

# ЗАСТОЙ В ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКЕ И ПУТИ ВЫХОДА ИЗ НЕГО. КВАНТОВАЯ МЕХАНИКА

Шипов Г.И.

## Введение

Прошло почти сто лет со времени создания основных положений современной квантовой теории, но до сих пор между теоретиками идут споры о физической природе квантовых явлений. В начале 20 века ведущие теоретики разделились на две группы во главе с А. Эйнштейном и Н. Бором (см. рис.1).

## Кризис в Физике

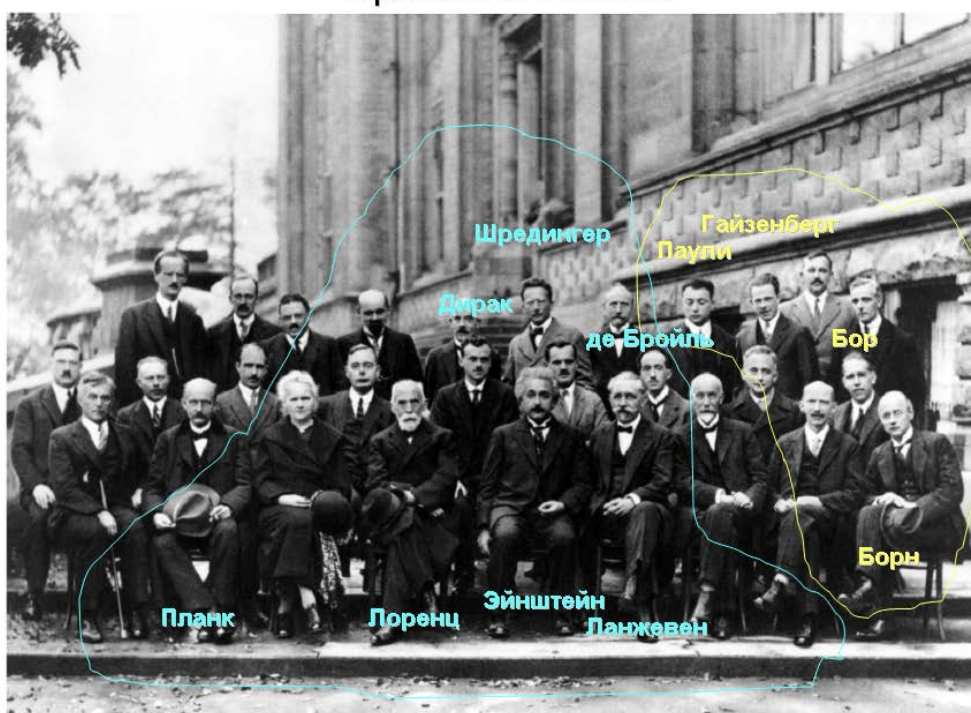


Рис.1 Участники 5-го Сольвеевского конгресса в 1927.

Точка зрения Эйнштейна сводилась к тому, что квантовая механика в современном ее состоянии не является фундаментальной теорией, поскольку в ней потеряно образное мышление, так необходимое для понимания природы и, кроме того, она не согласуется с общим принципом относительности. А. Эйнштейн приходит к выводу, что квантовая механика не может служить отправной точкой для дальнейшего развития физики. В одной из последних работ, которую необходимо рассматривать как его «научное завещание», А. Эйнштейн писал:

*«Еще одно последнее замечание: мои усилия пополнить общую теорию относительности путем обобщения уравнений гравитации были предприняты отчасти в связи с предположением о том, что, по-видимому, разумная общая релятивистская теория поля, возможно, могла бы дать ключ к более совершенной квантовой теории [1].»*

Как известно, А. Эйнштейн считал, что правая часть его знаменитых уравнений

$$R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} R = \kappa T_{ik} \quad (1)$$

должна быть геометризована, так же как и левая. Поскольку в микромире источники полей имеют квантовую природу, то, согласно А. Эйнштейну, геометризация материи должна привести к «более совершенной квантовой теории». Эти идеи Эйнштейна поддерживал М. Планк, Г. Лоренц, П. Ланжевэн, который называл отказ от образного мышления в квантовой теории «интеллектуальным развратом», Э. Шредингер, Л. Де Бройль, П. Дирак и многие другие известные физики. Приведем некоторые высказывания о квантовой теории некоторых Нобелевских лауреатов.

*«Квантовая физика срочно нуждается в новых образах и идеях, которые могут возникнуть только при глубоком пересмотре принципов, лежащих в ее основе».*

Луи де Бройль

*«Квантовая механика, это полная загадок и парадоксов дисциплина, которую мы не понимаем до конца, но умеем применять».*

М. Гелл-Манн

Удивительно, что создатель квантовой электродинамики П. Дирак в работе [2] пишет об ее уравнениях (уравнениях Дирака):

*«Правильный вывод состоит в том, что основные уравнения неверны.»*

И это происходит в то время, когда, как полагают теоретики, теоретические расчеты, проведенные с использованием уравнений квантовой электродинамики, подтверждаются в эксперименте с фантастической точностью - до восьми знаков после запятой! Здесь мы имеем яркий пример, когда эксперимент выступает как критерий истины, не являясь самой истиной.

Если обратиться к учебникам по квантовой механике, то они больше похожи на справочники по методам математической физики, чем на физическое изложение основных положений теории. Пренебрежение к мнению создателей квантовой физики в учебниках привело к тому, что современное поколение физиков относит обсуждение основ квантовой теории к «неуместному философствованию» и «цеплянию» теоретика, который пробует говорить об этом, за «старую классическую физику». Не надо забывать, что в классической физике есть проблемы, которые являются общими для многих теорий, включая квантовую теорию. К таким проблемам относится, например, отсутствие в природе инерциальных систем отсчета [3]. До сих пор не существует формулировки квантовой механики в реально существующих ускоренных системах отсчета, в которых поля и силы инерции играют определяющую роль [4].

В настоящей работе будет показано, что две величайшие загадки физики - проблема инерции и квантовая механика связаны между собой, поскольку волновая функция  $\psi$  при геометризации тензора материи  $T_{ik}$  в уравнениях (1) оказывается реальным полем - полем инерции, порождающим силы инерции в ускоренных системах отсчета [3,4].

Начиная с И. Ньютона, более трехсот лет в механике ведутся дискуссии о природе сил инерции. Так же как и в квантовой теории, механики делятся на группы с разными точками зрения в вопросе о том, реальны или фиктивны силы инерции. Анализ учебников по теоретической механике (а их более сотни) показывает, что большинство авторов (примерно 60 %) считают, что силы инерции *нереальны* [5]. Около 20% авторов считают, что силы инерции реальны [6]. 10% считают некоторые из сил инерции реальными (нам известны 4 силы инерции, которые действуют в ускоренной системе отсчета и одна сила инерции (сила Эйлера), которая действует в инерциальной системе отсчета) и 10% авторов вообще обходят вопрос. Для доказательства реальности сил инерции М. Планк указывает на принцип Даламбера [7], когда силы инерции в ускоренной системе отсчета компенсируют обычные ньютоновы силы, например, в свободно падающем лифте Эйнштейна. Та-

кой же точки зрения придерживался А. Эйнштейн и академик Л.И. Седов [6]. Практики считают, что этот вопрос имеет не только важное теоретическое значение, но и практические следствия. Вот что пишет известный механик Л.Б. Левенсон [8]:

*«Стало особенно заметно данное разногласие по существенному вопросу о силах инерции: на первых двух курсах студентов учили в теоретической механике, что силы инерции вовсе не существуют, что они лишь воображаемые и вводятся в расчет для удобства, отнюдь не будучи реальными, что силы инерции условный геометрический вектор, математическая фикция и т.д. А через год в курсе тепловых двигателей их заставляли складывать действительные давления пара на поршень с несуществующей силой инерции движущихся частей, чтобы получить истинную результирующую силу. Всякое пренебрежение, всякий недоучет этой «вовсе не существующей силы» неизбежно несет за собой поломки, крушения и тому подобные реальные последствия».*

## 1. Особенности сил инерции

В отличие от ньютоновских сил, силы инерции не удовлетворяют третьему закону механики Ньютона [9]. Обычно в эксперименте наблюдается 4 вида сил инерции и, в общем случае, уравнения движения массы  $\mu$  в произвольно ускоренной 3D системе отсчета записываются как

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

где  $U$  - внешняя потенциальная энергия,  $\vec{W}$  - поступательное ускорение,  $\vec{\omega}$  - угловая скорость вращения системы отсчета,  $\vec{r}'$  и  $\vec{v}' = d\vec{r}'/dt$  - радиус вектор и скорость массы  $\mu$  относительно вращающейся системы отсчета. В уравнениях движения (2) точечной массы  $\mu$  все силы, стоящие в правой части определяются как внешние силы, хотя силы инерции действуют одинаковым образом как внутри, так и вне механической системы. Анализ физических свойств сил инерции, входящих в уравнения (1a), показывает, что [9]:

1) две силы

$$\vec{F}_1 = -\mu \vec{W} \quad \text{и} \quad \vec{F}_2 = -\mu [\vec{\omega} [\vec{\omega} \vec{r}']] \quad (3)$$

меняют энергию частицы в ускоренной системе отсчета и являются потенциальными с суммарной потенциальной энергией

$$U_{1,2} = \mu \vec{r} \vec{W} - \frac{\mu}{2} [\vec{\omega} \vec{r}']^2; \quad (4)$$

2) одна сила

$$\vec{F}_4 = -\mu [\dot{\vec{\omega}} \vec{r}'] \quad (5)$$

меняет энергию частицы, но не является потенциальной, поскольку

$$\text{rot} [\dot{\vec{\omega}} \vec{r}'] = 2\dot{\vec{\omega}} \neq 0$$

3) одна сила (сила Кориолиса)

$$\vec{F}_4 = -2\mu [\vec{\omega} \vec{v}'] \quad (6)$$

не меняет энергии частицы.

В частном случае, когда масса  $\mu$  с началом  $O$  уравнения (2) принимают вид

$$\mu \frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{\partial U}{\partial \vec{r}} - \mu \vec{W} - 2\mu[\vec{\omega} \vec{v}'] \quad (7)$$

## 2. «Ведро Ньютона» и поле сил инерции в гидродинамике

Проблема сил и полей сил инерции в теоретической механике является, пожалуй, самой старой и дискутируемой до сих пор, начиная с ньютоновских времен. Широко известен, например эксперимент под названием «ведро Ньютона», когда наблюдается изменение геометрической формы поверхности воды в ведре, которое движется с ускорением - вращается или движется поступательно с постоянным ускорением. На рис.1а) ведро расположено на платформе, которая движется с ускорением  $\vec{a}$  в отрицательном направлении оси  $x$ . В этом случае на каждый малый элемент жидкости с плотностью  $\rho$  действует гравитационная сила  $\rho \vec{g}$ , направленная вертикально вниз, и сила инерции  $-\rho \vec{W}$ , направленная в сторону, противоположную ускорению  $\vec{a}$  платформы. Уравнения движения плотности  $\rho$  в системе отсчета, связанной с ведром, имеет вид

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = \rho \vec{g} - \rho \vec{W} \quad (8)$$

В результате действия поля сил инерции в объеме воды плоская поверхность воды расположится под углом  $\alpha$  к горизонтальной поверхности. Угол  $\alpha$  находится из уравнения  $\alpha = -tg(W/g)$ .

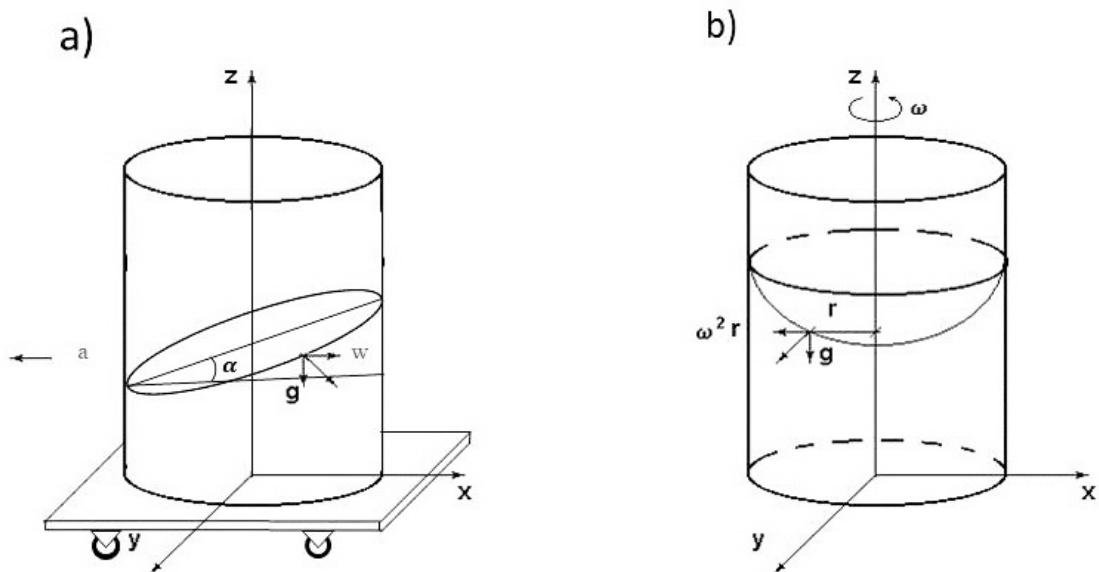


Рис.1. Изменение геометрии поверхности воды: а) при постоянном поступательном ускорении ведра; б) при вращении ведра с постоянной угловой скоростью

На рис.1б) ведро вращается с постоянной угловой скоростью  $\vec{\omega}$ . Уравнения движения жидкости в системе отсчета, связанной с ведром, имеет вид

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = \rho \vec{g} - \rho [\vec{\omega} [\vec{\omega} \vec{r}']] \quad (9)$$

Здесь  $-\rho[\bar{\omega}[\bar{\omega}\bar{r}']]$  - центробежная сила инерции,  $\bar{\omega}$  - угловая скорость вращения ведра,  $|\bar{r}'|=r$  - радиус вектор от оси вращения до элемента с плотностью  $\rho$ . Полная энергия плотности  $\rho$  сохраняется

$$\rho \frac{\omega^2 r^2}{2} - \rho gz = const. \quad (10)$$

Уравнение (10) является уравнением параболоида вращения, поверхность которого и образует вода во вращающемся ведре (рис. 1 b)). Из уравнения (10) видно, что с увеличением угловой скорости вращения верхняя точка параболы, которая касается стенки ведра, и ее нижняя точка, через которую проходит ось  $z$ , удаляются от плоскости поверхности воды, когда ведро не вращается. Поэтому, при увеличении угловой скорости вращения можно увидеть дно ведра или увидеть, как вода выливается через край ведра. Все эти эффекты происходят в результате действия сил инерции на элементы жидкости и говорят о том, что силы инерции – реальные силы.

### 2.1 «Макроквантование» в гидродинамике вращающейся жидкости

Плотности сил инерции  $-\rho\bar{W}$  и  $-\rho[\bar{\omega}[\bar{\omega}\bar{r}']]$  действуют внутри жидкости, поэтому мы должны отнести их к внутренним силам. В общем случае, уравнения Эйлера (8) и (9) должны учитывать еще одну внутреннюю силу

$$F_p = -\nabla p, \quad (11)$$

зависящую от давления  $p$ . Если предположить, что ведро движется ускоренно и при этом вращается, то уравнения движения жидкости приобретают вид

$$\rho \frac{d\bar{v}}{dt} = \rho\bar{g} - \rho\bar{W} - \rho[\bar{\omega}[\bar{\omega}\bar{r}']] - \nabla p. \quad (12)$$

Если при этом  $\bar{r}' \neq const$  и  $\bar{\omega} \neq const$ , то уравнения движения (12) запишутся как

$$\rho \frac{d\bar{v}}{dt} = \rho\bar{g} - \rho\bar{W} - \rho[\bar{\omega}[\bar{\omega}\bar{r}']] - 2\rho[\bar{\omega}\bar{v}'] - \rho\left[\frac{d\bar{\omega}}{dt}\bar{r}'\right] - \nabla p. \quad (13)$$

Еще более интересны эксперименты, в которых при вращении воды наблюдаются «квантовые структуры», которые меняют свои геометрические свойства в зависимости от угловой скорости вращения ведра (рис.2,3).



Рис.2. Изменение геометрии поверхности воды при вращении ведра: слева – видна поверхность гиперболоида; справа – видно дно ведра.

Начиная с некоторой критической угловой скорости вращения, в центре вращения возникает *треугольная структура* (рис.2 справа), которая ведет себя устойчиво, если угловая скорость вращения постоянна. При увеличении угловой скорости, «треугольник» скачком переходит в «квадрат» (рис. 3 слева). При дальнейшем увеличении угловой скорости квадрат переходит в «пятиугольник» (рис. 3 справа). Кроме того, наблюдаются «квантовые слои» жидкости, расположенные в виде концентрических окружностей вокруг центра. На рис. 3 справа они отмечены стрелками. Это «квантование» объясняется тем, что внутри жидкости действуют поля сил инерции, которые образуют стоячие волны плотности  $\rho$ , что и наблюдается в эксперименте. Действительно, если мы начинаем двигать ускоренно любое протяженное тело, то внутри его возникает поле сил инерции, порожденное полем инерции [3].



Рис.3. Устойчивые « квантовые» геометрические структуры в центре и на периферии вращающегося вихря в ведре Ньютона.

### 3. Гидродинамическая модель квантовой теории

Надо отметить, что, волновую функцию  $\psi$  в уравнении Шредингера

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi + \frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 \psi - U\psi = 0 \quad (14)$$

сам Э. Шредингер трактовал вначале как «поле материи» [10]. При этом он исходил из известного соотношения

$$\rho = e\psi^* \psi = e|\psi|^2, \quad (15)$$

где  $\rho$  - плотность заряженной материи,  $e$  - заряд. Действительно, в левой части равенства (15) стоит вполне измеряемая физическая величина плотность  $\rho$ . Справа так же должна стоять измеряемая величина, представляющая собой произведение заряда  $e$  на квадрат поля  $|\psi|^2$ . Поскольку заряд  $e$  измеряемая величина, то величина  $|\psi|^2$  должна быть измеряемой. Это возможно, если поле  $\psi$  представляет собой некоторое *реальное физическое поле*, которое А. Эйнштейн назвал Единым Полем, «пока еще неизвестной природы [11] ». Почему же теоретики приняли через некоторое время копенгагенскую трактовку величины

$$W(\vec{x}, t) = |\psi|^2 \quad (16)$$

как плотность вероятности найти частицу в данной точке  $\vec{x}$  в данный момент времени  $t$ . Ответ прост – в то время никто из теоретиков не мог указать, с каким реальным физическим полем связана волновая функция  $\psi$ .

Обычно уравнение Шредингера (14) записывается в операторном виде

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi = \hat{H} \psi, \quad \hat{H} = -\frac{\hat{p}_\alpha^2}{2\mu} + \hat{U}, \quad \hat{E} = i\hbar \frac{\partial}{\partial t}, \quad \hat{p}_\alpha = -i\hbar \frac{\partial}{\partial x_\alpha},$$

где  $\hat{E}$ ,  $\hat{p}_\alpha$ ,  $\hat{U}$  - операторы, действующие на волновую функцию  $\psi$ . Эти операторы, так же как и волновая функция  $\psi$ , не измеряются в эксперименте. Только по этой причине уравнения Шредингера не могут считаться окончательными уравнениями квантовой физики.

В настоящее время в научной литературе существует 9 интерпретаций квантовой механики [12], из которых самой первой и самой близкой к классической физике появилась «гидродинамическая» интерпретация Э. Маделунга [13]. Он первый показал [14,15], что закон сохранения заряда в электродинамике Максвелла-Лоренца, записанный в виде уравнения непрерывности для плотности (15)

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div } \vec{j} = 0, \quad \vec{j} = \rho \vec{v} \quad (17)$$

с помощью подстановок

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

$$C = \hbar / i2\mu = \text{const}$$

сводится к линейным уравнениям Шредингера для  $\psi$  и  $\psi^*$

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} + \frac{\hbar^2}{2\mu} \Delta \psi - U \psi = 0, \quad i\hbar \frac{\partial \psi^*}{\partial t} - \frac{\hbar^2}{2\mu} \Delta \psi^* + U \psi^* = 0. \quad (18)$$

Более последовательным является подход Э. Маделунга, в котором «нефизическая» комплексная функция  $\psi$  выражается через две действительные: плотность (15) и скорость

$$\vec{v} = \nabla S / \mu, \quad (19)$$

где  $S$  - классическое действие. После подстановки в уравнение Шредингера (14) волновой функции  $\psi$ , записанной в виде

$$\psi(\vec{x}, t) = \sqrt{\rho(\vec{x}, t)} \exp(iS(\vec{x}, t) / \hbar), \quad (20)$$

и плотности (15), получим из (14)

$$-\frac{\partial S}{\partial t} \psi + i\hbar \frac{1}{2\rho} \frac{\partial \rho}{\partial t} \psi - \frac{1}{2\mu} (\nabla S)^2 \psi - U \psi + \frac{i\hbar}{2\mu} \nabla^2 S \psi + \frac{i\hbar}{2\mu} \left( \frac{1}{\rho} \nabla \rho \right) (\nabla S) \psi +$$

$$+ \frac{\hbar^2}{2\mu} \left( \frac{1}{2\rho} \nabla^2 \rho \right) \psi - \frac{\hbar^2}{2\mu} \left( \frac{1}{2\rho} \nabla \rho \right)^2 \psi = 0 \quad (21)$$

или

$$\left( -\frac{\partial S}{\partial t} - \frac{1}{2\mu} (\nabla S)^2 - U + \frac{\hbar^2}{2\mu} \left( \frac{1}{2\rho} \nabla^2 \rho \right) - \frac{\hbar^2}{2\mu} \left( \frac{1}{2\rho} \nabla \rho \right)^2 \right) \psi +$$

$$+i\left(\hbar\frac{1}{2\rho}\frac{\partial\rho}{\partial t}+\frac{\hbar}{2\mu}\nabla^2S+\frac{\hbar}{2\mu}\left(\frac{1}{\rho}\nabla\rho\right)(\nabla S)\right)\psi=0. \quad (22)$$

Приравнивая реальную часть этого соотношения к нулю, находим уравнение, подобное уравнению Гамильтона-Якоби для функции действия  $S$

$$\frac{\partial S}{\partial t}+\frac{(\nabla S)^2}{2\mu}+U+Q=0, \quad (23)$$

где

$$Q=\frac{\hbar^2}{2\mu}\left(\left(\frac{\nabla\rho}{2\rho}\right)^2-\frac{\nabla^2\rho}{2\rho}\right)=-\frac{\hbar^2}{4\mu}\left(\frac{\Delta\rho}{\rho}-\frac{(\nabla\rho)^2}{2\rho^2}\right)=-\frac{\hbar^2}{2\mu}\frac{\Delta\sqrt{\rho}}{\sqrt{\rho}}=-\frac{\hbar^2}{2\mu}\frac{\Delta|\psi|}{|\psi|} \quad (24)$$

- квантовая потенциальная энергия. Приравнивая мнимую часть (22) к нулю, имеем

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}+\frac{1}{\mu}\rho\nabla^2S+\frac{1}{\mu}(\nabla\rho)(\nabla S)=0 \quad (25)$$

или, учитывая соотношение (19), получаем из (25) уравнение непрерывности (17) для плотности  $\rho$ .

Применяя к уравнениям (23) оператор  $\nabla/\mu$ , и опять учитывая (19), получаем уравнения движения «квантовой жидкости», подобные гидродинамическим уравнениям Эйлера (13)

$$\rho\frac{d\vec{v}}{dt}=\rho\left(\frac{\partial\vec{v}}{\partial t}+\vec{v}\nabla\vec{v}\right)=-\frac{\rho}{\mu}\nabla U-\frac{\rho}{\mu}\nabla Q. \quad (26)$$

Очевидно, что уравнения (25) и (26) имеют вполне классический вид, если не учитывать «квантовую» потенциальную энергию (24). Предполагая, что уравнения (26) описывают движение капли «квантовой жидкости» в гравитационном поле, тогда  $U=-\mu MG/r$  и уравнения (26) совпадают с уравнениями (9), если

$$Q=-\frac{\mu}{2}[\vec{\omega}\vec{r}']^2. \quad (27)$$

Следуя Шредингеру, будем считать, что плотность (15) описывает заряженную частицу как клубок «поля материи», который, вообще говоря, является протяженным, движется как единое целое в соответствии с уравнениями (4). Сокращая в правой и левой частях уравнений (15) плотность  $\rho$  и умножая (15) на  $\mu$ , получим уравнения движения пробной (точечной) частицы

$$\mu\frac{d\vec{v}}{dt}=-\nabla U-\nabla Q. \quad (28)$$

Если предположить, что уравнения (15) описывают протяженную каплю «квантовой жидкости», состоящей из пробных частиц с уравнениями движения (27), то тогда классический образ протяженной квантовой частицы представляет собой ансамбль точечных частиц. Величина в этом случае (16) может быть проинтерпретирована как *плотность вероятности*, определяющая, например, среднее значение координаты, импульса и энергии протяженного объекта как

$$\langle\vec{x}\rangle=\int W\vec{x}dV=\int\psi^*\psi\vec{x}dV, \quad (27)$$

$$\langle\vec{p}\rangle=\int W\vec{p}dV=\int\psi^*\psi\vec{p}dV, \quad (28)$$



$$\langle E \rangle = \int W (\vec{p}^2 / 2\mu + U + Q) dV = \int \psi^* \psi (\vec{p}^2 / 2\mu + U + Q) dV. \quad (29)$$

Если же рассматривать  $\psi$  как некоторое реальное поле, то мы должны предположить, что с частицей связано такое поле, что:

- 1) оно всегда сопровождает частицу при ее движении;
- 2) существование этого поля приводит к отказу от понятия пробной частицы;
- 3) у поля есть «собственная» потенциальная энергия (27), которая отлично от нуля даже тогда, когда внешняя потенциальная энергия  $U$  отсутствует.
- 4) из всех известных физических полей на роль такого реального поля может претендовать поле инерции.

Уравнение Шредингера (13) может быть получено из классического уравнения (25а) путем формальной замены физических величин  $\vec{x}$ ,  $\vec{p}$  и  $E$  операторами  $\hat{x}$ ,  $\hat{p} = -i\hbar\nabla$  и  $\hat{E} = (\hbar^2 / 2\mu)\nabla^2 + \hat{U}$ , действующими на волновую функцию  $\psi$ . В этом случае, наблюдаемые средние значения (27)-(29) могут быть представлены в виде

$$\langle \vec{x} \rangle = \langle \hat{x} \rangle = \int \psi^* \vec{x} \psi dV, \quad (30)$$

$$\langle \vec{p} \rangle = \langle \hat{p} \rangle = \int \psi^* (-i\hbar\nabla)\psi dV, \quad (31)$$

$$\langle E \rangle = \langle \hat{H} \rangle = \int \psi^* [-(\hbar^2 / 2\mu)\nabla^2 + U + Q]\psi dV. \quad (32)$$

В этом смысле уравнения «квантовой жидкости» (24), (25) и уравнения Шредингера (17) дадут одинаковые результаты при измерении средних величин физических параметров частицы.

#### 4. Определяющая роль сил инерции в образовании стационарных состояний в квантовой теории

При квантовании в ведре Ньютона для стационарных состояний жидкости энергия (10) сохраняется, при этом в уравнениях движения жидкости (9) гравитационная скомпенсирована силой инерции. Пусть уравнение (28) описывает стационарное состояние, тогда в соотношении выполняются, следующие соотношения

$$E = -\frac{\partial S}{\partial t} = \text{const}, \quad \frac{\partial \vec{p}}{\partial t} = 0, \quad \frac{\partial}{\partial t}(U + Q) = 0. \quad (26)$$

С другой стороны, для водородоподобного атома с потенциальной энергией  $U = -Ze^2 / r$  для стационарных орбит Бора выполняется соотношение [16]

$$E_n = m^2 \hbar^2 / 2\mu r^2 - Ze^2 / r + Q = -\mu Z^2 e^4 / 2\hbar^2 n^2 = \text{const}, \quad (27)$$

где  $|m| = 0, 1, 2, \dots, n \geq l + 1, l = 0, 1, 2, \dots$ . Для основного состояния  $m = 0$ , поэтому

$$E_n = -Ze^2 / r + Q = -\mu Z^2 e^4 / 2\hbar^2 n^2 = \text{const}, \quad (28)$$

откуда следует, что квантовая потенциальная энергия полностью компенсирует кулоновскую потенциальную энергию (рис. 4). Если в уравнениях (28)  $U = -Q$ , то единственной физически осмысленной потенциальной энергией в уравнениях движения (28) является потенциальная энергия электромагнитной силы инерции. Это означает, что уравнения (28) записаны в ускоренной системе отсчета, а процедура Маделунга соответствует переходу из инерциальной системы отсчета, в которой записано уравнение Шредингера (14), в ускоренную систему, где действуют силы инерции.

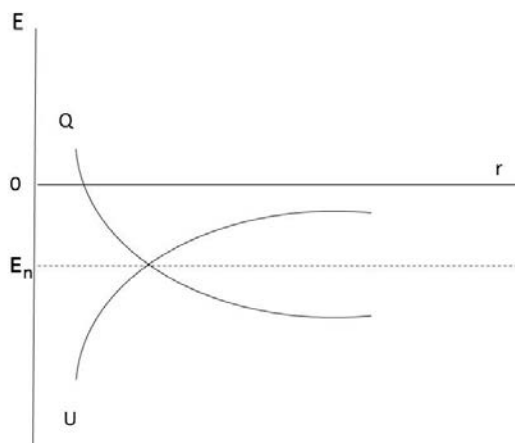


Рис.4. На стационарных орбитах кулоновская потенциальная энергия  $U = -Ze^2 / r$  скомпенсирована квантовой потенциальной энергией  $Q$

### 5. Кантование как гироскопический эффект

Мало кто обращал внимание на эксперименты, которые демонстрируют квантовые процессы в макромире.

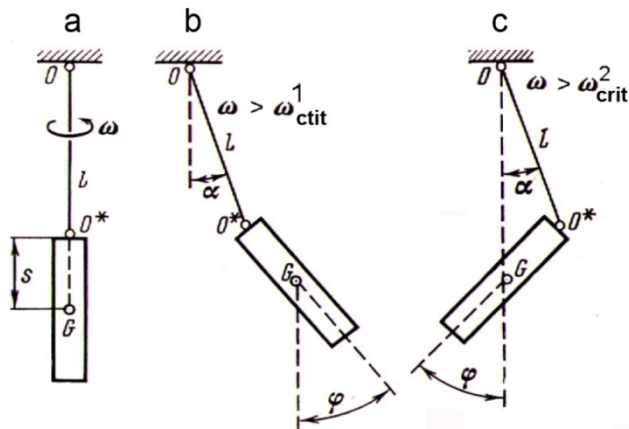


Рис.5. Квантование наклона оси вращения гироскопа при изменении оси вращения

На рис.5 представлен эксперимент с гироскопом на шарнирных подвесах в точках  $O$  и  $O^*$ . Гироскоп в виде цилиндра подвешен вертикально и вращается против часовой стрелке с некоторой частотой  $\omega$  (положение а)). При увеличении частоты вращения больше некоторой критической  $\omega > \omega_{crit}^1$  гироскоп скачком меняет направление оси вращения на угол  $\varphi$  против часовой стрелке от вертикали (положение б)). При дальнейшем увеличении частоты больше некоторой  $\omega > \omega_{crit}^2$  ось гироскопа опять скачком меняет направление оси вращения на угол  $2\varphi$  по часовой стрелке (положение с)) [5]. Другой интересный факт заключается в том, что в центрально симметричном гравитационном поле Солнца наблюдается квантование средних расстояний от центра Солнца до планетных орбит и метеоритных поясов. Кроме того, наблюдается квантование наклона собственных осей вращения планет к плоскости экватора Солнца (на рис. 6 наклон осей отсчитывается от перпендикуляра к плоскости экватора Солнца). Конечно, это квантование отлично от более «упоря-

доченного» квантования электронных орбит в атоме, поскольку материальные объекты в солнечной системе имеют различные массы, но, в данном случае, важен сам факт квантования. Формула квантования расстояний  $r = r_0(n + 1/2)$  может быть получена из полуклассической теории Бора по квантованию орбитального импульса, с той лишь особенностью, что константа  $r_0$  равна 0.2851 астрономических единиц.

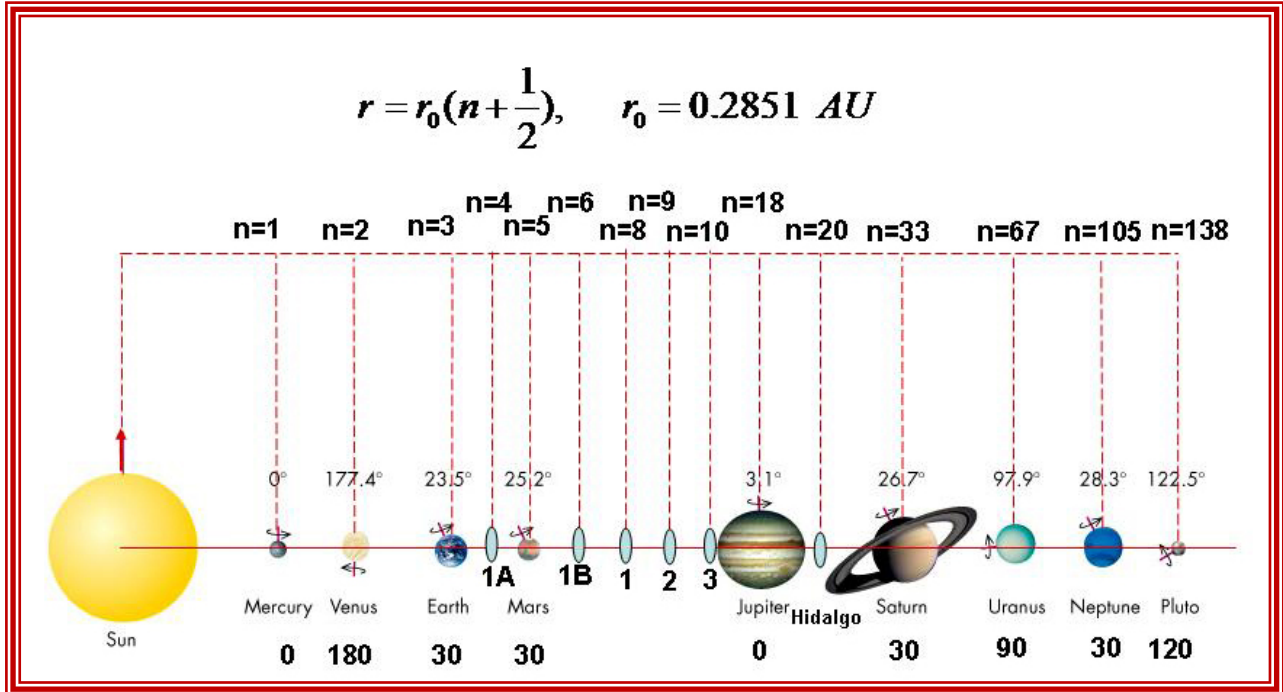


Рис.6. Квантование в солнечной системе

Видимо, более точные астрономические измерения в будущем могут внести поправки в астрономические данные на рис.6, особенно по наклону осей вращения планет.

Другим ярким примером квантования собственного вращения массы оказывается эксперимент Джанибекова <http://www.youtube.com/watch?v=GJlaK5JgTiQ> (рис.7).



Рис.7. Эффект Джанибекова: 1) гайка вращается по часовой стрелке и движется внутри космического корабля в невесомости; 2) сопротивление воздуха внутри вызывает прецессию вектора собственного вращения гайки; 3) в результате гайка, продолжая вращаться по часовой стрелке, изменяет направление вектора собственного вращения на 180°.

Надо отметить, что это эффект не описывается теорией гравитации Эйнштейна, поскольку эта теория использует в своей основе свободно падающие лифты без собственного вращения. Здесь же мы имеем массу, которая вращается, а не просто свободно падает. Теория гравитации, в которой свободно падающий лифт имеет и свое собственное вращение, была впервые предложена автором в работе [18] и представлена миру как механика Декарта [19]. В такой механике любое движение сводится к вращению. Математический аппарат механики Декарта изложен в математической части работы [20].

## 6. Зависимость массы от угловой скорости

Из квантовой механики известно следующее соотношение

$$\mu = \hbar \omega / c^2, \quad (29)$$

которое указывает на зависимость массы квантовой частицы от угловой скорости  $\omega$ . Если вспомнить, что константа  $\hbar$  так же зависит от угловой скорости, то оказывается, что масса  $\mu$  зависит от квадрата угловой скорости. В механике Декарта масса частицы определяется как [20]

$$\mu = \int \frac{2g^{jm}}{v c^2} \left\{ \nabla_{[i} T^i_{|j|m]} + T^i_{s[i} T^s_{|j|m]} \right\} \sqrt{-g} dV, \quad (30)$$

где  $\Omega^i_j = T^i_{jn} dx^n / ds$  - тензор угловой скорости внутреннего вращения (например, прецессия). Формула (30) показывает, что масса зависит как от квадрата угловой скорости, так и от производной  $\nabla_i$  от скорости. Частным примером формулы (30) оказывается зависимость массы прецессирующего гироскопа от угловой скорости прецессии [21]

$$\mu^* = \mu(1 - \omega_{np}^2 l \sin^2 \theta / g \cos \theta), \quad (31)$$

где  $\theta$  - угол прецессии,  $\omega_{np} = \mu l g / L$  - угловая скорость прецессии.

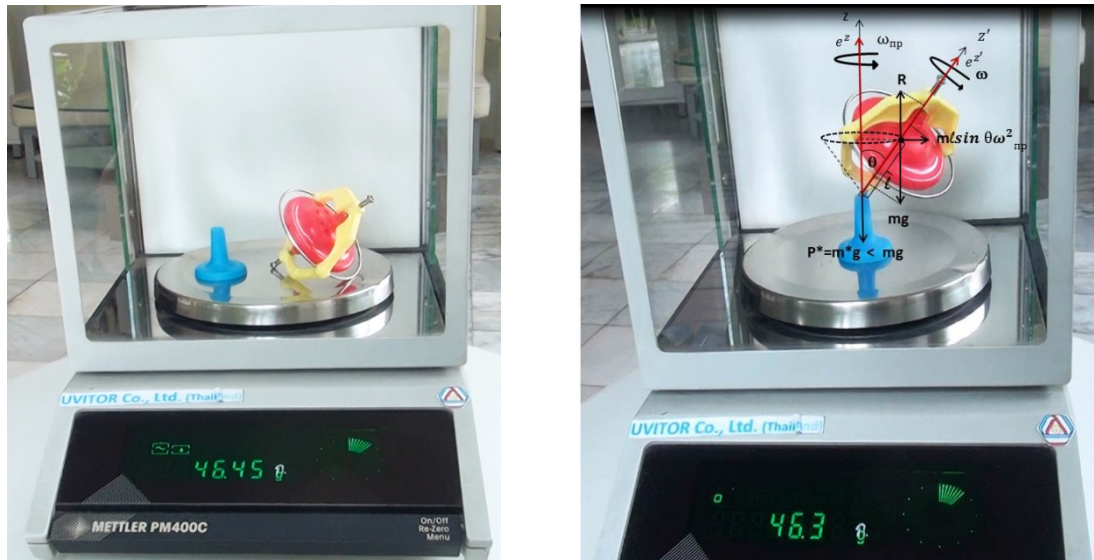


Рис.8. Потеря веса прецессирующим гироскопом

Простой эксперимент с использованием электронных весов, изолированных от внешних атмосферных потоков (см. рис.8), подтверждает формулу (37). Например, в одном из экспериментов и исходными экспериментальными данными

$$\theta = 30^\circ \quad l = 4 \text{ см} \quad \omega_{np} = 0.5 \text{ об/сек}, \quad g = 981 \text{ см/сек},$$

получаем хорошее совпадение теории и эксперимента.

$$\mu^*_{теор} \approx 46.36 \text{ г}, \quad \mu^*_{эксп} = 46.30 \pm 0.07 \text{ г}.$$

Эксперимент, проведенный на более точных весах можно увидеть на сайте [http://www.youtube.com/watch?v=nABni2d\\_wG4](http://www.youtube.com/watch?v=nABni2d_wG4).

## 7. Зависимость траектории движения массы от угловой скорости собственного вращения

Исторически сложилось так, что теория движения твердого тела была создана Л. Эйлером аксиоматическим путем без осмысления ее физических основ. В результате Л. Эйлер и его последователи оставили без внимания такие важные для физики вопросы как:

- 1) Являются ли углы Эйлера самостоятельными координатами, связанными со структурой пространства?
- 2) Остается ли пространство теории твердого тела 3D пространством Евклида, или оно имеет дополнительные (вращательные) измерения?
- 3) Сохраняется ли первый закон механики Ньютона для точек твердого тела, вращающегося с постоянной скоростью?
- 4) Изменяется ли траектория центра масс вращающегося твердого тела по сравнению с телом без вращения?

Основные практически значимые результаты динамики твердого тела были получены при решении уравнений Эйлера

$$\frac{d'\vec{P}}{dt} + [\vec{\omega} \vec{P}] = \vec{F}, \quad \frac{d'\vec{L}}{dt} + [\vec{\omega} \vec{L}] = [\vec{r} \vec{F}], \quad (32)$$

которые, как известно [17], записаны в ускоренной системе отсчета, жестко связанной с вращающимся твердым телом и в которой действуют силы инерции  $[\vec{\omega} \vec{P}]$  и моменты сил инерции  $[\vec{\omega} \vec{L}]$ . В результате действия именно этих дополнительных сил и моментов возникают такие явления как прецессия и нутация гироскопов, наблюдаемые в лабораторной системе отсчета. Эта система отсчета определяется как инерциальная. Таким образом, на инерциальную систему отсчета (лабораторию) силы инерции не действуют, но наблюдать действие сил инерции, находясь в инерциальной системе, мы можем. В результате мы приходим к выводу, что для уравнений (32) первый закон механики Ньютона нарушается. Действительно, пусть, например, правые части уравнений (32) равны нулю, т.е. вращающееся твердое тело свободно от внешних сил и моментов сил. В этом случае, при определенных начальных условиях, мы можем наблюдать ускоренное движение центра масс твердого тела.

На рис. 9 представлены графики координаты и скорости движения центра масс симметричного, свободного от внешних воздействий гироскопа, которые были получены из решения уравнений Эйлера (32) [22]. Из уравнений (32) сразу видно, при наблюдении из инерциальной системы отсчета, *траектория движения вращающегося тела будет отличаться от траектории тела без вращения.*

Такое различие траекторий не могло быть не замечено на опыте. На рис.10 слева изображена расчетная (красный цвет) и наблюдаемая (белый цвет) траектории первых американских спутников из серии Эксплорер (всего было 11 запусков). Объяснить расхождение почти в 1000 км между траекториями так никому и не удалось. Никто не обратил внимание на то, что при запуске вторая и третья ступени ракеты Юпитер вращались с угловой

скорость 750 оборотов в минуту (рис10 справа). Поэтому, на пути разгона ракеты, когда 2 и 3 ступени вращались, необходимо было использовать не уравнения механики Ньютона или Эйнштейна, а уравнения Эйлера (32).

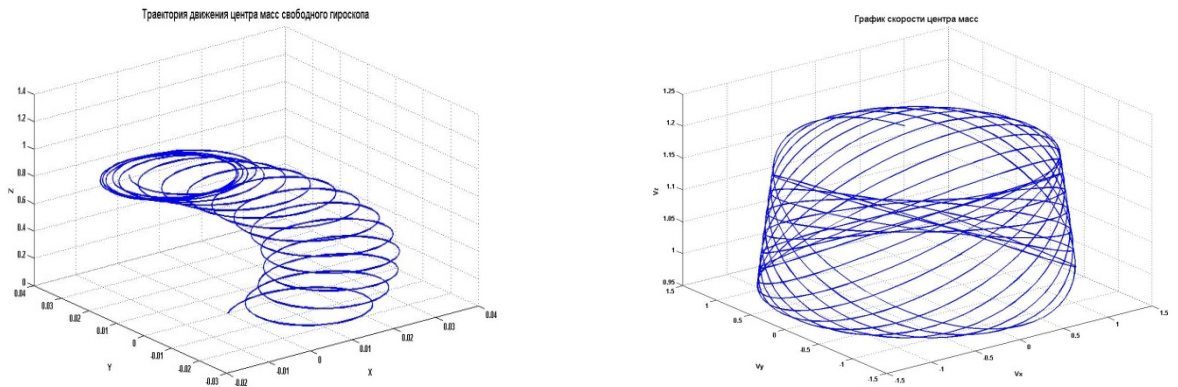


Рис.9. Ускоренное движение центра масс гироскопа при его нутации: слева – траектория центра масс; справа – изменение скорости центра масс



Рис.10. Пятидесятилетний секрет Вернера Фон Брауна: нарушение законов механики Ньютона и Эйнштейна при запуске Эксплореров I, II, III и т.д.

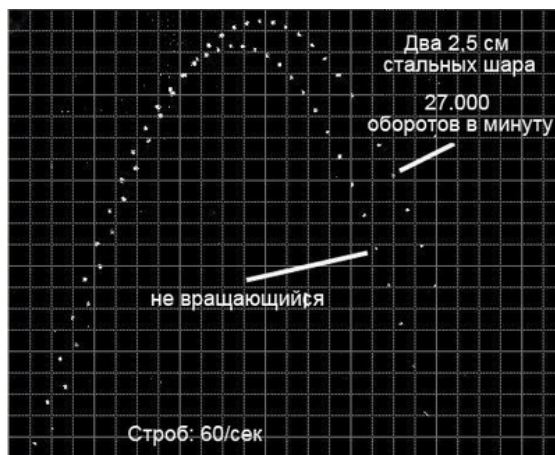


Рис.11. Эксперимент Брюса де Пальма

Нарушение законов нерелятивистской механики были обнаружены в простых экспериментах Брюса де Пальма (рис.11). Он сравнивал траектории стальных шариков диаметром 2.5 см, запущенных с одинаковой начальной скоростью и под одинаковым углом к поверхности Земли, при этом один шарик вращался с угловой скоростью 27000 оборотов в минуту, а другой двигался без вращения. В результате эксперимента оказалось, что траектория вращающегося шарика проходит выше, чем у не вращающегося, при этом время падения шариков было одинаковым. Пока никто не дал аналитического описания для этого эксперимента.

## 8. Аналитическое описание полей инерции

Из уравнений (2) видно, что три из четырех сил инерции связаны с 3D вращением материи и только сила  $-\rho\vec{W}$  порождена ее поступательным ускорением. Из релятивистской физики известно, что ускорение  $\vec{W}$  так же можно рассматривать как вращение, но только в пространственно-временных скоростях. Например, нерелятивистское поступательное ускоренное движение вдоль оси  $x$  запишется как вращение в плоскости  $x-ct$  [10]

$$W_x = \frac{dv(x)}{dt} = c \frac{d\theta_x}{dt}, \quad (33)$$

где  $\theta_x$  - угол в плоскости  $x-ct$ . Следовательно, силы и поля инерции связаны с четырехмерной природой пространства-времени. Интересно, что еще в XVII веке Рене Декарт выдвинул гипотезу, что любое (реальное) движение сводится к вращению [23]. Аналитическое развитие этой гипотезы стимулировало автора развить механику Декарта [19], представляющую собой четвертое обобщение механики Ньютона.

### 8.1 Поля инерции и кручение пространства $A_3(3)$

Самый важный вопрос всех физических теорий – какова геометрия пространства событий (или пространства относительных координат) систем отсчета, в которых сформулированы уравнения той или иной теории. Например, мы знаем, что уравнения механики Ньютона инвариантны (приблизительно [3]) относительно 3D инерциальных систем отсчета и геометрия пространства в этом случае совпадает с 3D геометрией Евклида. Уравнения релятивистской механики специальной теории относительности инвариантны (приблизительно [4]) относительно 4D инерциальных систем отсчета. Геометрия пространства в этом случае оказывается 4D псевдоевклидовым пространством Минковского. Кривизна геометрии Евклида и Минковского, как известно, равна нулю. Поскольку 3D и 4D инерциальные системы отсчета представляют собой идеализацию, то, как отмечал А. Эйнштейн, *«единственный способ избежать такой нереальной вещи, как инерциальная система отсчета, является общая теория относительности»*.

Создавая релятивистскую теорию гравитации, А. Эйнштейн использовал пространство относительных координат инерциальных и ускоренных систем отсчета, у которых собственное 3D вращение отсутствует (свободно падающие в гравитационном поле лифты без вращения). Как оказалось, такое пространство наделено структурой 4D псевдоримановой геометрии. Поскольку ускоренные системы отсчета в теории Эйнштейна не вращаются, то каждая из них имеет всего лишь 4 степени свободы. Для описания ускоренных систем отсчета, связанных с лифтами Эйнштейна, достаточно четырех трансляционных координат  $x, y, z$  и  $ct$ . В общем случае, 4D ускоренная система отсчета имеет 10 степеней свободы: 4 трансляционных, описываемых голономными координатами  $x, y, z, ct$  и 6 вращательных, для описания которых необходимо использовать 6 неголономных координат  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \theta_1, \theta_2, \theta_3$  [10]. Понятно, что с учетом вращательных степеней свободы, про-

пространство относительных координат произвольно ускоренных систем отсчета отлично от псевдориманова пространства теории Эйнштейна.

Для того, чтобы найти геометрию пространства событий произвольно ускоренной 4D системы отсчета, мы, в педагогических целях, рассмотрим сначала произвольно ускоренную 3D систему отсчета. Из уравнений (2) видно, что скорость частицы в ускоренной системе является функцией 3х трансляционных координат  $x, y, z$ , 3х вращательных координат  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$  и времени  $t$ . Поэтому описание сил инерции, порожденных полями инерции, требует введения пространства событий, наделенного геометрией абсолютного параллелизма  $A_3(3)$  [3,9]. В этой геометрии вращательные координаты  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$  рассматриваются как элементы пространства, образующие в каждой точке  $M(x, y, z)$  базового координатного пространства внутреннее пространство (слой), образованное вращательными координатами  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$  [3]. При таком подходе в классической механике ускоренного движения появляется две метрики:

1) трансляционная метрика

$$ds^2 = g_{\alpha\beta} dx^\alpha dx^\beta = \eta_{AB} e^A_\alpha e^B_\beta dx^\alpha dx^\beta \quad (34)$$

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

описывающая бесконечно малое смещение начала  $O$  ускоренной 3D системы отсчета, в качестве которой выступает триада  $e^A_\alpha$ ;

2) вращательная метрика

$$d\tau^2 = d\chi^\alpha_\beta d\chi^\beta_\alpha = T^\alpha_{\beta\gamma} T^\beta_{\alpha\sigma} dx^\gamma dx^\sigma, \quad (35)$$

описывающая бесконечно малый поворот 3D ускоренной системы отсчета. В соотношении (35) величины

$$T^\beta_{\alpha\gamma} = -\Omega^{\dots\beta}_{\alpha\gamma} + g^{\alpha\delta} (g_{\alpha\mu} \Omega^{\dots\mu}_{\delta\gamma} + g_{s\mu} \Omega^{\dots\mu}_{\delta\alpha}), \quad (36)$$

определяющие вращение 3D ускоренной системы отсчета, образуются из кручения

$$\Omega^{\dots\beta}_{\alpha\gamma} = -\Delta^\beta_{[\alpha\gamma]} = -\frac{1}{2} e^\beta_A (e^A_{\alpha,\gamma} - e^A_{\gamma,\alpha}) \quad (37)$$

геометрии абсолютного параллелизма  $A_3(3)$ . Здесь

$$\Delta^\beta_{\alpha\gamma} = e^\beta_A e^A_{\alpha,\gamma} \quad (38)$$

- связность геометрии  $A_3(3)$ . Величину (36), через которую образуется вращательная метрика (35), в работе [10] было предложено называть *торсионным полем*.

По определению, геометрия обладает абсолютным (дальним) параллелизмом, если полный тензор кривизны пространства относительно связности (38) равен нулю, а именно

$$S^\alpha_{\beta\gamma\eta} = 2 \Delta^\alpha_{\beta[\eta,\gamma]} + 2 \Delta^\alpha_{\rho[\gamma} \Delta^\rho_{|\beta|\eta]} = 0. \quad (39)$$

Поскольку связность (38) представляется в виде суммы (см. математическую часть работы [10])

$$\Delta^\beta_{\alpha\gamma} = \Gamma^\beta_{\alpha\gamma} + T^\beta_{\alpha\gamma} = e^\beta_A e^A_{\alpha,\gamma}, \quad (40)$$

где



$$\Gamma^{\beta}_{\alpha\gamma} = \frac{1}{2} g^{\beta\delta} (g_{\alpha\delta,\gamma} + g_{\gamma\delta,\alpha} - g_{\alpha\gamma,\delta}) \quad (41)$$

-символы Кристоффеля. Альтернируя соотношение (40) по нижним индексам  $\alpha$  и  $\gamma$ , получим

$$e^A_{[\alpha,\gamma]} - T^{\beta}_{[\alpha\gamma]} e^A_{\beta} = 0. \quad (42)$$

Уравнения движения произвольно ускоренной системы отсчета  $e^A_{\alpha}$  следуют из (38) в виде

$$\frac{de^A_{\alpha}}{ds} - \Delta^{\beta}_{\alpha\gamma} \frac{dx^{\gamma}}{ds} e^A_{\beta} = 0. \quad (43)$$

Соотношения (34)-(43) полностью описывают структуру геометрии  $A_3(3)$ .

Подставляя (40) в (39) получим [10]

$$S^{\alpha}_{\beta\gamma\eta} = R^{\alpha}_{\beta\gamma\eta} + 2\nabla_{[\gamma} T^{\alpha}_{|\beta|\eta]} + 2T^{\alpha}_{\delta[\gamma} T^{\delta}_{|\beta|\eta]} = 0, \quad (44)$$

где

$$R^{\alpha}_{\beta\gamma\eta} = 2\partial_{[\gamma} \Gamma^{\alpha}_{|\beta|\eta]} + 2\Gamma^{\alpha}_{\delta[\gamma} \Gamma^{\delta}_{|\beta|\eta]} \quad (45)$$

- тензор Римана пространства  $A_3(3)$  и  $\nabla_{\gamma}$  - ковариантная производная относительно символов Кристоффеля (41). Их формулы (44) следуют, что *пространство  $A_3(3)$  обладает римановой кривизной (45)*, источником которой оказывается торсионное поле  $T^{\beta}_{\alpha\gamma}$ . В свою очередь, согласно соотношению (36), *торсионное поле определяется через кручение (37) геометрии  $A_3(3)$ .*

Согласно А. Эйнштейну, кривизна Римана пространства порождена в соотношении (45) гравитационным полем (41). В отсутствии внешних гравитационных полей, символы Кристоффеля (41) в декартовых координатах обращаются в нуль глобально. Уравнения движения (43) в этом случае принимают вид

$$\frac{de^A_{\alpha}}{ds_0} = T^{\beta}_{\alpha\gamma} \frac{dx^{\gamma}}{ds_0} e^A_{\beta} = \Omega^{\beta}_{\alpha} e^A_{\beta}, \quad (46)$$

$$\frac{d\chi^{\alpha}_{\beta}}{ds_0} = \Omega^{\beta}_{\alpha} = T^{\beta}_{\alpha\gamma} \frac{dx^{\gamma}}{ds_0}, \quad (47)$$

где

$$ds_0^2 = \eta_{\alpha\beta} dx^{\alpha} dx^{\beta} = \eta_{AB} e^A_{\alpha} e^B_{\beta} dx^{\alpha} dx^{\beta}, \quad \eta_{\alpha\beta} = \eta^{\alpha\beta} = \text{diag}(1, 1, 1) \quad (48)$$

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

- метрика плоского пространства.

С помощью триады  $e^A_{\alpha}$  можно переходить в соотношениях (36)-(45) от координатных индексов  $\alpha, \beta, \gamma \dots$  к локальным  $A, B, C \dots$  индексам. Например, торсионное поле (36), антисимметричное по индексам  $\alpha$  и  $\beta$  можно представить в виде

$$T^A_{B\gamma} = e^A_{\alpha} T^{\beta}_{\alpha\gamma} e^{\beta}_B. \quad (49)$$

Используя это свойство, можно записать уравнения движения (46) как

$$\frac{de^A_\alpha}{ds_0} = T^A_{B\gamma} \frac{dx^\gamma}{ds_0} e^B_\alpha = \Omega^A_B e^B_\alpha. \quad (50)$$

Учитывая антисимметрию  $T^A_{B\gamma}$  по локальным индексам  $A$  и  $B$ , распишем уравнения (50) покомпонентно

$$\frac{de^{(1)}_\alpha}{ds_0} = T^{(1)}_{(2)\gamma} \frac{dx^\gamma}{ds_0} e^{(2)}_\alpha = \Omega^{(1)}_{(2)} e^{(2)}_\alpha, \quad (51)$$

$$\frac{de^{(2)}_\alpha}{ds_0} = T^{(2)}_{(1)\gamma} \frac{dx^\gamma}{ds_0} e^{(1)}_\alpha + T^{(2)}_{(3)\gamma} \frac{dx^\gamma}{ds_0} e^{(3)}_\alpha = \Omega^{(2)}_{(1)} e^{(1)}_\alpha + \Omega^{(2)}_{(3)} e^{(3)}_\alpha, \quad (52)$$

$$\frac{de^{(3)}_\alpha}{ds_0} = T^{(3)}_{(2)\gamma} \frac{dx^\gamma}{ds_0} e^{(2)}_\alpha = \Omega^{(3)}_{(2)} e^{(2)}_\alpha. \quad (53)$$

Введем обозначения

$$\kappa(s) = \Omega^{(1)}_{(2)} = T^{(1)}_{(2)\gamma} \frac{dx^\gamma}{ds_0}, \quad \chi(s) = \Omega^{(2)}_{(3)} = T^{(2)}_{(3)\gamma} \frac{dx^\gamma}{ds_0} \quad (54)$$

и введем касательный вектор  $\vec{e}_{(1)} = \vec{t} = d\vec{x}/ds$  к траектории, нормаль  $\vec{e}_2 = \vec{n}$  и бинормаль  $\vec{e}_3 = \vec{b}$ , тогда уравнения (51)-(53) принимают вид уравнений Френе [24].

$$\frac{dt_\alpha}{ds} = \kappa(s)n_\alpha, \quad (55)$$

$$\frac{dn_\alpha}{ds} = -\kappa(s)t_\alpha + \chi(s)b_\alpha, \quad (56)$$

$$\frac{db_\alpha}{ds} = -\chi(s)n_\alpha, \quad \alpha, \beta, \gamma \dots = 1, 2, 3. \quad (57)$$

Шесть независимых уравнений (55)-(57) относительно шести независимых переменных  $x, y, z, \varphi, \theta, \psi$  [3] приводят к уравнениям движения начала  $O$  произвольно ускоренной 3D системы отсчета

$$\frac{d^2 x_\alpha}{ds^2} = \kappa(s)n_\alpha, \quad (59)$$

$$\frac{d^3 x_\alpha}{ds^3} = \frac{d\kappa(s)}{ds} n_\alpha - \kappa^2(s)t_\alpha + \kappa(s)\chi(s)b_\alpha. \quad (60)$$

Умножая уравнения (59) на  $\mu$  и переходя к параметру времени  $t$ , получим

$$\mu \frac{d\vec{v}}{dt} = +\mu \vec{t} \frac{dv}{dt} + \mu \vec{n} \kappa v^2 = \mu a \vec{t} + \mu \kappa v^2 \vec{n}. \quad (61)$$

Учитывая, что  $r$  - радиус кривизны кривой,  $\kappa = 1/r$  и  $v = \omega r$  - орбитальная угловая скорость, получим

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = -\mu \vec{W} - m[\vec{\omega}[\vec{\omega} \vec{r}]], \quad (62)$$

где  $\vec{F}_1 = -\mu \vec{W}$  и  $\vec{F}_2 = -m[\vec{\omega}[\vec{\omega} \vec{r}]]$  - силы инерции.

Таким образом, *торсионное поле*  $T^A_{B\gamma}$  в уравнениях движения произвольно ускоренной 3D системы отсчета порождает поля инерции.

## 9. Вращение и поля инерции как причина квантовых явлений в механике

Сразу отметим, новая фундаментальная константа – постоянная Планка  $\hbar$ , которая входит в уравнения квантовой теории, имеет размерность углового момента, т.е. связана с вращением материи. С другой стороны, французский математик Эли Картан высказал гипотезу, что вращение материи порождает кручение пространства. Эту гипотезу аналитически доказывают уравнения (51)-(53), которые описывают вращение ускоренной 3D системы отсчета и содержат торсионное поле  $T^A_{B\gamma}$ , определяемое через кручение (37) пространства  $A_3(3)$ . Предположим, что в уравнениях (51)-(53) кривизна траектории  $\kappa = 0$ . В этом случае остаются уравнения [3]

$$\begin{aligned} 1) \frac{dt_\alpha}{dt} = 0, \quad 2) \frac{dn_\alpha}{dt} = \varpi b_\alpha, \quad 3) \frac{db_\alpha}{dt} = -\varpi n_\alpha, \quad \varpi = \chi v, \quad (63) \\ 4) \frac{d^2 x_\alpha}{dt^2} = 0, \quad 5) \frac{d^3 x_\alpha}{dt^3} = 0, \quad |\vec{v}| = \frac{ds}{dt} = v = const, \end{aligned}$$

которые описывают собственное вращение частицы. Обозначая (формально) собственный угловой момент материальной точки, с которой жестко связан трехгранник Френе, как  $L = J\varpi$ , где  $J$  - момент инерции, и считая его постоянным, получаем вращательные уравнения движения свободной ориентируемой материальной точки в виде

$$1) \frac{dL_\alpha}{dt} = 0, \quad L_\alpha = Lt_\alpha, \quad 2) \frac{dn_\alpha}{dt} = \varpi b_\alpha, \quad 3) \frac{db_\alpha}{dt} = -\varpi n_\alpha, \quad \varpi = \chi v. \quad L = J\varpi = const. \quad (64)$$

Здесь  $\varpi = \chi v$  - собственная угловая скорость вращения, которая, как это следует из (54) и (64), определяется через кручение  $\chi(s) = \Omega^{(2)}_{(3)} = T^{(2)}_{(3)\gamma} dx^\gamma / ds_0$ , т.е. через торсионное поле. Из поступательных уравнений (63) следует, что *центр масс свободной частицы движется прямолинейно и равномерно или покоится, причем ось вращения либо совпадает с направлением скорости, либо направлена противоположно скорости*. Это квантование направления оси вращения, которое является следствием геометрии  $A_3(3)$ , впервые наблюдалось российским космонавтом В. Джанибековым (см. эффект Джанибекова [http://www.youtube.com/watch?v=dL6Pt1O\\_gSE](http://www.youtube.com/watch?v=dL6Pt1O_gSE)).

Что уж тут говорить о квантовой теории, когда в классической механике существует проблема, которая не имеет однозначного толкования со времен Ньютона. Причина такого положения дел, на мой взгляд, заключается в том, что природа сил инерции и, тем более, полей инерции выходят за рамки классической механики, являясь предметом изучения современной теории поля [10]. Проведенные автором исследования проблемы инерции привели к выводу, что силы и поля инерции существуют во все реальных физических системах. Но если силы инерции близки к нулю в ускоренных (квази)инерциальных системах отсчета, *то поля инерции отличны от нуля в этих системах и, в простейшем случае, удовлетворяют линейным уравнениям квантовой механики, например, уравнению Шредингера* [25].

## 10. Теория Физического Вакуума как выход из кризиса

Прошло 26 лет с тех пор, когда была завершена программа Всеобщей теории относительности и теории Физического Вакуума (рис.12).

## Всеобщая относительность и теория Физического Вакуума

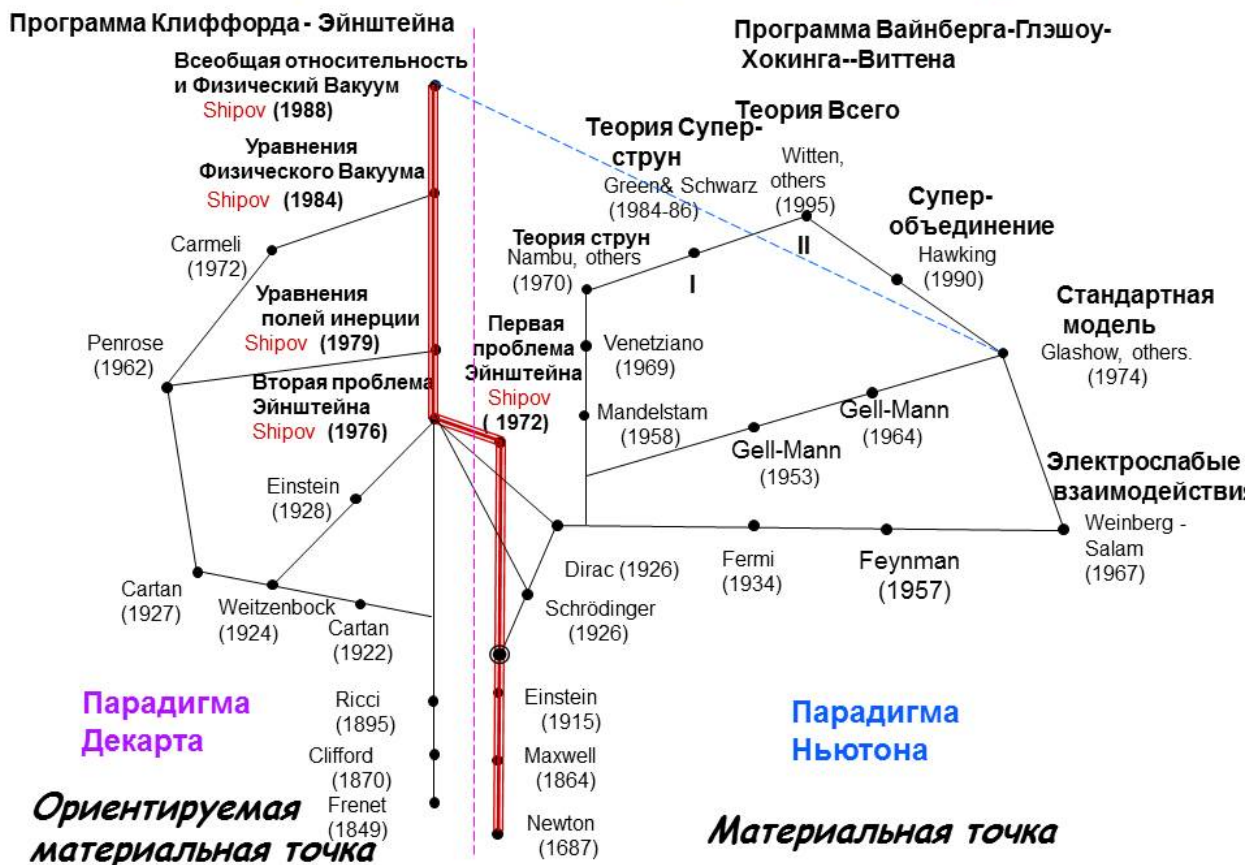


Рис.12. Развитие парадигмы Декарта

На рис.12 представлены две научные парадигмы - парадигма Ньютона, в основе которой лежит понятие материальной точки (в правой части), и парадигма Декарта, базирующаяся на понятии ориентируемой материальной точки [10,26-28]. Под ориентируемой материальной точкой подразумевается репер, в начале  $O$  которого находится материальная точка. Поэтому 3D материальная точка имеет 6 степеней свободы и ее динамика описывается шестью координатами: тремя трансляционными координатами  $x, y, z$  и тремя углами  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$ , определяющими ее ориентацию. Заметим, что 3D материальная точка имеет всего три степени свободы, описываемые тремя трансляционными координатами  $x, y, z$ . Соответственно, 4D ориентируемая материальная точка имеет 10 степеней свободы: 4 трансляционных, описываемых координатами  $x, y, z, ct$  и 6 вращательных, описываемых тремя пространственными углами  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$  и тремя пространственно-временными углами  $\theta_1, \theta_2, \theta_3$ .

Математический аппарат 3D материальной точки был впервые разработан французским математиком Френе [24] (см. рис.12). Из уравнений Френе следует, что 3D ориентируемая материальная точка описывается шестью уравнениями: тремя поступательными и тремя вращательными. При этом, в отличие от уравнений движения механики Ньютона, уравнения 3D ориентируемой материальной точки содержат третью производную трансляционных координат по времени [10, 29]. Третья производная оказывается отличной от нуля только тогда, когда отлично от нуля собственное вращение 3D ориентируемой материальной точки, определяемое через кручение траектории. Как известно, третью производную содержат уравнения движения ускоренного излучающего заряда, поэтому в работе [10] был сделан вывод о том, что *ускоренный*

заряд излучает не только электромагнитное поле, но и торсионное поле (поле кручения), порожденное спином электрона.

Геометрические пространства с трансляционными координатами размерности  $n$ , базирующиеся на множестве ориентируемых точек, были изучены итальянским математиком Г. Риччи [30]. Он показал, что такие пространства обладают не только римановой кривизной, но и кручением, образующим торсионные поля Риччи [10]. В свою очередь Ф. Клейн, следуя Эрлангенской программе [31], предложил строить геометрии исходя из групповых свойств пространства. Для воплощения Эрлангенской программы, Э. Картан использует подвижный репер или ориентируемую точку [32]. Он же первый высказал гипотезу, что вращение материи порождает вокруг нее кручение пространства [10], которое в теоретической физике сейчас называют *торсионным полем*. Простейшей геометрией, обладающей римановой кривизной и торсионным полем Риччи, оказалось пространство абсолютного параллелизма, которое известно так же как пространство Вайценбека (см. математическую часть работы [10]).

Вершиной парадигмы Декарта оказались уравнения Физического Вакуума, которые были найдены после того, как были геометризованы: а) уравнения электродинамики (первая проблема Эйнштейна [33]) и б) правая часть в уравнениях Эйнштейна (вторая проблема Эйнштейна [26]).

Наиболее общая запись уравнений Физического Вакуума представляется в спинорном виде как [10]

$$\begin{aligned} \nabla_{\beta\dot{\chi}} l_{\alpha} &= \nu o_{\alpha} o_{\beta} \bar{o}_{\dot{\chi}} - \lambda o_{\alpha} o_{\beta} \bar{l}_{\dot{\chi}} - \mu o_{\alpha} l_{\beta} \bar{o}_{\dot{\chi}} + \pi o_{\alpha} l_{\beta} \bar{l}_{\dot{\chi}} - \\ &- \gamma l_{\alpha} o_{\beta} \bar{o}_{\dot{\chi}} + \alpha l_{\alpha} o_{\beta} \bar{l}_{\dot{\chi}} + \beta l_{\alpha} l_{\beta} \bar{o}_{\dot{\chi}} - \varepsilon l_{\alpha} l_{\beta} \bar{l}_{\dot{\chi}}, \end{aligned} \quad (A_s^+ .1)$$

$$\begin{aligned} \nabla_{\beta\dot{\chi}} o_{\alpha} &= \gamma o_{\alpha} o_{\beta} \bar{o}_{\dot{\chi}} - \alpha o_{\alpha} o_{\beta} \bar{l}_{\dot{\chi}} - \beta o_{\alpha} l_{\beta} \bar{o}_{\dot{\chi}} + \varepsilon o_{\alpha} l_{\beta} \bar{l}_{\dot{\chi}} - \\ &- \tau l_{\alpha} o_{\beta} \bar{o}_{\dot{\chi}} + \rho l_{\alpha} o_{\beta} \bar{l}_{\dot{\chi}} + \sigma l_{\alpha} l_{\beta} \bar{o}_{\dot{\chi}} - \kappa l_{\alpha} l_{\beta} \bar{l}_{\dot{\chi}}, \end{aligned} \quad (A_s^+ .2)$$

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

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

$$\begin{aligned} C_{A\dot{B}C\dot{D}} - \partial_{CD} T_{A\dot{B}} + \partial_{A\dot{B}} T_{C\dot{D}} + (T_{C\dot{D}}^+)_A{}^F T_{F\dot{B}} + (T_{\dot{D}C}^+)_B{}^{\dot{F}} T_{A\dot{F}} - \\ - (T_{A\dot{B}}^+)_C{}^F T_{F\dot{D}} - (T_{\dot{B}A}^+)_D{}^{\dot{F}} T_{C\dot{F}} - [T_{A\dot{B}}^+ T_{C\dot{D}}] = -\nu J_{A\dot{C}B\dot{D}}, \end{aligned} \quad (B_s^+ .2)$$

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

где  $(A_s^+ .1)$  и  $(A_s^+ .2)$  - расширенная система нелинейных спинорных уравнений Гейзенберга,  $(B_s^+ .1)$  - полностью геометризованные (включая тензор энергии-импульса  $T_{A\dot{C}B\dot{D}}$ ) уравнения Эйнштейна и  $(B_s^+ .2)$  - полностью геометризованные (включая тензор тока  $J_{A\dot{C}B\dot{D}}$ ) уравнений Янга-Миллса.

Двухкомпонентные спиноры  $l_{\alpha}$ ,  $o_{\alpha}$  в обобщенных уравнениях Гейзенберга  $(A_s^+ .1)$  и  $(A_s^+ .2)$  образуют 4х компонентный спинор Дирака в обычной квантовой теории.

Они преобразуются по  $D(1/2, 1/2)$  неприводимому представлению группы  $SL(2, C)$ . Спинорная запись уравнений Эйнштейна  $(B_s^+ .1)$  содержит в правой части геометризованный тензор энергии-импульса  $T_{ACBD}$ , определяемый через тензор конторсии  $T_{FB}$  геометрии  $A_4(6)$ . Спинорное представление уравнений Янга-Миллса  $(B_s^+ .2)$  с калибровочной группой  $SL(2, C)$  содержит в правой части тензор тока  $J_{ACBD}$ , определяется через тензор энергии-импульса  $T_{ACBD}$ . Согласно уравнениям  $(A_s^+ .1)$ - $(B_s^+ .2)$  мы можем рассматривать Физический Вакуум как сплошную среду, обладающую упругими свойствами. Любое возмущение такой среды описывается совокупностью нелинейных спинорных уравнений Гейзенберга-Эйнштейна-Янга-Миллса. Это основные поля, динамику которых описывает теория Физического Вакуума, причем, в общем случае, «элементарная частица» описывается сразу всеми этими уравнениями. Если риманова кривизна Физического Вакуума равна нулю, то для таких объектов остаются лишь уравнения  $(A_s^+ .1)$  и  $(A_s^+ .2)$ , которые описывают «первичные поля кручения» [10].

### 10.1 Обобщение вакуумных уравнений Эйнштейна

Первый теоретический результат уравнений Физического Вакуума - это обобщение вакуумных уравнений Эйнштейна  $R_{ik} = 0$ . Действительно, в векторном базисе уравнения Физического Вакуума принимают вид расширенной системы уравнений Эйнштейна-Янга Миллса [10]

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

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

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

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

при этом тензор энергии-импульса  $T_{jm}$  в уравнениях (B.1) имеет геометрическую природу (решение второй проблемы Эйнштейна [26]) и выражается через поле торсионное поле геометрии  $A_4(6)$  следующим образом

$$T_{jm} = -\frac{2}{\nu} \left\{ \left( \nabla_{[i} T_{j|m]}^i + T_{s[i}^i T_{j|m]}^s \right) - \frac{1}{2} g_{jm} g^{pn} \left( \nabla_{[i} T_{p|n]}^i + T_{s[i}^i T_{p|n]}^s \right) \right\}. \quad (65)$$

В уравнениях Янга-Миллса (B.2) тензор тока  $J^i{}_{jkm}$  также геометризован и выражается через тензор энергии-импульса (65) (т.е. опять же через поле  $T^i{}_{jm}$ ) как

$$J_{ijkm} = 2g_{[k(i} T_{j)m]} - \frac{1}{3} T g_{i[m} g_{k]j}. \quad (66)$$

Требуя соответствия уравнений (A), (B.1) и (B.2) с вакуумными уравнениями Эйнштейна, получим

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

$$R_{ik} = 0, \quad (B.1^*)$$

$$C^i{}_{jkm} + 2\nabla_{[k} T_{j|m]}^i + 2T_{s[k}^i T_{j|m]}^s = 0. \quad (B.2^*)$$

Легко видеть, что в вакуумной теории Эйнштейна нет уравнений  $(A^*)$  и  $(B.2^*)$ . Это связано с тем, что в ней отсутствует торсионное поле  $T^i_{jm}$ . Если в уравнениях  $(A^*), (B.1^*)$  и  $(B.2^*)$  устремить поле  $T^i_{jm}$  к нулю, то все уравнения обращаются в тождества вида  $0 \equiv 0$ . Поэтому уравнения  $(A^*), (B.1^*)$  и  $(B.2^*)$  качественно отличаются от вакуумных уравнений Эйнштейна и являются их нетривиальным обобщением. В частности, теория гравитации Эйнштейна утверждает, что гравитационное поле искривляет пространство. Однако в уравнения Эйнштейна входит только 10 из 20 компонент тензора Римана  $R^i_{jkm}$ , а для остальных компонент (для компонент тензора Вейля  $C^i_{jkm}$ ) никаких уравнений в теории Эйнштейна нет. Этого недостатка лишены уравнения  $(A), (B.1)$  и  $(B.2)$ , поскольку для компонент тензора Вейля  $C^i_{jkm}$  существуют уравнения  $(B.2)$  решение системы уравнений  $(A), (B.1)$  и  $(B.2)$  позволяет вычислить явный вид тензора энергии-импульса (65) и тензора тока (66), создающих искривление пространства событий. В теории Эйнштейна, как известно, тензор (65) задается руками, а тензорный ток (66) вообще отсутствует. Способ решения и некоторые примеры рассматриваются в математической части работы автора [10]. Каждое решение содержит в качестве искомым функций:

- 1) Компоненты неголономной тетрады  $e^a_j$ , определяющей метрический тензор  $g_{jk}$  и трансляционную метрику  $ds^2$

$$ds^2 = g_{ik} dx^i dx^k, \quad g_{jk} = \eta_{ab} e^a_j e^b_k, \quad \eta_{ab} = \eta^{ab} = \text{diag}(1-1-1-1). \quad (67)$$

- 2) Компоненты торсионного поля  $T^i_{jm}$ , определяющие вращательную метрику  $d\tau^2$

$$d\tau^2 = d\chi^a_b d\chi^b_a = T^a_{bk} T^b_{an} dx^k dx^n. \quad (68)$$

- 3) Компоненты тензора Римана  $R^i_{jkm}$ .

Например, решение вакуумных уравнений  $(A^*), (B.1^*)$  и  $(B.2^*)$  для сферически симметричного источника (типа решения Шварцшильда) приводит:

- 1) к трансляционной метрике (67) вида

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2\Psi^0}{r}\right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{2\Psi^0}{r}\right)^{-1} dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2); \quad (69)$$

- 2) к вращательной метрике (68) вида

$$d\tau^2 = -\frac{2(\Psi^0)^2}{2r^4} c^2 dt^2 - \frac{2(\Psi^0 - r)}{r} d\theta^2 - \frac{2(\Psi^0 - r) \sin^2 \theta}{r} d\varphi^2; \quad (70)$$

- 3) к компонентам торсионного поля  $T^i_{jk}$

$$\rho = -1/r, \quad \alpha = -\bar{\beta} = \alpha^0 / r, \quad \gamma = \Psi^0 / 2r^2, \quad \Psi^0 = \text{const}, \quad (71)$$

$$\mu = -1/2r + \Psi^0 / r^2, \quad \alpha^0 = \zeta / 4, \quad \zeta = x^2 + ix^3;$$

- 4) к тензору Римана (точнее, к его неприводимой компоненте – тензору Вейля)

$$C_{0011} \leftrightarrow R_{0011} - \Psi^0 / r^3. \quad (72)$$

Здесь использованы координаты и обозначения, принятые в спинорном формализме Ньюмена-Пенроуза [34].

## 10.2 Обобщение уравнений общерелятивистской электродинамики

Поиск классических уравнений электродинамики сильных полей был стимулирован ограниченностью линейных уравнений электродинамики Максвелла-Лоренца полями, удовлетворяющих неравенству [35]

$$\left| \frac{e^3}{\mu^2 c^4} F^{ik} \frac{dx_k}{ds_0} \right| \ll 1. \quad (73)$$

Неравенство (73) приводит нас к следующим выводам:

а) нерелятивистские уравнения классической электродинамики не применимы в сильных полях  $E$  и  $H$ , нарушающих неравенство

$$E, H \ll \frac{\mu^2 c^4}{e^2} \approx 10^{16} \text{ ед. СГСЕ}; \quad (74)$$

б) релятивистские уравнения классической электродинамики не применимы в слабых полях  $E$  и  $H$ , когда скорости частиц становятся ультрарелятивистскими [36], т.е. когда

$$\frac{v^2}{c^2} \approx 1. \quad (75)$$

Вместо уравнений Максвелла-Лоренца, в 1972 г. были предложены уравнения общерелятивистской электродинамики [37]

$$R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} R = \frac{8\pi e}{\mu c^4} T_{ik}, \quad T_{ik} = \rho_e c^2 u_i u_k, \quad \rho_e = Ze\delta(\vec{r}), \quad (76)$$

$$\frac{d^2 x^i}{ds^2} = -\Gamma^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} = \frac{e}{\mu c^2} E^i{}_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds}, \quad (77)$$

подобные уравнения теории гравитации Эйнштейн, но с метрическим тензором

$$g_{ik}(x^i, k) = \eta_{ik} + \frac{e}{\mu} a_{ik}, \quad (78)$$

зависящим от пробного заряда  $k = e/\mu$  точечной пробной частицы. В слабых электромагнитных полях, удовлетворяющих неравенству (73), уравнения поля (76) переходят в уравнения Максвелла, а уравнения движения (77) в уравнения Лоренца, конечно, с добавками, которые проявляют себя в сильных электромагнитных полях [36]. Решения вакуумных уравнений (76) приводят к потенциалам, которые обобщают потенциал Кулона, при этом оказывается возможным описывать ядерные взаимодействия фундаментальным образом [38-40], а не вводить ядерные потенциалы руками, как это делается в настоящее время.

Уравнения общерелятивистской электродинамики (76), (77) оказываются частным случаем уравнений Физического Вакуума (A), (B.1) и (B.2). Это обобщение связано с вращательной метрикой (68), из которой следуют вращательные геодезические

$$\frac{D e^i{}_a}{ds} + T^i{}_{jk} e^j{}_a \frac{dx^k}{ds} = 0. \quad (79)$$



Действительно, альтернатива уравнений (79) по индексам  $j$  и  $k$  приводит к уравнениям (A) системы уравнений Физического Вакуума (A), (B.1) и (B.2). Нерелятивистская пространственная часть этих уравнений переходит в геометризированные уравнения Блоха

$$\frac{d\vec{s}}{dt} = \frac{e}{2\mu c} [\vec{s} \vec{H}] = [\vec{s} \vec{\omega}_L], \quad \vec{\omega}_L = \frac{e}{2\mu c} \vec{H} \quad (80)$$

для заряда со спином  $s = \hbar/2$ , что впервые было показано М. Подаровской [25]. Одновременно, из уравнений (79) следуют уравнения (77) общерелятивистской электродинамики, если выбрать вектор  $e^0_i = dx_i / ds$  касательным к мировой линии.

### 10.3 Вакуумная электродинамика с переменным зарядом

В уравнениях общерелятивистской электродинамики (76), (77) (так же, как и в уравнениях Максвелла-Лоренца) заряд частицы  $e$  является постоянным. Решение уравнений Физического Вакуума (A), (B.1) и (B.2) позволяют описывать явления электродинамики, в которых заряд оказывается переменной величиной. Например, тензор энергии-импульса, найденный из решения уравнений (A), (B.1) и (B.2) для переменного заряженного источника с собственным вращением, имеет вид

$$T_{ik} = \frac{1}{v} \left( \left[ -\frac{\ddot{\Psi}^0}{2} ra^2 \sin^2 x (\rho\bar{\rho})^2 - \dot{\Psi}^0 r^2 (\rho\bar{\rho})^2 \right] l_i l_k - \sqrt{2} \dot{\Psi}^0 a \sin x \rho\bar{\rho} \operatorname{Im}(l_{(i} \bar{m}_{k)} \rho) \right), \quad (81)$$

при этом трансляционная метрика (67) запишется как

$$ds^2 = (1 - \Psi^0(u) r \rho\bar{\rho}) du^2 + 2dudr + 2\Psi^0(u) ra \sin^2 x \rho\bar{\rho} dud\varphi - 2a \sin^2 x drdy - (\rho\bar{\rho})^{-1} dx^2 - (\Psi^0(u) ra^2 \sin^2 x \rho\bar{\rho} + r^2 + a^2) \sin^2 x dy^2. \quad (82)$$

Здесь  $\Psi^0(u)$  - функция источника, зависящая от времени  $u$  и  $a = const$  - параметр Керра, описывающий вращение источника. Если пренебречь собственным вращением источника и потребовать соответствия метрики (82) метрике, полученной из решения уравнений (76) для сферически симметричной стационарной заряженной частицы [10]

$$ds^2 = \left( 1 + \frac{e}{\mu} \frac{2\varphi_c}{c^2} \right) c^2 dt^2 - \left( 1 + \frac{e}{\mu} \frac{2\varphi_c}{c^2} \right)^{-1} dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (83)$$

в которой потенциал Кулон  $\varphi_c = -Ze/r$  не зависит от времени, то для тензора (81) получаем

$$T_{jm} = \rho_e c^2 l_j l_m = -\frac{\dot{r}_e(t)}{v r^2} l_j l_m, \quad \dot{r}_e(t) < 0, \quad (84)$$

где

$$r_e(t) = \frac{2eZe(t)}{\mu c^2} = \frac{e}{\mu} \frac{2Ze(t)}{c^2} \neq const \quad (85)$$

- электромагнитный радиус (аналог гравитационного радиуса  $r_g$  в теории Эйнштейна).

Записывая плотность заряженной материи  $\rho_e$  в (84) в пределе

$$\dot{r}_e(t) \rightarrow r_e = const, \quad (86)$$

получаем [10]

$$\rho_e = \frac{4\pi r}{\nu c^2} e \delta(\vec{r}) = \frac{8\pi Ze^2}{\mu c^4} \delta(\vec{r}) = Ze \delta(\vec{r}), \quad (87)$$

где  $\delta(\vec{r})$  - 3D функция Дирака и  $Ze = const$ . Из (87) следует, что в этом предельном случае в уравнениях (B.1) константа определяется как

$$\nu = \frac{8\pi e}{\mu c^4}, \quad (88)$$

что совпадает с множителем в уравнениях (76). Для переменного источника поля метрика (83) принимает вид

$$ds^2 = \left(1 + \frac{e}{\mu} \frac{2\varphi_c(t)}{c^2}\right) c^2 dt^2 - \left(1 + \frac{e}{\mu} \frac{2\varphi_c(t)}{c^2}\right)^{-1} dr^2 - r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (89)$$

в которой 3D часть нерелятивистских уравнений движения (77) запишется как

$$\mu \frac{d\vec{v}}{dt} = e\vec{E} + \frac{e}{c} \{[\vec{v}\vec{H}] + S\vec{v}\}, \quad (90)$$

где скалярное поле  $S$  определяется как

$$S = A_{0,0} = \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial Ze(t)}{c \partial t} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \varphi(t)}{\partial t}. \quad (91)$$

В этом случае уравнение непрерывности для плотности заряда нарушается, принимая вид

$$\partial_j(\rho_e u^j) = \rho_e \frac{e}{\mu c^2} u^0 E_{0,00} = -\rho_e \frac{e}{\mu rc} \frac{\partial Ze(t)}{\partial t}. \quad (92)$$

Опытное подтверждение электродинамики с переменным зарядом мы находим в экспериментах Николы Тесла, правда в этих нерелятивистских экспериментах наблюдается изменение полного заряда сферы, которая представляет собой систему зарядов (см.рис.13). Заряженная сфера представляет собой предельный случай сферического конденсатора при стремлении внешней обкладки конденсатора к бесконечности. Если зарядить сферу, то, на

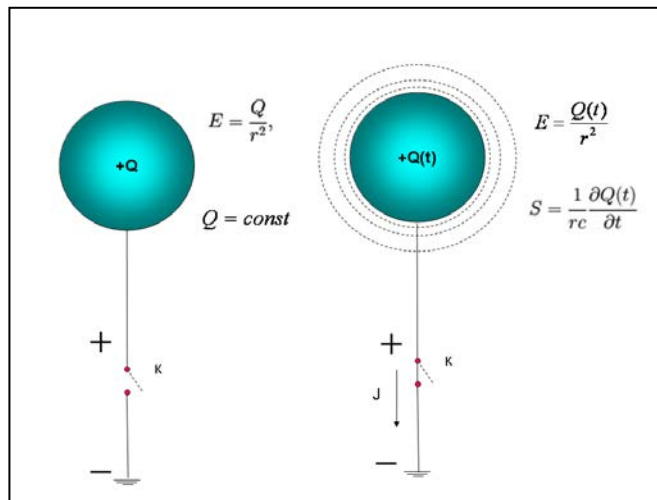


Рис.13. Скалярное (монополюное) излучение  $S$  системы зарядов

расстояниях от сферы, гораздо большем, чем ее радиус, статическое поле сферы совпадает с кулоновским полем точечного заряда, расположенным в центре сферы. Если же, сфера разряжается на землю, то, кроме переменного кулоновского поля, вне сферы мы будем наблюдать скалярное поле (91). Это излучение отличается от векторных полей  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  электродинамики Максвелла-Лоренца, поскольку монополюсное излучение системы зарядов означает излучение некоторой части зарядов. Действительно, в работе [43] показано, что в статическом пределе (86) скалярное излучение пропорционально плотности материи в соотношении (84)

$$S \sim \rho_e = -\frac{\dot{r}(t)}{v r^2} \approx Ze\delta(\vec{r}) \approx Ze\psi^*\psi, \quad (93)$$

где  $\psi$  - нормированное на единицу торсионное поле (или поле инерции). В случае, когда зарядами являются частицы со спином  $s = \hbar/2$ , например, электроны, то из (93) следует, что скалярное излучение представляет собой спаренные электроны, подобные куперовским парам в теории сверхпроводимости. Такие «сверхпроводящие» скалярные токи можно, по-видимому, в магическом шаре Тесла (рис. 14).



Рис. 14. Магический шар Тесла: справа генератор Тесла внутри корпуса включен; слева выключен

#### 10.4 Стационарные состояния в вакуумной электродинамике

Интегрирование уравнений движения (77) в метрике (83) приводит к двум интегралам движения заряда  $-e$  в поле центральных сил заряда  $Ze$ :

- 1) закон сохранения полной энергии движущегося заряда  $-e$  (электрона)

$$E = \mu c^2 \left(1 - \frac{2Ze^2}{\mu c^2 r}\right)^{1/2} \frac{dx^0}{ds} = \mu c^2 \left(1 - \frac{2Ze^2}{\mu c^2 r}\right)^{1/2} \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2} = const; \quad (94)$$

- 2) закон сохранения орбитального момента

$$L = \mu r^2 \frac{d\phi}{ds} = const, \quad (95)$$

где  $\phi$  - азимутальный угол. Соотношения (94) и (95) показывают, что в общерелятивистской электродинамике существует ускоренное движение заряда с сохранением энергии, т.е. без излучения электромагнитных волн. Этот результат можно объяснить так: ускоренное движение заряда происходит в соответствии с уравнениями геодезических (77), которые в искривленном параметризованном римановом пространстве являются одновременно кратчайшими и прямыми. Свободный заряд при равномерном и прямолинейном движении не излучает по той же причине. Его траектория есть геодезическая

плоского пространства, в котором кратчайшей является прямая линия (она же прямейшая). С другой стороны, поступательные уравнения движения заряда в вакуумной электродинамике следуют из уравнений (79) и имеют вид [36]

$$\frac{d^2 x^i}{ds^2} = \frac{e}{\mu c^2} E^i{}_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} - T^i{}_{jk} \frac{dx^j}{ds}. \quad (96)$$

Используя метрику (83), можно представить 3D нерелятивистскую часть уравнений (96) как

$$\mu \frac{d^2 x^\alpha}{dt^2} = \frac{e}{c} E^\alpha{}_{00} - \mu c^2 T^\alpha{}_{00} = \frac{Ze^2}{r^3} x^\alpha - \frac{Ze^2}{r^3} x^\alpha = 0. \quad (97)$$

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

Эти уравнения описывают *компенсацию электромагнитной силы Кулона*

$$F^\alpha{}_e = \frac{Ze^2}{r^3} x^\alpha, \quad (98)$$

действующей на «пробную» заряженную частицу в ускоренной системе отсчета, *электромагнитной силой инерции*

$$F^\alpha{}_{iner} = -\frac{Ze^2}{r^3} x^\alpha, \quad (99)$$

которая локально равна силе Кулона (98), но противоположно ей направлена. Уравнения (97) справедливы для электрона, движущегося по стационарной орбите в атоме, обеспечивая локально выполнение принципа специальной относительности. Электрон движется в каждой малой области своей искривленной траектории «по инерции» не излучая электромагнитных волн. *Это объясняет экспериментальный факт существования стационарных орбит электронов в атомах (постулат Бора) на аналитическом уровне [10].* Таким образом, электромагнитные силы инерции играют в квантовой теории стабилизирующую роль, образуя стационарные состояния, как это показано на рис.4.

### 10.5 Элементы квантования в вакуумной электродинамике

Уравнения движения (96) записаны в произвольно ускоренной 4D системе отсчета. Переход в (квази)инерциальную систему определяется отсутствием в ней сил инерции, что аналитически записывается как

$$\mu T^i{}_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} = 0. \quad (100)$$

Решая это уравнение, находим [10]

$$T_{ijk} = -T_{jik} = T_{jki} = -\Omega_{ijk}, \quad (101)$$

т.е. поле инерции в (квази)инерциальной системе отсчета отлично от нуля, хотя силы инерции равны нулю. В произвольно ускоренной системе отсчета плотность материи в уравнениях (B.1) определяется из соотношения (65) в виде

$$\rho = \frac{T}{c^2} = \frac{g^{jm} T_{jm}}{c^2} = \frac{2g^{jm}}{\nu c^2} \left\{ \nabla_{[i} T^i{}_{|j|m]} + T^i{}_{s[i} T^s{}_{|j|m]} \right\}. \quad (102)$$

Подставляя (101) в (102) получает выражение для плотности материи в (квази)инерциальной системе отсчета

$$\rho = -\frac{1}{\nu c^2} \Omega^{..i} \Omega^{..s} \Omega^{..j} = -\frac{1}{\nu c^2} T^{ji} T_{ji}^s. \quad (103)$$

Тензор кручения  $\Omega^{..i}_{jk}$ , в общем случае, имеет 24 независимых компоненты [10], однако в (квази)инерциальной системе отсчета у него остается 4 независимых компоненты, образующих псевдовектор

$$\widehat{\Omega}_j = \frac{1}{2} \varepsilon_{jins} \Omega^{ins} = h_j. \quad (104)$$

В спинорном базисе псевдовектору  $h_j$  соответствует 4х компонентный спинор  $\mu_{A\dot{C}}$  [34]

$$h_j \leftrightarrow \mu_{A\dot{C}} = i/2 \begin{pmatrix} (\rho - \bar{\rho}) - (\varepsilon - \bar{\varepsilon}) & (\tau - \beta) - (\bar{\alpha} - \bar{\pi}) \\ -(\bar{\tau} - \bar{\beta}) + (\alpha - \pi) & (\gamma - \bar{\gamma}) - (\mu - \bar{\mu}) \end{pmatrix}, \quad (105)$$

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

Через комплексный спинор (105) плотность материи (103) запишется как

$$\rho = -\frac{1}{\nu c^2} \mu_{A\dot{C}} \mu^{A\dot{C}} \leftrightarrow \rho = -\frac{1}{\nu c^2} h_j h^j, \quad (106)$$

а тензор энергии-импульса (65) в виде

$$T_{ABCD} = \frac{1}{\nu} \left( \mu_{A\dot{B}} \mu_{C\dot{D}} - \frac{1}{2} \varepsilon_{AC} \varepsilon_{\dot{B}\dot{D}} \mu_{P\dot{Q}} \mu^{P\dot{Q}} \right) \quad (107)$$

или

$$T_{jm} = \frac{1}{\nu} \left( h_j h_m - \frac{1}{2} g_{jm} h^i h_i \right). \quad (108)$$

Если вектор  $h_m$  времениподобен, то его можно представить в виде

$$h_m = \psi_{,m} = \varphi(x^i) u_m, \quad (109)$$

где  $u_m u^m = 1$  и  $\varphi(x^i)$  – скалярная функция. Подставляя (109) в (108), получим тензор

$$T_{jm} = \frac{1}{\nu} \varphi^2(x^i) \left( u_j u_m - \frac{1}{2} g_{jm} \right), \quad (110)$$

откуда

$$\rho = -\frac{1}{2\nu c^2} \varphi^2(x^i). \quad (111)$$

В нерелятивистском приближении для описания стационарной плотности материи (106) удобно ввести комплексное скалярное поле  $\psi$ , нормированное на единицу в случае гравитирующей частицы в виде

$$\rho_\mu = \mu \psi^* \psi = \mu \delta(\vec{r}), \quad \psi(x^i) = \sqrt{\left| \frac{1}{2\mu \nu_\mu c^2} \right|} \varphi(x^i), \quad \int \psi^* \psi dV = 1, \quad \nu_\mu = \frac{8\pi G}{c^4} \quad (112)$$

или

$$\rho_e = Ze\psi^*\psi = Ze\delta(\vec{r}), \quad \psi(x^i) = \sqrt{\frac{1}{2Ze v_e c^2}} \varphi(x^i), \quad \int \psi^*\psi dV = 1, \quad v_e = \frac{8\pi e}{\mu c^4}. \quad (113)$$

Равенства (за исключением последнего) в соотношениях (112) и (113) совпадают с плотностью массы и заряда в квантовой теории, а поле  $\psi$  с волновой функцией (20), удовлетворяющей уравнениям Шредингера (18). Действительно, возьмем ковариантную производную относительно символов Кристоффеля от левой и правой части этих уравнений (B.1). В результате получим равенство

$$\nabla_i(R^{ik} - \frac{1}{2}g^{ik}R) = v \nabla_i T^{ik} = 0, \quad (114)$$

откуда следует закон сохранения для тензора энергии-импульса

$$\nabla_i T^{ik} = 0. \quad (115)$$

Подставляя сюда тензор энергии-импульса (110), получаем

$$\nabla_i T^{ik} = \nabla_i \rho c^2 u^i u^k = 0, \quad (116)$$

поскольку  $\nabla_i g^{ik} = 0$  и выполняется условие несжимаемости  $\nabla_i \rho = 0$  для «идеальной жидкости». Легко показать, что уравнения (116) распадаются на:

1) геометризованное уравнение непрерывности

$$\nabla_i(\rho u^i) = \partial_i(\rho u^i) + \rho u^n \Gamma^n_{ij} = 0; \quad (117)$$

2) геометризованные уравнения, подобные гидродинамическим уравнениям Эйлера

$$\rho \frac{du^k}{ds} + \rho \Gamma^k_{mn} u^m u^n = 0; \quad (118)$$

3) геометризованное уравнение для несжимаемой «идеальной жидкости»

$$\nabla_i \rho = \partial_i \rho = 0. \quad (119)$$

Уравнения (117) и (118) описывают движение клубка поля инерции, плотность которого определяется (в (квази)инерциальной системе отсчета) соотношениями (112) или (113). Пусть, например, уравнения (117) и (118) движение заряда. Тогда в слабых электромагнитных полях и для постоянных зарядов уравнения (117) и (118) запишутся как [44]

$$\frac{\partial \rho_e}{\partial t} + \text{div} \vec{j} = 0, \quad j^i = (\rho_e c, \rho_e v^\alpha) = \rho_e \frac{dx^i}{dt}, \quad \alpha = 1, 2, 3, \quad i = 0, 1, 2, 3, \quad (120)$$

$$\rho_e \frac{dv_\alpha}{dt} = \frac{\rho_e}{\mu} (eF_{\alpha 0} + \frac{e}{c} F_{\alpha\beta} v^\beta). \quad (121)$$

В ускоренной системе отсчета уравнения (121), при движении в центральном поле с потенциальной энергией  $U = -Ze^2/r$ , принимают вид

$$\rho_e \frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{\rho_e}{\mu} \nabla U - \frac{\rho_e}{\mu} \nabla Q, \quad (122)$$

где  $Q$  - потенциальная энергия центробежной силы, которая, как мы показали в разделах 3 и 4, и есть квантовый потенциал, обеспечивающий существование стационарных орбит. Поэтому, уравнения (120) и (122), с учетом (113), полностью эквивалентны квантовым уравнениям нерелятивистской электродинамики электрона, движущегося в центральном поле заряда  $Ze$ .

Образует из четырех компонент спинора (105) плотность Дирака

$$\rho = -\frac{1}{vc^2} \mu_{A\dot{C}} \mu^{A\dot{C}} \leftrightarrow \rho_e = e\Psi^* \Psi = e(\bar{t}_\alpha t^\alpha + \bar{o}_\alpha o^\alpha), \quad (123)$$

где

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

- нормированные на единицу компоненты спинора (105). Тогда уравнение движения материи (117) в спинорном базисе можно записать как

$$\begin{aligned} \nabla_i (\rho_e u^i) &\leftrightarrow \nabla^{\alpha\dot{\beta}} j_{\alpha\dot{\beta}} = e(\nabla_{\dot{\beta}\alpha} \bar{t}^{\dot{\beta}} t^\alpha + \nabla_{\beta\dot{\alpha}} \bar{o}^{\dot{\beta}} o^\alpha) = \\ &= e(\nabla_{\dot{\beta}\alpha} \bar{t}^{\dot{\beta}}) t^\alpha + (\nabla_{\beta\dot{\alpha}} \bar{o}^{\dot{\beta}}) o^\alpha + (\nabla_{\dot{\beta}\alpha} t^\alpha) \bar{t}^{\dot{\beta}} + (\nabla_{\beta\dot{\alpha}} o^\alpha) \bar{o}^{\dot{\beta}} = \\ &= e\left\{(\nabla_{\dot{\beta}\alpha} \bar{t}^{\dot{\beta}}) t^\alpha + (\nabla_{\beta\dot{\alpha}} \bar{o}^{\dot{\beta}}) o^\alpha + (\nabla_{\dot{\beta}\alpha} t^\alpha) \bar{t}^{\dot{\beta}} + (\nabla_{\beta\dot{\alpha}} o^\alpha) \bar{o}^{\dot{\beta}}\right\} - \frac{\mu c}{\hbar} (t^{\dot{\beta}} o_{\dot{\beta}} - t^\alpha t_\alpha - t^{\dot{\beta}} o_{\dot{\beta}} + t^\alpha t_\alpha) = 0. \end{aligned} \quad (124)$$

Эти уравнения распадаются на четыре уравнения Дирака для свободной частицы

$$\nabla_{\dot{\beta}\alpha} t^\alpha = \frac{\mu c}{\hbar} o_{\dot{\beta}}, \quad \nabla^{\sigma\dot{\delta}} o_{\dot{\delta}} = -\frac{\mu c}{\hbar} t^\sigma + \text{комплексно сопряженные уравнения}. \quad (125)$$

## 11. Уравнения $(A_S^+ .1)$ и $(A_S^+ .2)$ как обобщение уравнения Дирака-Гейзенберга

Уравнения Дирака, которые описывают движение квантовой заряженной частицы со спином  $s = \hbar/2$  во внешнем электромагнитном поле, имеет вид

$$\left[ \gamma^n \left( \hat{p}_n - \frac{e}{c} A_n \right) - i\mu c \right] \Psi = 0, \quad \hat{p}_n = -i\hbar \frac{\partial}{\partial x_n}. \quad (126)$$

Здесь

$$\Psi = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \psi_3 \\ \psi_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} t_\alpha \\ o_\alpha \end{pmatrix} = \Psi(x, y, z, ct, \vec{s}) = \Psi(x(t), y(t), z(t), ct, \phi(t), \theta(t), \chi(t)), \quad (127)$$

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

- четырехкомпонентная волновая функция, зависящая от угловых переменных и

$$t_\alpha = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix}, \quad o_\alpha = \begin{pmatrix} \psi_3 \\ \psi_4 \end{pmatrix} \quad (128)$$

- двухкомпонентные спиноры. Уравнения (126) обладают целым рядом недостатков [2]. Они неприменимы в сильных электромагнитных полях (74), приводят к бесконечным величинам при расчетах, исключают понятие инерциальной системы отсчета, на котором основа теория Дирака, линейны относительно волновой функции (127). Поэтому Дирак высказал мнение, что они «неверны» [2].

Идея о том, что квантовые уравнения должны быть нелинейны, принадлежит Д. Иваненко [45,46]. Впоследствии эта идея активно развивалась В. Гейзенбергом с сотрудниками [47,48]. Вместо свободного от электромагнитного взаимодействия уравнения для частицы со спином  $s = \hbar/2$  (свободного уравнения Дирака), В.Гейзенберг предложил нелинейное спинорное уравнение для спина  $s = (2n + 1)\hbar/2$ ,  $n = 0,1,2\dots$  следующего вида

$$\{\gamma^k \partial_k + l^2 \gamma_k \gamma_5 [\Psi * \gamma^k \gamma_5 \Psi]\} \Psi = 0, \quad (129)$$

где  $l$  - фундаментальная длина, представляющая собой феноменологический (подгоночный) параметр. Этот параметр подбирается таким образом, чтобы решения уравнений (129) были согласованы со спектром масс элементарных частиц. Частицы с целым спином  $s = m\hbar$ ,  $m = 1,2,3\dots$  (бозоны) В.Гейзенберг конструирует из частиц спина  $s = \hbar/2$ , поэтому он смело говорил, что весь материальный мир можно описать универсальным спинорным полем спина  $s = \hbar/2$ , используя уравнения (129).

Вместо уравнений Гейзенберга (129), предлагается использовать уравнения  $(A_s^+ .1)$  и  $(A_s^+ .2)$ , которые представляют собой часть уравнений Физического Вакуума. Поэтому, решение уравнений теории Физического Вакуума включает решение уравнений  $(A_s^+ .1)$  и  $(A_s^+ .2)$  как часть полного решения системы уравнений Гейзенберга-Эйнштейна-Янга-Миллса  $(A_s^+ .1)-(B_s^+ .2)$ . Например, решение уравнений  $(A_s^+ .1)-(B_s^+ .2)$ , приводящее к метрике (83), позволяет записать уравнения  $(A_s^+ .1)$  и  $(A_s^+ .2)$  с функцией источника  $\Psi^0$  может быть представлено в виде нелинейных спинорных уравнений

$$\left( \nabla_{\beta\dot{\chi}} + \frac{\Psi^0}{2r^2} o_\beta \bar{o}_{\dot{\chi}} \right) l_\alpha = - \left( \frac{2\Psi^0 - r}{2r^2} \right) o_\alpha \bar{o}_{\dot{\chi}} l_\beta, \quad (130)$$

$$\left( \nabla_{\beta\dot{\chi}} - \frac{\Psi^0}{2r^2} o_\beta \bar{o}_{\dot{\chi}} \right) o_\alpha = - \frac{1}{r} l_\alpha \bar{l}_{\dot{\chi}} o_\beta, \quad (131)$$

$$\Psi^0 = \frac{Ze^2}{\mu c^2} = Z\alpha_e \frac{\hbar}{\mu c} = Z\alpha_e \lambda, \quad (132)$$

где  $\alpha_e = e^2/\hbar c \approx 1/137$  - постоянная тонкой структуры и  $\lambda = \hbar/\mu c$  - комптоновская длина волны. В уравнениях (130), (131) функция источника (132) играет роль фундаментальной длины. Для электрона, как легко видеть фундаментальная длина оказывается равной классическому радиусу электрона  $r_e = e^2/\mu c^2 \approx 2.8 \cdot 10^{-13} \text{ см}$ .

Для заряда  $Ze = const$ , обладающим собственным вращением (спином) метрика (82) может быть записана как



$$ds^2 = \left(1 - \frac{2\Psi^0 r}{r^2 + a^2 \cos^2 \theta}\right) c^2 dt^2 + \frac{2\Psi^0 ra}{r^2 + a^2 \cos^2 \theta} \sin^2 \theta c dt d\varphi - 2a \sin^2 \theta dr d\varphi - \frac{r^2 + a^2 \cos^2 \theta}{r^2 - 2\Psi^0 r + a^2 \cos^2 \theta} dr^2 - (r^2 + a^2 \cos^2 \theta) d\theta^2 - \left(r^2 + a^2 + \frac{\Psi^0 ra^2}{r^2 + a^2 \cos^2 \theta} \sin^2 \theta\right) \sin^2 \theta d\varphi^2, \quad (133)$$

где  $\Psi^0$  определяется согласно (132). Уравнения  $(A_s^+ .1)$  и  $(A_s^+ .2)$  для метрики (133) принимают вид

$$\nabla_{\beta\dot{\chi}} l_\alpha = -\mu o_\alpha l_\beta \bar{o}_{\dot{\chi}} + \pi o_\alpha l_\beta \bar{l}_{\dot{\chi}} - \gamma l_\alpha o_\beta \bar{o}_{\dot{\chi}} + \alpha l_\alpha o_\beta \bar{l}_{\dot{\chi}} + \beta l_\alpha l_\beta \bar{o}_{\dot{\chi}}, \quad (134)$$

$$\nabla_{\beta\dot{\chi}} o_\alpha = \gamma o_\alpha o_\beta \bar{o}_{\dot{\chi}} - \alpha o_\alpha o_\beta \bar{l}_{\dot{\chi}} - \beta o_\alpha l_\beta \bar{o}_{\dot{\chi}} - \tau l_\alpha o_\beta \bar{o}_{\dot{\chi}} + \rho l_\alpha o_\beta \bar{l}_{\dot{\chi}}, \quad (135)$$

где

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

$$\mu = Y \rho^2 \bar{\rho}, \quad Y = \frac{r^2 + a^2 - \Psi^0 r}{2}, \quad \gamma = \mu + [r + \Psi^0] \frac{\rho \bar{\rho}}{2}, \quad \tau = -ia \sin \theta \frac{\rho \bar{\rho}}{\sqrt{2}}, \quad (136)$$

при этом естественно полагать

$$a = \lambda = \frac{\hbar}{\mu c}. \quad (137)$$

Если заряд  $Ze$  обращается в нуль, то мы имеем, нелинейные спинорные уравнения для поля нейтрино, которое переносит только спин. Используя выражение для потенциальной энергии [44], находим из метрики (133)

$$U_e = \frac{\mu c^2}{2} (g_{00} - 1) = -\frac{\mu c^2}{2} \frac{r_e r}{r^2 + a^2 \cos^2 \theta}, \quad r_e = \frac{2Ze^2}{\mu c^2}. \quad (138)$$

При условиях  $r \gg a$ ,  $\cos \theta = 1$  энергия (138) принимает вид

$$U_e \approx -\frac{\mu c^2}{2} \left( \frac{r_e}{r} - \frac{r_e a^2}{r r^2} \right) = U_K + Q_\omega, \quad (139)$$

где

$$U_K = -\frac{\mu c^2}{2} \frac{r_e}{r} = -\frac{Ze^2}{r}, \quad Q_\omega = \frac{\mu c^2}{2} \frac{r_e a^2}{r r^2} = \frac{Ze^2 a^2}{r r^2}. \quad (140)$$

Сопоставляя параметр Керра  $a$  комптоновской длине волны де Бройля  $a = \lambda = \hbar/\mu c$ , получим

$$Q_\omega = \frac{Ze^2}{r^3} \frac{\hbar^2}{\mu^2 c^2}. \quad (141)$$

Эта энергия совпадает с потенциальной энергии Маделунга (24), если [44]

$$\left( \nabla^2 + \frac{2Ze^2}{\mu c^2 r^3} \right) |\psi| = \left( \nabla^2 + \frac{r_e}{r^3} \right) |\psi| = 0. \quad (142)$$

Из (141) видно, что «спиновая» добавка к кулоновскому потенциалу носит короткодействующий характер и на расстояниях порядка ядерных начинает играть определяющую роль (см. рис. 15). В результате, на малых расстояниях между спинирующими частицами

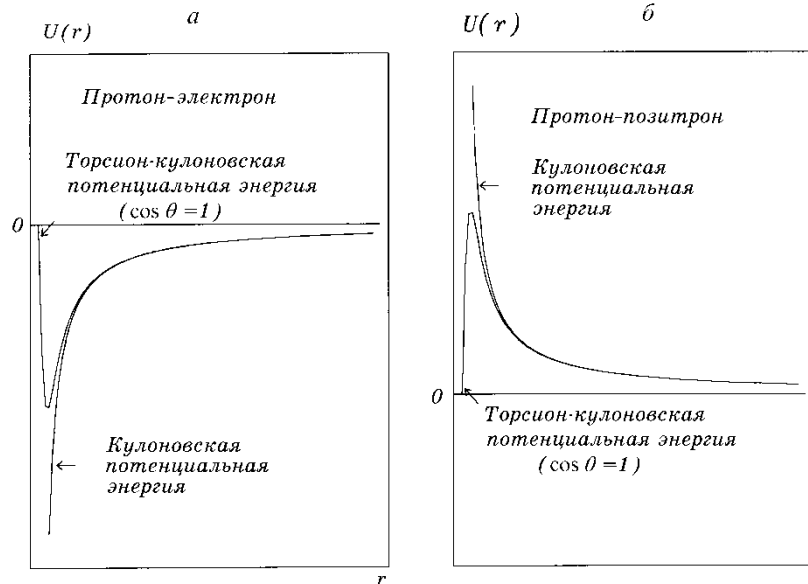


Рис. 1. Торсион-кулоновские взаимодействия: а – потенциальная энергия взаимодействия электрона с протоном при  $|r_e|/a = 3.0$ ; б - то же с позитроном

возникают торсионные силы, доминирующие над кулоновскими силами. Эти теоретические выводы подтверждены многочисленными экспериментальными данными в ядерных процессах.

### Заключение

Большинство ведущих теоретиков считает, что основной проблемой современной физики является объединение общей теории относительности с квантовой механикой. В данной работе на ряде примеров показано, что можно заменить:

- 1) уравнения квантовой теории поля обобщенными уравнениями Гейзенберга  $(A_s^+ .1)$  и  $(A_s^+ .2)$ ;
- 2) уравнения Эйнштейна и общерелятивистской электродинамики [33], заменить полностью геометризованными уравнениями  $(B_s^+ .1)$ ;
- 3) калибровочные уравнения теории элементарных частиц заменить полностью геометризованными уравнениями Янга-Миллса  $(B_s^+ .2)$ .

Таким образом, система уравнений теории Физического Вакуума  $(A_s^+ .1) - (B_s^+ .2)$  рассматривается нами как уравнения единой Теории Поля, которая объединяет общую теорию относительности Эйнштейна с квантовой теорией поля.

30.10.2014.

## Литература

1. *Эйнштейн А.* // Собр. науч. тр. М.: Наука, 1966. Т. 3, с. 617-622.
2. *Дирак П.* // Пути физики. М.: ЭнергATOMиздат, 1983.
3. *Шипов Г.И.* // Застой в теоретической физике и пути выхода из него. Механика. <http://www.trinitas.ru/rus/doc/0231/008a/02311123.htm>
4. *Шипов Г.И.* // Застой в теоретической физике и пути выхода из него. Классическая электродинамика // «Академия Тринитаризма», М., Эл № 77-6567, публ.18636, 09.03.2014, <http://www.trinitas.ru/rus/doc/0231/008a/1125-shp.pdf>
5. *Ишлинский Ю.А.* // Механика относительного движения и силы инерции. М.: Наука, 1983.
6. *Седов Л.И.* // Очерки, связанные с основаниями механики и физики. М.: Знание, 1983.
7. *Планк М.* // Введение в теоретическую физику, ч. 1, 193, с.79.
8. *Левенсон Л.Б.* // Вестник инженеров и техников, № 6, 1936. сс. 378-382.
9. *Ольховский И.И.* // Курс теоретической механики для физиков. М.: Наука, 1970.
10. *Шипов Г.И.* // Теория Физического Вакуума, теория эксперименты и технологии, М., Наука, 1997. 450 с.
11. *Schrodinger E.* // *Naturwiss.*, 14 Jahrgang, 1926, H.28, s. 666.
12. *Эйнштейн А.* // Собр. науч. тр. М.: Наука, 1967. Т. 4. С. 286.
13. *Styer D., et al* // Nine formulations of quantum mechanics, *Am.J.Phys.* 2002. **70** (3).
14. *Madelung E.* // Quantum Theory in Hydrodynamic Form, *Z.Physic*, **40** (1926), p.p. 332 - 336.
15. *Маделунг Э.* // Математический аппарат физики, М., Наука, 1961, с.618.
16. *Holland P.* // The Quantum Theory of Motion. Cambridge University Press, Cambridge, England, 2004.
17. *Ольховский И.И.* // Курс теоретической механики для физиков. М.: Наука, 1970.
18. *Шипов Г.И.* // Теория гравитации в пространстве абсолютного параллелизма. Известия вузов, Физика, 1977, № 6, с. 142.
19. *Shipov G.* // Decartes' Mechanics – Fourth Generalization of Newton's Mechanics. In "7th Intern. Conference Computing Anticipatory Systems" ~ НЕС - ULg, Liege, Belgium, 2005, ISSN 1373-5411 ISBN 2-930396-05-9 P. 178
20. *Шипов Г.И.* // Теория физического вакуума. М.: Н-Т Центр, 1993. 362~с.
21. *Шипов Г.И.* // О левитации диамагнетиков в сильных магнитных полях. г. «Академия Тринитаризма», М., Эл № 77-6567, публ.19646, 09.10.2014 <http://www.trinitas.ru/rus/doc/0231/008a/1130-shp.pdf>
22. *Шипов Г.И., А.Н. Сидоров А.Н.* // О наблюдении действия сил инерции в инерциальной системе отсчета // «Академия Тринитаризма», М., Эл № 77-6567, публ.17140, 24.12.2011 , <http://www.trinitas.ru/rus/doc/0231/008a/1094-sh.pdf> .
23. *Декарт Р.* // Космогония: Два трактата. М.-Л.: Гостехиздат, 1934.
24. *Frenet F.* // *Jour. de Math.* 1852. Vol. 17. P. 437-447.
25. *Шипов Г.И., Подаровская М.И.* // Спин-торсионная формулировка квантовой механики и поля инерции. Москва, «Кириллица», 2012, сс.49. «Академия Тринитаризма», М., Эл № 77-6567, публ.17418, <http://www.trinitas.ru/rus/doc/0231/008a/1130-shp.pdf> .
26. *Шипов Г.И.* // О решении второй проблемы Эйнштейна. М.: Кириллица, 2007, с.308.
27. *Шипов Г.И.* // Квантовая механика в теории физического вакуума. Винница: ЧП Веда, 2010, с 100.
28. *Губарев Е.А.* // Теория реальной относительности. Изд. «Новый Центр», М., 2009, 215 с.

29. *Шупов Г.И.* // О геометрическом и феноменологическом кручении в релятивистской физике. МИТПФ, Препринт № 8, Москва, 1997, сс. 26
30. *Ricci G.* // Mem. Acc. Linc. 1895. Vol. 2. Ser. 5. P. 276-322.
31. *Розов Н.К.* / «Феликс Клейн и его эрлангенская программа», Mat. Pros., Ser. 3, **3**, МССМЕ, Moscow, 1999, 49–55.
32. *Картан Э.* // Теория конечных непрерывных групп и дифференциальная геометрия, изложенные методом подвижного репера. Волгоград, из-во «Платон», 1998, сс. 367.
33. *Шупов Г.И.* // О решении первой проблемы Эйнштейна. М.: Кириллица, 2007, с.38.
34. *Newman .E., Penrose R.* // J. Math. Phys. 1962. Vol. 3, № 3. P.566 \--- 587.
35. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* // Теория поля. Т.2. М.: Наука, 1988.
36. *Шупов Г.И.* // Застой в теоретической физике и пути выхода из него. Классическая электродинамика // «Академия Тринитаризма», М., Эл № 77-6567, публ.18636, 09.03.2014 <http://www.trinitas.ru/rus/doc/0231/008a/1125-shp.pdf>
37. *Шупов Г.И.* // Общерелятивистская нелинейная электродинамика с тензорным потенциалом. Известия вузов, Физика, 1972, № 10, с.98 - 102.
38. *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.
39. *Губарев Е.А., Сидоров А.Н.* // Тез. докл. VIII Рос. грав. конф. «Теоретические и экспериментальные проблемы гравитации» М.: Рос. гравитац. ассоц. 1993. С.251.
40. *Губарев Е.А., Сидоров А.Н. Шупов 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.
41. *Шупов Г.И.* // Фундаментальные взаимодействия в геометрической модели Физического Вакуума. Труды VI семинара "Гравитационная энергия и гравитационные волны", Дубна, 26-30 октября, 1993 , с 141.
42. *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.
43. *Шупов Г.И.* // Физический вакуум, торсионные поля, квантовая механика и эксперименты Н.Тесла // «Академия Тринитаризма», М., Эл № 77-6567, публ.15740, 07.01.2010, <http://www.trinitas.ru/rus/doc/0231/008a/1081-sh.pdf> .
44. *Шупов Г.И.* // Программа Всеобщей относительности и Теория Физического Вакуума. 25 лет спустя // «Академия Тринитаризма», М., Эл № 77-6567, публ.18170, 02.09.2013 , <http://www.trinitas.ru/rus/doc/0231/003a/1030-shp.pdf> .
45. *Heisenberg W.* // Rev. Mod. Phys. 1957. Vol. 29. P. 269.
46. *Duerr H.P., Heisenberg W., Mitter H., et al.* // Ztschr. Naturforsch. A.1959. Bd. 14. S. 441.

