_\alpha + \frac{e}{mc} S_\beta \partial_\alpha H_\beta + \frac{1}{2m\rho} \partial_\beta (\rho \partial_\alpha S_\gamma \partial_\beta S_\gamma) + \partial_\alpha \left( \frac{\hbar^2}{4m} \frac{\Delta\sqrt{\rho}}{\sqrt{\rho}} \right) \quad (6.47)$$

$$\frac{d\vec{S}}{dt} = \frac{e}{mc} [\vec{S}\vec{H}] + \frac{1}{m\rho} [\vec{S} \times (\partial_\alpha \rho \partial^\alpha \vec{S})], \quad (6.48)$$

$$\alpha, \beta, \gamma \dots = 1, 2, 3,$$

где

$$\rho = \Psi * \Psi = W \quad (6.49)$$

– плотность вероятности,

$$\vec{S} = \frac{\Psi + \hat{s}\Psi}{\Psi + \Psi} = \frac{\hbar}{2} \frac{\Psi + \hat{\sigma}\Psi}{\Psi + \Psi}, \quad \vec{S}^2 = \frac{\hbar^2}{4} \quad (6.50)$$

- (псевдо)вектор спина.

В поступательных уравнениях (6.47) первый член в левой части оказывается силой Лоренца, второй – сила вызванная скалярным полем (5.24), третий член представляет собой силу Штерна-Герлаха, а пятый и шестой – вакуумные силы Такабаяси-Маделунга [136-140]. Вращательные уравнения (6.48) представляют собой обобщенные уравнения Блоха, описывающие движение спина в магнитном поле  $\vec{H}$ . Последний член в правой части уравнений (6.48) описывает вакуумные моменты сил, действующих на спин. Уравнения (6.47)-(6.50) указывают на особую роль магнитного поля  $\vec{H}$  в (квази)квантовых процессах, являются нелинейными и в значительной степени зависящими от спина частицы, который представляет одну из компонент поля инерции (торсионного поля). Кроме того, вакуумные силы и поля уравнениях (6.47)-(6.50) дают возможность, с использованием электродинамических устройств, превращать энергию вакуума в детерминированную электрическую энергию, как это делается, например, в генераторах Андрея Слободяна [141].

Есть уверенность в том, что все наблюдаемые психофизические явления описываются уравнениями (6.47)-(6.50). Такие явления происходят на физическом уровне в теле человека, при этом человек бессознательно или сознательно управляет ими, вызывая значительные изменения в Материальном Мире. Эти же упрощенные уравнения лежат в основе функционирования канала связи между человеком и Миром Высшей Реальности.

## 7.2 Миры Высшей Реальности и информационные поля в медицине

Основной, интересующий исследователей тонкоматериальных миров, заключается в том, как можно объяснить взаимодействие между материальным миром и Миром Высшей реальности, опираясь на научный метод?

Первые шаги для ответа на этот вопрос можно сделать, используя уравнения теории Физического Вакуума  $(A_s^+, 1), (A_s^+, 2), (B_s^+, 1), (B_s^+, 2)$ . Действительно, посредником между человеком с его аурой и Миром Высшей Реальности являются первичные поля

инерции (первичные торсионные поля). Если сопоставить Мир Высшей Реальности с Православием, то святой троице Бог-отец, Бог-сын и Бог-святой Дух в теории Физического Вакуума соответствуют: уровень I Абсолютное «Ничто»; уровень III Физического Вакуума; II уровень первичных Полей Инерции (первичных Торсионных полей). В процессе творения Бог-отец (Абсолютное «Ничто», одновременно, есть «Все») вначале порождает Бога-святого Духа (первичные Поля инерции, не имеющие энергии) и, затем, с помощью святого Духа, происходит рождение Бога-сына (Физического Вакуума, или матрица возможного в материальном Мире). Таким образом, Бог-отец является единым началом «Всего», о чем можно думать и говорить человеку посредством информационных и энергетических объектов. Бог-отец обладает бесконечным сознанием, бесконечной информативностью и нулевой энергетичностью, поэтому он непознаваем современными научными методами, работающими с объектами, у которых характеристики конечны и отличны от нуля. Бог-отец является первопричиной для создания информационных (Бога-святого духа) и энергетических (Бога-Сына) миров в непроявленном и проявленном виде. Он выступает в этом случае как «беспричинная причина всех причин». Уравнения Физического Вакуума позволяют выделить три уровня причинности:

1. Первичная причинность, которая устанавливает во времени связь между причиной и следствием классическим образом – сначала причинность, потом следствие. В этой причинности передача сигнала не превышает скорости света  $c$ .
2. Суперпричинность, когда причина и следствие могут меняться местами во времени, т.е. сначала следствие, а потом причина. С нашей точки зрения это означает возможность двигаться вспять по времени. Суперпричинность допускает скорости сигнала, превышающие скорость света  $c$ .
3. Гиперпричинность возникает при мгновенном «распространении» сигнала, когда исчезает понятие скорости распространения сигнала и исчезает различие между причиной и следствием.

Бог-отец начинает творение, создавая объекты обладающие гиперпричинностью, что позволяет ему мгновенно контролировать все, что происходит во всех точках Вселенной. Затем создаются объекты, обладающие суперпричинностью и классической причинностью. В конечном итоге все рожденные из Физического Вакуума объекты, в той или иной степени, обладают всеми тремя видами причинности, которые для жизни и развития человека играют важнейшую роль.

В книге А. Шишкина «Новая медицина без врачей и лекарств» [142] человеческое тело состоит из семи тел: 1) физическое тело, состоящее из материальных объектов уровней IV, V, VI VII, при этом каждый материальный объект изначально обладает своей «аурой», из которых строится полная аура человека; 2) эфирное тело - полевая структура, обладающая всеми тремя видами причинности, но, в большей степени, классической причинностью; 3) астральное тело (тело эмоций) - полевая структура, обладающая всеми тремя видами причинности, но, в большей степени, суперпричинностью; 4) казуальное тело (тела причин, хранилище данных о всех заболеваниях человека и о его воплощениях) - полевая структура, обладающая всеми тремя видами причинности, но, в большей степени, суперпричинностью; 5) ментальное тело (тело мысли, компьютерный ум как часть сознания) - полевая структура, обладающая всеми тремя видами причинности, но, в большей степени, классической и суперпричинностью; 6) тело души - полевая структура, обладающая всеми тремя

видами причинности, но, в большей степени, суперпричинностью и гиперпричинностью; 7) тело духа - полевая структура, обладающая гиперпричинностью, дающей непосредственную связь с Богом-отцом.

По земному времени все тела имеют свой срок существования и наименее устойчивым является физическое тело, тогда как тело духа оказывается наиболее устойчивым и способным выбирать себе новые физические тела для следующего рождения на Земле.

Примером решения уравнений Физического Вакуума, для объекта с гиперпричинностью является решение (6.36) с функцией источника  $\Psi^0(u) = 0$ . Это решение имеет вид:

1. Для компонент обобщенных матриц Паули  $\sigma_i^{AB}$ :

$$\begin{aligned}\sigma_i^{00} &= l_i = \delta_i^0 - a \sin^2 x \delta_i^3, & \sigma_i^{11} &= n_i = \rho \bar{\rho} [\gamma \delta_i^0 + (\rho \bar{\rho})^{-1} \delta_i^1 - a \sin^2 x \gamma \delta_i^3], \\ \sigma_i^{01} &= m_i = -\frac{\bar{\rho}}{\sqrt{2}} [ia \sin x \delta_i^0 - (\rho \bar{\rho})^{-1} \delta_i^2 - i\Omega \sin x \delta_i^3], \\ \Omega &= r^2 + a^2, & \gamma &= \frac{r^2 + a^2}{2} \quad a = const.\end{aligned}$$

2. Дляспинорных компонент поля нерции  $T^i_{jk}$ :

$$\begin{aligned}\rho &= -\frac{1}{r - ia \cos x}, \quad \beta = -ctgx \frac{\bar{\rho}}{2\sqrt{2}}, \quad \pi = ia \sin x \frac{\rho^2}{2\sqrt{2}}, \quad \alpha = \pi - \bar{\beta}, \\ \mu &= \gamma \rho^2 \bar{\rho}, \quad \nu = 0, \quad \gamma = \mu + r \frac{\rho \bar{\rho}}{2}, \quad \tau = -ia \sin x \frac{\rho \bar{\rho}}{\sqrt{2}}.\end{aligned}\tag{6.51}$$

3. Дляспинорных компонент тензора Римана: *все компоненты равны нулю.*

Для решения (6.51) геометризованные уравнения Гейзенберга  $(A_{s^+}^+ . 1), (A_{s^+}^+ . 2)$  принимают вид

$$\nabla_{\beta\dot{\chi}} \iota_{\alpha} = \frac{1}{2r} o_{\alpha} \bar{o}_{\dot{\chi}\beta},\tag{6.52}$$

$$\nabla_{\beta\dot{\chi}} o_{\alpha} = -\frac{1}{r} \iota_{\alpha} \bar{\iota}_{\dot{\chi}} o_{\beta}.\tag{6.53}$$

Эти уравнения описывают элементарный вихрь пространства-времени – фитон [143], волновые функции  $\iota_{\alpha}$  и  $o_{\alpha}$  зависят от спинового параметра  $a = const$ . Фитон обладает нулевой энергией, но содержит информацию о вращении фитона, покрывая сразу все пространство Вселенной. Поскольку  $a = const$  - псевдоскаляр, то он «переносит» мгновенно новую информацию либо когда меняется его величина  $|a|$ , либо, когда меняется направление псевдовектора (6.40), который он характеризует.

Итак, фитон представляет собой «спинорную волну» в пространстве вне материи (в пустом пространстве), которая может быть создана материальной системой (прибором), модулирована и «излучена» в пустое пространство.

На рис. 24 представлен МШЭИ генератор Гаряева (генератор Модулированного Широкополосного Электромагнитного Излучения), используемый для модуляции спинорной волны информации, которая получается в результате облучения ДНК лазером ЛГН-303 с длиной волны 623.8 нм. Рассматривая лазер как двухуровневую квантовую систему, будем описывать движение электронов при переходе между уровнями 1 и 2 системой уравнений (6.47)-(6.50) в ДНК и уравнениями (6.51)-(6.53) в пустом пространстве. Заметим, что уравнение Шредингера представляет собой частный случай системы (6.47)-(6.50), при этом уравнение Шредингера не дает детального описания движения электрона в промежутке между уровнями 1 и 2 в тот момент, когда он излучает фотон и не несет информации о спине электрона. Эту ситуацию описывают уравнения (6.47)-(6.53). Поэтому мы предполагаем, что МШЭИ генератор Гаряева, кроме электромагнитных полей, «излучает» электроторсионные поля [17] и спиновые волны (фитоны), распространяющийся в пространстве мгновенно и обладающий высокой проникающей способностью.



Рис. 24. МШЭИ генератор Гаряева

Генератор Гаряева обладает способностью «снимать» информацию о структуре лекарств и записывать ее на звуковой носитель. Пациент прослушивает запись и получает лечебный эффект. В работе [143] А.Е. Акимов рассматривает четыре класса торсионных генераторов:

- 1) Спиново-упорядоченные системы (с ядерной, атомной, молекулярной спиновой анизотропией).
- 2) Источники электромагнитного поля.
- 3) Вращающиеся материальные и полевые объекты.
- 4) Геометрические и топологические формы.

По этой классификации МШЭИ генератор Гаряева относится ко второму классу, в котором порождается электроторсионное излучение, сопровождающее излучение электромагнитных волн.

Существуют торсионные генераторы, в которых используются комбинации этих

классов, например, торсионный генератор Л. Монтанье.

Примерно через 10 лет после экспериментов П. П. Горяева В конце 2010 г. Нобелевский лауреат по медицине Л. Монтанье опубликовал эксперименты по переносу генетической информации [148]. Схема эксперимента Л. Монтанье представлена на рис. 25, который демонстрирует перенос информации с сильно разбавленного раствора ДНК на дистиллированную стерильную воду, в которой по окончании переноса проводят т.н. полимеразную цепную реакцию (ПЦР), осуществляющей в обычных стандартных условиях репликацию (размножение) молекул ДНК на вещественных матрицах одножестких ДНК. В установке Монтанье в соленоид со слабым переменным током на частоте 7 Гц помещались рядом две герметично закрытые пробирки (рис. 25). Одна была с разведённым препаратом ДНК ( $10^{-6}$ ), вторая - с дистиллированной стерильной водой. Соленоид вместе с пробирками был помещен в контейнер из специального мю-металла, который поглощает ультранизкочастотные электромагнитные волны. После 18 часов работы установки в воду из второй пробирки добавлялись строительные компоненты для ДНК – нуклеотиды, праймеры, ДНК полимеразы, т.е. использовали систему ПЦР.

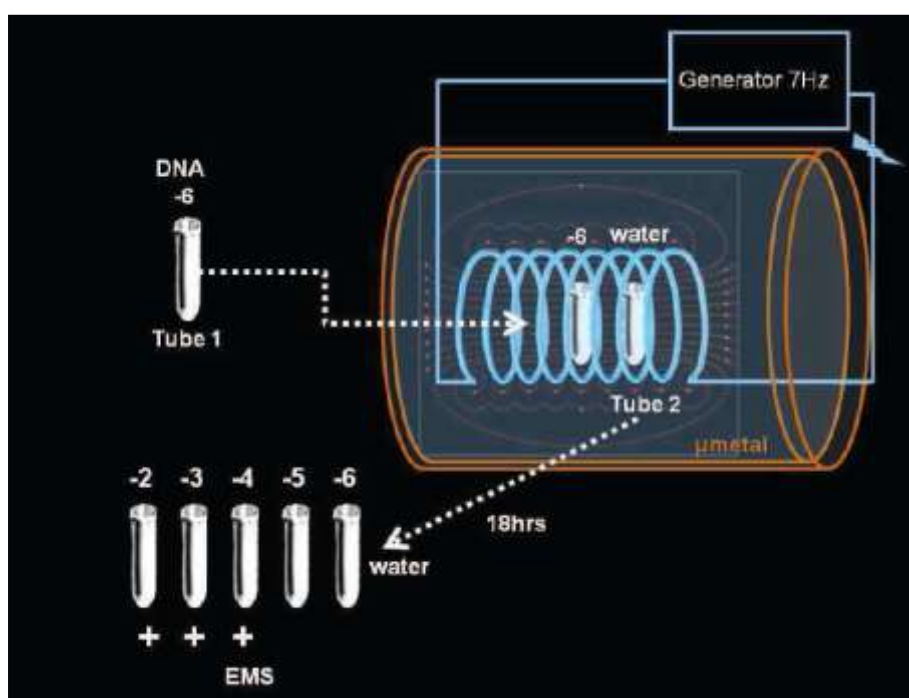


Рис. 25. Перенос информации о ДНК на воду по торсионному каналу в эксперименте группы Л. Монтанье

В результате в ней синтезировалась ДНК, на 98% идентичная препарату-донору. Авторы работы объясняют этот эффект переносом информации из водного раствора ДНК электромагнитными волнами. В результате в чистой воде во второй пробирке появляются те же структурные конфигурации когерентной фазы воды (авторы ссылаются на теорию когерентных состояний воды, которые аналогичны ДНК. В статье [148] приводится формула для частоты Лармора

$$\vec{\omega}_L = \frac{e}{mc} \vec{H}, \quad (6.54)$$

которая следует из уравнений (6.48). При выборе соответствующих параметров, эта формула описывает частоту ядерно-магнитного резонанса молекулы ДНК. Поэтому, хотя в

работе [148] исследуется электромагнитное излучение ДНК, полученные Л. Монтанье результаты можно трактовать также в рамках торсионной концепции, поскольку соленоид служит источником не только электромагнитного, но и торсионного поля, излучение которого переносит информацию на воду.

Существуют данные, что аура человека является естественным генератором и приемником информационных полей – фитонов. Все воздействия, которые производят торсионные генераторы на вещество, способен делать и человек, используя свою ауру.

Конечно, для более детального исследования взаимодействия материального Мира с Миром Высшей реальности нужны дополнительные исследования специалистов из различных областей человеческого знания.

### **7.3 Роль философии в фундаментальной физике**

А. Эйнштейн говорил о себе, что он в большей степени является философом, чем физиком. Его работы, начиная с 1905 по 1915, в полной мере подтверждают его слова о стиле работы, которые достигали высот философского понимания задач, стоящих перед фундаментальной наукой того времени. Поэтому, одной из причин неудач великого ученого при попытке создать теорию Единого поля, был уход от философского осмысления результатов собственных фундаментальных работ. В 40-50 годы прошлого столетия теоретики, учествовавшие в развитии квантовой электродинамики, вообще считали, что современные им философы «идут на поводу у физиков» и в современной науке потеряли всякую научную самостоятельность. При этом физики опирались на конструктивную науку - квантовую теорию поля, которая в то время была далека от фундаментальной квантовой теории.

Неприязнь некоторых теоретиков к философии понятна. Дело в том, что в работе Карла Поппера [4] определен очень сильный критерий фундаментальности физической теории - ее фальсифицируемость. Если применить этот принцип к большинству популярных физических теорий, то они окажутся не фальсифицируемыми, что говорит о их полной несостоятельности. Можно ли после этого уважать философов.

Вообще говоря, физика наука экспериментальная и долгое время развивалась, в основном, методом индукции, но, когда в физику пришел А. Эйнштейн, он построил фундаментальную теорию (кстати, фальсифицируемую) – теорию гравитации Эйнштейна (почти) не опираясь на опыт, при этом он в полную силу использовал дедуктивный метод и опирался на интуицию. Такие теории, как теория ядерных сил, слабых взаимодействий и теория элементарных частиц создавались с использованием индукции и путем введения феноменологических, подгоночных констант. Фактически, теории подобного рода «приспосабливались» к наблюдаемым данным. Поэтому А. Эйнштейн никогда не занимался подобного рода теориями, считая, что очень сложная теория может быть построена путем дедукции, наподобие общерелятивистской теории гравитационного поля.

Именно этот путь развития предлагает нам философия Универсальной науки, в работах корейского философа Джин Сон Бэ, который пишет:

«Универсальная наука пытается найти единую методологию, которая признает равную достоверность как чувственного опыта, так и рациональности, сохраняя при этом авторитет и

особые характеристики индукции и дедукции через фундаментальное понимание чувственного опыта [144]».

Из моего опыта создания теории Физического Вакуума я действительно использовал синтез индуктивного и дедуктивного подхода, но этого оказалось мало, поскольку основной подсказкой для меня были нерешенные проблемы современной физики во всех фундаментальных ее разделах, а именно: в классической механике, классической электродинамике и теории гравитации Эйнштейна [17]. Глубокий анализ нерешенных проблем теоретической физики способствовал выдвижению гипотез как своеобразных ориентиров для выбора правильных путей.

Гипотеза Э. Картана о том, что вращение материи является источником кручения пространства (торсионным полем), была известна в науке с 1922 г. [23], однако большинство работ, сделанных в науке для теоретического развития гипотезы Э. Картана, были обречены на неудачу, поскольку никто из авторов не смог указать на эксперименты, подтверждающие гипотезу. Здесь гипотеза Э. Картана не сработала по той причине, что известны три геометрии с кручением и надо было сделать правильный выбор, ориентируясь на эмпирические данные, что и было сделано автором [145,146]. Поэтому совершенно верно отмечено в работе [144], что «научная гипотеза обладает потенциалом быть опровергнутой в любое время и может стать объектом сомнений и критики во все времена. Дедукция рассматривает скрытую природу гипотезы как теорию, которая открывает природу теории перед сенсорным опытом и что дедуктивная открытость и креативность в отношении такой теории являются ключевыми факторами научного духа. Если эти результаты расходятся с экспериментом, то это ошибочный закон; это простое утверждение является не чем иным, как ключом науки [147]».

## **Заключение**

Подводя итог изложенному материалу, отметим наиболее важные результаты нашего исследования:

- 1) В соответствии с идеями А. Эйнштейна, найдены уравнения геометризированной электродинамики (решена первая проблема Эйнштейна), решение уравнений которой приводят к короткодействующим добавкам к потенциалу Кулона, что позволило дать фундаментальное описание ядерным силам [17.77, 83-87].
- 2) Геометризован тензор энергии-импульса материи в уравнениях Эйнштейна (решена вторая проблема Эйнштейна), что позволило обобщить теорию гравитации Эйнштейна, добавив в нее вращательную относительность, кручение пространства и калибровочные уравнения типа Янга-Миллса [17, 145,146]
- 3) Найдены уравнения, описывающие динамику третьего фундаментального физического поля – поля инерции, которое дано каждому человеку в ощущениях в повседневной жизни [17, 56].
- 4) Создана классическая механика Декарта, в которой принципиально отсутствует инерциальная система отсчета и всякое движение сводится к вращению (гипотеза Декарта) [17, 35,36].
- 5) В рамках механики Декарта теоретически и экспериментально исследована модель аппарата, способного передвигаться в космическом пространстве, используя

управляемую пространственно-временную прецессию гироскопической системы внутри аппарата [ 26,30, 72,73,76].

- 6) Используя уравнения геометризированной электродинамики, были теоретически описаны и экспериментально подтверждены скалярные электромагнитные поля, впервые открытые Н. Тесла [ 24,91].
- 7) Предложены уравнения Физического Вакуума, трактуемые как уравнения Единой теории Поля, объединяющие уравнения трех фундаментальных полей – гравитационного, электромагнитного и поля инерции [ 58,59, 17].
- 8) Показано, что волновая функция в квантовых геометризованных уравнениях Шредингера, Дирака является нормированным на единицу полем инерции, в соответствии с идеями А. Эйнштейна Л. Де Бройля [ 17,113,140].
- 9) Практическое использование поля инерции (математический термин - торсионное поле) уже сейчас положило начало созданию суммы 9-ти торсионных технологий в: спинтронике, энергетике, материаловедении, медицине, транспорте, связи, сельском хозяйству, поиске полезных ископаемых и психофизике.
- 10) Найден аналитический подход к описанию Миров Высшей Реальности, в которых существуют объекты, движущиеся со скоростями больше скорости света и допускающие Сверхпричинность и движение вспять по времени, а также распространяющиеся мгновенно на всю Вселенную и допускающие Гиперпричинность.

По мнению автора, основным достижением теории Физического Вакуума оказывается «выпавшее из поля зрения» теоретиков - поле Инерции, представляющее собой третье фундаментальное физическое поле, данное каждому из нас в повседневных ощущениях (остальные два поля - это гравитационное и электромагнитное). Каждый день мы чувствуем на себе *действие поля инерции через четыре силы инерции*, не осознавая этого. Отличие перечисленных выше торсионных технологий от уже существующих в их исключительной эффективности при малых материальных затратах. В настоящее время торсионные технологии развиваются не только в России, но и в других странах. Например, в Южной Корее Dr. W.C. Lee разрабатывает SoRegen Technology, в которой используются торсионные поля как носители информационных взаимодействий.

Предлагаемая новая фундаментальная физическая теория впервые предлагает аналитический аппарат для описания психофизики и Миров Высшей реальности. Психофизика самый молодой и самый важный (с точки зрения автора) раздел физики, асимптотически указывающий на существование в природе высшего уровня реальности - Абсолютного «Ничто», который в теории Физического Вакуума является синонимом Бога.

## Литература

1. Смолин Л. // Неприятности с физикой: взлет теории струн, упадок науки и что за этим следует, [http://www.zone4iphone.ru/index.php?p\\_id=7&b\\_id=22076](http://www.zone4iphone.ru/index.php?p_id=7&b_id=22076)
2. Consa O. // Something is rotten in the state of QED. Research Gate, February 2020, p. 1-12.
3. Дирак П. // Пути физики. М.: Энеграториздат, 1983.
4. Поннер К. // Логика научного исследования. М.: Республика, 2005. - 447 с.
5. Nagashima Y. // Elementary Particle Physics: Foundations of the Standard Model, Volume 2. Wiley 2013, p. 614.



6. *Schwartz, M.D.* // Quantum Field Theory and the Standard Model, Cambridge University Press 2013, p. 952 .
7. *Маляров В. В.* // Основы теории атомного ядра. М.: Наука, 1959.
8. *A. Lesov A.* // The Weak Force: From Fermi to Feynman. Thesis, University of South Carolina, 2009.
9. *Федянин В.* // Электромагнитная структура ядер и нуклонов. М.: Высшая школа. 1968.
10. *Хоссенфельдер С.* // У народа есть все основания не доверять науке. Nature Physics. 2017, **13**, p 316.
11. *Грин Б.* // Элегантная Вселенная, М.: Едиториал УРСС, 2005, 288 с.
12. *Яу Ш., Надис С.* Теория струн и скрытые измерения Вселенной, The Shape of Inner Space: String Theory and the Geometry of the Universe's Hidden Dimensions 2010, СПб.: Питер, 2012. 400 с.
13. *Эйлер Л.* // Основы динамики точки. ОНТИ-НКТП-СССР, 1938, с. 537.
14. *Эйлер Л.* // Открытие нового принципа механики. Записки Берлинской академии наук, 1750, т. 14., с. 185-217.
15. *Шипов Г.И.* // Когда Эйлеру не хватило интуиции Ньютона, в физике возникает застой // «Академия Тринитаризма», М., Эл № 77-6567, публ.20139, 04.02.2015.  
<http://www.trinitas.ru/rus/doc/0231/008a/1135-shp.pdf>
16. *Ольховский И.И.* // Курс теоретической механики для физиков. М.: Наука, 1970.
17. *Шипов Г.И.* // Теория физического вакуума, теория эксперименты и технологии, М., Наука, 1997. 450 с.; *Shipov G.* // A theory of Physical Vacuum, М.: ST-Center, 1998. P. 312.
18. *Маркеев А.П.* // Точки либрации в небесной механике и космодинамике. М.: Наука, 1978. - 312 с.
19. *Einstein A., Grossmann M.* // Z. Math. und Phys., 1913, **62**, 225-261. Эйнштейн А., Гроссман М. // Проект общей теории относительности и теория тяготения. Собр. науч. тр. М.: Наука, 1965. Т. 1. С. 227-266.
20. *Einstein A.* // Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss., 1914, **2**, 1030-1085. *Эйнштейн А.* // Формальные основы общей теории относительности. Собр. науч. тр. М.: Наука, 1965. Т. 1. С. 326-382.
21. *Einstein A.* // Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss., 1915, **44**, 2, 778-786. *Эйнштейн А.* // К общей теории относительности. Собр. науч. тр. М.: Наука, 1965. Т. 1. С. 425-434.
22. *Euler L.* // Continuation des recherches sur la théorie du mouvement des fluides // Mémoires de l'Académie royale des sciences et belles lettres. Berlin, 1755 (1757). V. 11. P. 316-361. (§ 54).
23. *Cartan E.* // Compt. Rend.1922. Vol. 174, p. 437.
24. *Шипов Г.И., Подаровская М.И.* // Электродинамика больших ускорений и переменных зарядов // «Академия Тринитаризма», М., Эл № 77-6567, публ.26439, 01.06.2020.  
<http://www.trinitas.ru/rus/doc/0231/008b/1171-shpp.pdf>
25. *Схоутен Я.А.* // Тензорный анализ для физиков, 1965. М.: Наука, ГРФМЛ, с. 455.
26. *Шипов Г.И.* // О новом способе передвижения в космическом пространстве // «Академия Тринитаризма», М., Эл № 77-6567, публ.25737, 16.09.2019.  
<http://www.trinitas.ru/rus/doc/0231/008b/1162-shp.pdf>
27. *Penrose R.* // The Road to Reality. A complete guide to the Laws of the Universe , 2007, p. 1094.
28. *Frenet F.* // Jour. de Math. 1852. Vol. 17. P. 437-447.

29. *Фиников С.П.* // Дифференциальная геометрия, Курс лекций, читанный на мех отделении мех.-мат. ф-та МГУМ.: МГУ, 1961, с.158.
30. *Шипов Г.И.* // Ускоренная 3D система отсчета и геометризация сил и полей инерции // «Академия Тринитаризма», М., Эл № 77-6567, публ.23743, 19.09.2017.  
<http://www.trinitas.ru/rus/doc/0231/008a/1154-shp.pdf>
31. *Геловани В.А., Смольяков Э.Р.* // Гипотеза о влиянии высших производных на движение центра масс. ДАН, 2000, т. **375**, № 2, с. 159-162.
32. *Смольяков Э.Р.* // Нелинейные законы движения и обоснование законов движения инерциальных систем. ДАН РФ, 2003, т. **393**, № 6, с. 770-775.
33. *Колфилд Р.* // Пятидесятилетний секрет фон Брауна, <http://divinecosmos.e-puzzle.ru/Article59.htm>
34. *Nayasaki H., Tahaka H., Hashida T.C., Sugiyama T.* // Possibility for the existence of anti-gravity: evidence from a free-fall experiment using a spinning gyro. *Speculations in Science and Technology* **20**, 1997, сс173-181.
35. *Шипов Г.И.* // Механика ориентируемой точки и общий принцип инерции. Известия вузов, Физика, 1985, № 3, с.74.
36. *Shipov G.* // Decartes' Mechanics – Fourth Generalization of Newton's Mechanics. In "7 th Intern. Conference Computing Anticipatory Systems " ~ НЕС - ULg, Liege, Belgium, 2005, ISSN 1373-5411 ISBN 2-930396-05-9 P. 178 .
37. *Раишевский П.К.* // Риманова геометрия и тензорный анализ. М.: Наука, 1964, стр. 531.
38. *Клейн Ф.* // Сравнительное обозрение новейших геометрических исследований («Эрлангенская программа») // Об основаниях геометрии. Сборник классических работ по геометрии Лобачевского и развитию её идей, М.: ГИТТЛ, 1956, с. 399-434.
39. *Картан Э.* // Теория конечных непрерывных групп и дифференциальная геометрия, изложенная методом подвижного репера. М.: «Платон», 1998.
40. *Шарп Р.У.* // Дифференциальная геометрия. Обобщение Картана Эрлангенской программы Клейна. М.: МЦНМО, 2019, с. 498.
41. *Weyl H.* // Gravitation and Electricity. *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss.*, May 30, 1918, p. 465.
42. *Weyl H.* // *Nature*. Vol. 106. February 17, 1921, pp. 800-802.
43. *Eddington A.S.* // *Proceedings of the Royal Society (London)*. 1921. Vol. A99, p 104-122.
44. *Kaluza T.* // On the Unity Problem of Physics. *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss.*, December 22, 1921, pp. 966-972.
45. *Де Лэскалье Э.* // Эйнштейн и Единая Теория Поля, <https://stihi.ru/2019/06/05/5483>
46. *Einstein A.* // *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss., phys.-math. Kl.*, 1923, 32-38. *Эйнштейн А.* // К общей теории относительности. Собр. науч. тр. М.: Наука, 1966. Т. 2. С. 134-141.
47. *Einstein A.* // *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss., phys.-math. Kl.*, 1923, 76-77. *Эйнштейн А.* // Замечание к моей работе «К общей теории относительности». Собр. науч. тр. М.: Наука, 1966. Т. 2. С. 142-144.
48. *Einstein A.* // *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss., phys.-math. Kl.*, 1923, 137-140. *Эйнштейн А.* // К аффинной теории поля. Собр. науч. тр. М.: Наука, 1966. Т. 2. С. 142-144.
49. *Einstein A.* // *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss., phys.-math. Kl.*, 1923, 137-140. *Эйнштейн А.* // Теория аффинного поля. Собр. науч. тр. М.: Наука, 1966. Т. 2. С. 149-153.
50. *Einstein A.* // *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss., phys.-math. Kl.*, 1925, 414-419.
51. *Эйнштейн А.* // Единая полевая теория тяготения и электричества. Собр. науч. тр. М.: Наука, 1966. Т. 2. С. 171-177.
52. *Einstein A.* // In: "Albert Einstein - Philosopher-Scientist", ed. by P.A.Schilpp, Evanston (Illinois), 1945, pp. 1-95.

53. *Einstein A.* // In: "Louis de Broglie, physicien et penseur". Paris, 1953, pp. 4-14.
54. *De Sitter W.* // Proceedings of Nederlandse Akademie van Wetenschappen (1917) **19** 1217-1225.
55. *Schwarzschild K.* // Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss., 1916, Bd. 189. S. 195.
56. *Шипов Г.И.* // Проблемы теории элементарных взаимодействий, 1979, Москва, МГУ, Ч.1, с. 146.
57. *Vaidya P.*// Tensor (Japan). Vol. 24, 1, 1972.
58. *Шипов Г.И.* // Программа Всеобщей относительности и теория Физического Вакуума. ВИНТИ, № 6948-B88, Москва, 1988, сс. 1-131.
59. *Шипов Г.И.* // Математические основы калибровочной модели Физического Вакуума. ВИНТИ, № 5326-B87, Москва, 1987, сс. 1-159.
60. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* // Теория поля. Т.2. М.: Наука, 1988.
61. *Козырев Н.А.* // Причинная или несимметричная механика в линейном приближении. Пулково, 1958, 232 с.
62. *Hayasaka H., Takeuchi S.,* // Anomalous Weight Reduction on a Gyroscope's Right Rotations around the Vertical Axis on the Earth. Phys. Rev. Letters. v.6 , №25, 1989.
63. *Ишлинский Ю.А.* // Механика относительного движения и силы инерции. М.: Наука, 1983.
64. *Магнус К.*// Гироскоп: теория и применение. М.: Мир, 1974, с. 526.
65. *Граммель Р.* // Гироскоп, его теория и применения, т. 1. т. 2, ИЛ, М., 1952.
66. *Ellis G.R., Elst H.*// Cosmological Models, Cargese Lectures 1998, LANL e-print archives: gr-qc/9812046, 1999.
67. *Raychaudhuri A.*// Phys. Rev. 98, 1123 (1955).
68. *Raychaudhuri A.*// Relativistic cosmology, I, *Phys. Rev.* **98**, 1123 (1955). Reprinted as a 'Golden Oldie' in *GRG* **32**, 749 (2000).
69. *Hawking S. W., Ellis G.F. R.* // The large scale structure of space-time (Cambridge University Press, Cambridge, 1973).
70. *Alcubierre, M.* // "The warp drive: hyper-fast travel within general relativity". *Class. Quant. Grav.* Vol.11. L73-L77. (1994).
71. *Толчин В.Н.* // Инерциоид. Силы инерции как источник движения. Пермь. 1977.
72. *Шипов Г.И., Сидоров А.Н.* // Теоретические и экспериментальные исследования реактивного движения без отбрасывания массы. «Физика взаимодействия живых объектов с окружающей средой», 2004, М.: с.230.
73. *Шипов Г.И.*// 4D Гироскоп в механике Декарта. Кириллица, 2006, с. 74  
[http://www.shipov.com/files/021209\\_tolchdescart.pdf](http://www.shipov.com/files/021209_tolchdescart.pdf)
74. *Шипов Г.И.* // О новом способе передвижения в космическом пространстве // «Академия Тринитаризма», М., Эл № 77-6567, публ.25737, 16.09.2019 .  
<http://www.trinitas.ru/rus/doc/0231/008b/1162-shp.pdf> .
75. *Шипов Г.И., Сидоров А.Н.,* // О наблюдении действия сил инерции в инерциальной системе отсчета // «Академия Тринитаризма», М., Эл № 77-6567, публ.17140, 24.12.2011.
76. *Шипов Г.И.*// Теоретическое и экспериментальное исследование пространственно-временной прецессии 4D гироскопа и новый способ передвижения в космическом пространстве // «Академия Тринитаризма», М., Эл № 77-6567, публ.23250, 10.04.2017,  
<http://www.trinitas.ru/rus/doc/0231/008a/1151-shp.pdf> .  
<https://www.youtube.com/watch?v=Igt1pV8ojTc> .
77. *Шипов Г.И.* // Общерелятивистская нелинейная электродинамика с тензорным потенциалом. Известия вузов, Физика, 1972, № 10, с. 98- 102.

78. Фок В.А. // Теория пространства, времени и тяготения. М., ГИТТЛ, 1955, сс. 238-241, 245-251, 295-297.
79. Rutherford E. // Philos. Mag. 1919, Vol. 37. P. 537.
80. Бете Г. // Теория ядерной материи. М.: Мир, 1974.
81. Валантен Л. // Субатомная физика. Ядра и частицы, т. 2, М.: Мир, 1986.
82. Федянин В. // Электромагнитная структура ядер и нуклонов. М., Высш. шк., 1968.
83. Губарев Е.А., Сидоров А.Н. // Тез. докл. XXXVIII науч. конф. фак. физ-мат. и естественных наук Ун-та дружбы народов. М., 1992, доп. вып. С 3.
84. Губарев Е.А., Сидоров А.Н. // Тез. докл. VIII Рос. грав. конф. «Теоретические и экспериментальные проблемы гравитации» М.: Рос. гравитац. ассоц. 1993. С.251.
85. Губарев Е.А., Сидоров А.Н. Шипов Г.И. // Модель сильного взаимодействия на основе решений уравнений теории Вакуума. Труды V семинара "Гравитационная энергия и гравитационные волны", Дубна, 16-18 мая, 1992, с 232.
86. Шипов Г.И. // Фундаментальные взаимодействия в геометрической модели Физического Вакуума. Труды VI семинара "Гравитационная энергия и гравитационные волны", Дубна, 26-30 октября, 1993, с 141.
87. Губарев Е.А., Сидоров А.Н. // Вакуумная модель сильного взаимодействия. Новые результаты. Труды VI семинара "Гравитационная энергия и гравитационные волны", Дубна, 26-30 октября, 1993, с 146.
88. Kinzinger E. // Ztschr. Naturforsch. A.149. Bd.4. S.88.
89. Hofstadter R. // Rev.Mod.Phys. 1956. Vol. 28, № 3. P.814.
90. Hofstadter R. // The electron-scattering method and its application to the structure of nuclei and nucleons. Nobel Lecture, December 11, 1961.  
<https://www.nobelprize.org/prizes/physics/1961/hofstadter/lecture/> .
91. Шипов Г.И., Лобова М.А. // Скалярное излучение в вакуумной электродинамике. Теория и эксперимент // «Академия Тринитаризма», М., Эл № 77-6567, публ.17752, 20.11.2012. <http://www.trinitas.ru/rus/doc/0231/008a/1114-shl.pdf> .
92. Henriksson M. and all. // Laser guiding of Tesla coil high voltage discharges. OPTICS EXPRESS, 2012 / Vol. 20, No. 12.
93. Tesla N. // The one-wire transmission system. [U.S. Patent 0,593,138](#), "Electrical Transformer" (1897).
94. Tesla N. "The True Wireless". Electrical Experimenter (May 1919).
95. Николаев Г.В. // Тайны электромагнетизма. Томск. 2001.С.77.
96. Заев Н.Е., Авраменко С. В., Лусин В.Н. // Измерение тока проводимости, возбуждаемого поляризационным током // Журнал «ЖРФМ», 1991, № 2, стр. 68 – 81.
97. Стребков Д.С. // Резонансные методы передачи и применения электрической энергии. – М.: ГНУ ВИЭСХ, 2008 – 352с.
98. Тесла Н. // Статьи. Из-во «Агни», Самара, 2007, с. 602.
99. Маделунг Э. // Математический аппарат физики, М., Наука, 1961, с.618.
100. Ефремов А.П. // Исследование кватернионных пространств и их взаимосвязи с системами отсчета и физическими полями. Москва, 2005, РУДН, сс. 222.
101. Cartan E. // Проективные группы, которые не сохраняют никакую мультипликативную плоскость. Bull, Soc. Math. France, **41**, 53 (1913).
102. Pauli W. // Z. Physik, **37**, 601, (1927).
103. Dirac P.A.M. // «The Quantum Theory of the Electron», Proc. R. Soc. **A117** 610 (1928).
104. Пенроуз Р., Риндлер В. // Спиноры и пространство-время. Т.1. М.: Мир, 1987.
105. Carmeli M. // J. Math. Phys. 1970. Vol.2. P.27-28.

106. *Carmeli M.* // Lett. nuovo cim. 1970. Vol.4. P.40-46.
107. *Carmeli M.* // Phys. Rev. D. 1972. Vol.5. P.5-8.
108. *Carmeli M.* // Classical Fields. General Relativity and Gauge Theory. World Scientific Publish. 2001. P. 650.
109. *Carmeli M.* // Group Theory and General Relativity. World Scientific Publish. 2000. P. 391.
110. *Карпан Э.* // Теория конечных непрерывных групп и дифференциальная геометрия, изложенная методом подвижного репера. Платон, 1998, с. 367.
111. *Newman. E., Penrose R.* // J. Math. Phys. 1962. Vol. 3, \No 3. P.566 - 587.
112. *Шупов Г.И.* // Геометрия абсолютного параллелизма. Ч.2. М., 1992. 76 с. Препринт МНТЦ ВЕНТ; №16.
113. *Шупов Г.И.* // Квантовая механика как динамика полевых гироскопов // «Академия Тринитаризма», М., Эл № 77-6567, публ.16483, 13.04.2011.  
<http://www.trinitas.ru/rus/doc/0231/008a/1087-sh.pdf>
114. *Heisenberg W.* // Rev. Mod. Phys. 1957. Vol. 29. P. 269.
115. *Duerr H.P., Heisenberg W., Mitter H., et al.* // Ztschr. Naturforsch. A. 1959. Bd. 14. S. 441.
116. *Debney G., Kerr R., Schild A.* // J. Math. Phys. 1969. Vol. 10, \No 10. P. 1842.
117. *Maia D.* // Acta phys. pol. Suppl. 1973. Vol.14. № 7. 3. 882-887.
118. *Einstein A.* // Religion und Wissenschaft. Berliner Tageblatt, 11 Nov, 1930.
119. *Kozyrev N. A, V. V. Nasonov V. V.* // On certain properties of time discovered by astronomical observations. The problem of research of the Universe, 1980. vol.9, p. 76.
120. *Lavrentiev M. M., Eganova I. A., Lutset M. K. And Fominykh S. F.* // On the remote influence of stars on the resistor.. Reports of the USSR Academy of Sciences, 1990, vol. 314, vol.2, p. 352.
121. *Akimov A. E, Kovalchuk G. U., Medvedev V. G., Olynyk V. K., Pugach A. F.* // Preliminary results of astronomical observations of the sky by the method of N. A. Kozyrev. GAO AS of Ukraine, Kiev, 1992, Preprint N GAO-92-5R, p. 16.
122. *Matveenko L. I.* // Visible superluminal velocity of components in extragalactic objects. UFN, 1983, volume 140, vol. 3, pp. 463-501.
123. *Einstein A., Podolsky B., Rosen N.* // Can quantum-mechanical description of Physical Reality be considered complete? // *Phys. Rev.* / G. D. Sprouse — American Physical Society, 1935. Vol. 47, Iss. 10, pp. 777–780.
124. *Moehring D. L., et al.* //Entanglement of single-atom quantum bits at a distance. Nature. 2007. No. 449.
125. *Salart D., et al.* //Testing the speed of „spooky action at a distance“ , Nature , 2008. No. 454.
126. *Scheidl T. & al.* // 2010, "Violation of local realism with freedom of choice", [arXiv:0811.3129v2](https://arxiv.org/abs/0811.3129v2) [quant-ph].
127. *Herrmann L. G., et al.* //Carbon Nanotubes as Cooper-Pair Beam Splitters. Physical Review Letters . 2010. Vol. 104, Iss. 2.
128. *Lettner M., et al.* // Remote Entanglement between a Single Atom and a Bose-Einstein Condensate // Physical Review Letters . 2011. Vol. 106, Iss. 21.
129. *Terletsky J.P.* // J. Phys. Radiant. 1962. Vol. 23. P. 910.
130. *Terletsky Ya. P.* // Paradoxes of the theory of Relativity. Moscow: Nauka, 1966.

131. *Шипов Г.И.*// Теория физического вакуума. Новая парадигма. М., НТ-Центр, 1993. с.362.
132. *Волченко В.Н., Дульнев Г.Н., Акимов А.Е.* // Информационно-энергетические взаимодействия в живой природе. М.: 1993. Препринт МНТЦ ВЕНТ.
133. *Hagelin J.S.* // Achieving World Peace Through A New Science and Tecnology. –МIU Press, P. 30, 1991.
134. *Андреев А.А., Демьянов В.А., Кравченко Ю.П. Савельев А.В.*// Опыт исследования биополя человека (ауры) с помощью аппаратуры ИГА-1. <http://www.iga1.ru/ugatu.html>
135. *Андреев А.А., Быков С.А., Демьянов В.А.*// О физическом механизме проявления тонкополевых структур в трехмерном пространстве (К вопросу об измерении «тонких» полей аппаратурой ИГА-1). Международн. научн. конф. «Торсионные поля и информационные взаимодействия», Хоста, Сочи, Москва 2009, сс.88- 101. Смотри книгу на сайте <http://www.second-physics.ru>
136. *Takabayasi T.*// Progr. Theor. Phys. 14, N 4. 1955, p. 283.
137. *Takabayasi T., Vigier J.P.*// Progr. Theor. Phys. 18, N 6. 1957, p. 573.
138. *Takabayasi T.*// Progr. Theor. Phys. 69, N 5. 1983, p. 1323.
139. *Takabayasi T.*// Progr. Theor. Phys. 70, N 1. 1983, p. 1.
140. *Шипов Г.И., Подаровская М.И.*// О Спин - Торсионных Полях в Уравнениях Дирака-Такабаяши // «Академия Тринитаризма», М., Эл № 77-6567, публ.18245, 11.10.2013, <http://www.trinitas.ru/rus/doc/0231/003a/1032-sp.pdf>
141. *Слободян А.* // Магнитный генератор. <https://infinitysav.com/magneticgenerator/>
142. *Шишкин А.П.*//Новая медицина без врачей и лекарств. <https://www.newzapovedrussia.ru/>
143. *Акимов А.Е.* // Эвристическое обсуждение проблемы поиска дальнодействий: EGS – концепция. М.: 1991. 63 с. Препр. МНТЦ ВЕНТ; № 7 А.
144. *Джин Сон-Бэ* // Новый Ренессанс: Систематизация академического исследования науки Бога. Институт философии Универсальной науки. Республика Корея. 2019, с. 30.
145. *Шипов Г.И.* // Уравнения поля тетрад в пространстве абсолютного параллелизма. Известия вузов, Физика, 1976, № 6, с. 132.
146. *Шипов Г.И.* // Теория гравитации в пространстве абсолютного параллелизма. Известия вузов, Физика, 1977, № 6, с. 142.
147. *Фейнман Р.*// Характер физических законов. 2015, AST Publishers, с. 256.
148. *Montagnier L., Aissa J., Del Giudice, Lavallee C., Tedeschi A., and G. Vitiello G.* // 2010, DNA waves and water. [http://arxiv.org/PS\\_cache/arxiv/pdf/1012/1012.5166v1.pdf](http://arxiv.org/PS_cache/arxiv/pdf/1012/1012.5166v1.pdf)

