

**Chaos and Correlation**

International Journal, April 6, 2014

О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ СВЕТА И ЧАСТИЦ С ГРАВИТАЦИОННЫМИ ВОЛНАМИ

Трунев Александр Петрович
Директор, A&E Trounev IT Consulting, Торонто, Канада

В работе рассмотрена модель структуры материи, в которой элементарные частицы, атомы и молекулы представляются состоящими из гравитационных волн. Предложена модель взаимодействия света и пучков частиц с макроскопическими гравитационными волнами. Описаны схемы экспериментов по проверке теории.

Ключевые слова: АТОМ, ГРАВИТАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ, МЕТРИКА, ЭЛЕКТРОН, ФОТОН, ЯДРО.

THE INTERACTION OF LIGHT AND PARTICLES WITH GRAVITATIONAL WAVES

Alexander Trunev
Director, A&E Trounev IT Consulting, Toronto, Canada

In this paper we consider a model of the structure of matter, in which elementary particles, atoms and molecules are composed of gravitational waves. A model of interaction of light and particle beams with macroscopic gravitational waves has been proposed. The protocols of experiments to test the theory are considered.

Keywords: ATOM, GRAVITATIONAL WAVES, METRIC, NUCLEI, ELECTRON.

Введение

Представления о структуре вещества постоянно изменяются, по мере накопления данных и развития теории. В 1869 году, когда Д.И. Менделеев сформулировал периодический закон [1], химические элементы считались состоящими из атомов, но сами атомы не имели структуры. После того, как Томпсон в 1897 г открыл электрон [2], появились первые модели атомов, состоящих из смеси частиц, обладающих положительным и отрицательным электрическим зарядом [3]. В 1911 г Резерфорд, на основе своих опытов по рассеянию альфа и бета частиц на атомах предположил, что положительный заряд сосредоточен в малой области, которую он назвал ядром, а отрицательный заряд находится на периферии системы [4]. В результате, в 1913 году возникла планетарная модель атома Бора-Резерфорда [5], на основе

которой в 1919 г Зоммерфельд построил теорию атома с эллиптическими орбитами электронов [6].

Модель Бора-Зоммерфельда позволяла полностью описать спектры, а также объяснить все основные эксперименты в области атомной физики на основе классических представлений о движении электронов вокруг ядра с дополнительным условием квантования орбит. Но уже в 1926 году Эрвин Шредингер предложил новую теорию строения атомов, в которой электрон был представлен волновой функцией [7]. Таким образом, в новой квантовой теории электрон лишился орбиты, а правило квантования стало неотъемлемой частью модели атома Шредингера.

Однако интерпретация квантовой механики вызывала много вопросов, в частности, о физическом смысле волновой функции. В этой связи приведем фрагмент из письма Шредингера к Эйнштейну: «...я уже давно думаю, что следует отождествлять Ψ -волны с волнами нарушения гравитационного потенциала - конечно, не с теми, которые ты исследовал впервые, но с теми, которые обладают действительной массой, т.е. не исчезающим T_{ik} . Это значит, я думаю, что нужно в абстрактной общей теории относительности, содержащей T_{ik} еще как «*asylum ignorantial*» (по твоему собственному выражению), ввести материю не в качестве массивных точек или чего-нибудь подобного, а как квантованные гравитационные волны» [7].

Эйнштейн, создавая общую теорию относительности [8], предполагал, что должен существовать такой вариант теории поля, который описывает материю и гравитацию как единое целое. Для описания материи в рамках общей теории относительности Эйнштейн и Инфельд сформулировали программу [9]: «Все попытки представить материю тензором энергии-импульса неудовлетворительны, и мы хотим освободить нашу теорию от http://chaosandcorrelation.org/Chaos/CR_1_04_2014.pdf

специального выбора такого тензора. Поэтому мы будем иметь дело здесь только с гравитационными уравнениями в пустом пространстве, а материя будет представлена сингулярностями гравитационного поля».

В работах [10-12] из уравнений Эйнштейна [8] выведено уравнение Шредингера [7] и построена модель атома Эйнштейна. Было показано, что каждой функции действия механической системы можно сопоставить сумму гравитационных волн, получены решения уравнений Эйнштейна, описывающие стационарные состояния произвольных механических систем, обладающих центральной симметрией. Таким образом, доказано, что атомы и атомные ядра могут быть представлены как стоячие гравитационные волны.

В настоящей работе рассмотрена модель структуры материи, в которой элементарные частицы, атомы и молекулы представляются состоящими из гравитационных волн. Построена теория излучения и распространения света и частиц, взаимодействующих с крупномасштабными гравитационными волнами.

Центрально-симметрическое поле и движение материи

Уравнения гравитационного поля Эйнштейна имеют вид [8]:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = g_{\mu\nu} \Lambda + \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu} \quad (1)$$

$R_{\mu\nu}$, $g_{\mu\nu}$, $T_{\mu\nu}$ - тензор Риччи, метрический тензор и тензор энергии-импульса; Λ , G , c - космологическая постоянная Эйнштейна, гравитационная постоянная и скорость света соответственно.

В общем случае имеют место соотношения

$$\begin{aligned}
R_{ik} &= R_{ijk}^j, \quad R = g^{ik} R_{ik}, \\
R_{\beta\gamma\delta}^\alpha &= \frac{\partial \Gamma_{\beta\delta}^\alpha}{\partial x^\gamma} - \frac{\partial \Gamma_{\beta\gamma}^\alpha}{\partial x^\delta} + \Gamma_{\beta\delta}^\mu \Gamma_{\mu\gamma}^\alpha - \Gamma_{\beta\gamma}^\mu \Gamma_{\mu\delta}^\alpha, \\
\Gamma_{jk}^i &= \frac{1}{2} g^{is} \left(\frac{\partial g_{sj}}{\partial x^k} + \frac{\partial g_{sk}}{\partial x^j} - \frac{\partial g_{jk}}{\partial x^s} \right)
\end{aligned} \tag{2}$$

$R_{\beta\gamma\delta}^\alpha$ - тензор Римана, Γ_{kl}^i – символы Кристоффеля второго рода.

Чтобы сохранить основную идею определения метрики в теории гравитации Эйнштейна, мы предположим, что уравнение Эйнштейна (1) распадается на два независимых уравнения [10-12]:

$$\begin{aligned}
R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R &= k g_{\mu\nu} \\
\frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu} &= g_{\mu\nu} (k - \Lambda)
\end{aligned} \tag{3}$$

Здесь k – некоторая функция, зависящая от размерности пространства. Отметим, что первым уравнением определяется метрика пространства-времени, а вторым уравнением задается распределение материи, которое соответствует этой метрике. Эта гипотеза соответствует идее о происхождении материи из гравитационного поля [9], но без специального предположения о наличии сингулярности метрики.

В [10-12] представленная модель квантовой гравитации в многомерных пространствах размерностью D с метрикой

$$\begin{aligned}
ds^2 &= \psi(t, r) dt^2 - p(\psi) dr^2 - d\phi_1^2 - \sin^2 \phi_1 d\phi_2^2 - \sin^2 \phi_1 \sin^2 \phi_2 d\phi_3^2 - \\
&\dots - \sin^2 \phi_1 \sin^2 \phi_2 \dots \sin^2 \phi_{N-1} d\phi_N^2
\end{aligned} \tag{4}$$

Здесь $\phi_1, \phi_2, \dots, \phi_N$ - углы на единичной сфере, погруженной в $D - 1$ мерное пространство. Метрика (4) описывает многие важные случаи симметрии, используемые в физике элементарных частиц и в теории супергравитации. Такой подход позволяет охватить все многообразие

материи, которую производит фабрика природы, путем выбора уравнения состояния $p = p(\psi)$.

Рассмотрим гравитацию в пространствах с метрикой (4). Уравнение Эйнштейна в форме (3) является универсальным, поэтому обобщается на пространство любого числа измерений. Движение материи будем описывать уравнением Гамильтона-Якоби, которое также обобщается на любое число измерений. Вместе эти два уравнения составляют универсальную модель, описывающую движение материи в D -мерном пространстве:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = kg_{\mu\nu} \quad (5)$$

$$g^{ik} \frac{\partial S}{\partial x^i} \frac{\partial S}{\partial x^k} = 0 \quad (6)$$

Уравнения поля в метрике (4) сводятся к одному уравнению второго порядка [10-12]

$$-p'\psi_{tt} + \psi_{rr} = -Kp\psi - \frac{pp' - 2p''p\psi + p'^2\psi}{2p\psi} \psi_t^2 + \frac{p + p'\psi}{2p\psi} \psi_r^2 \quad (7)$$

В общем случае параметры модели и скалярная кривизна зависят только от размерности пространства, имеем

$$\begin{aligned} k &= D(D-5)/2 + 3, \\ K &= 2(D-3), \\ R &= -D^2 + 3D \end{aligned} \quad (8)$$

Отметим, что уравнение (7) изменяет свой тип в зависимости от знака производной p' :

в области $p' < 0$ уравнение (7) имеет эллиптический тип;

в области $p' > 0$ уравнение (7) имеет гиперболический тип;

в области $p' = 0$ уравнение (7) имеет параболический тип.

Уравнение Гамильтона-Якоби в метрике (4) имеет вид

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\psi} \left(\frac{\partial S}{\partial t} \right)^2 - \frac{1}{p} \left(\frac{\partial S}{\partial r} \right)^2 - \left(\frac{\partial S}{\partial \phi_1} \right)^2 - \sin^{-2} \phi_1 \left(\frac{\partial S}{\partial \phi_2} \right)^2 - \\ & \sin^{-2} \phi_1 \sin^{-2} \phi_2 \left(\frac{\partial S}{\partial \phi_3} \right)^2 - \dots - \sin^{-2} \phi_1 \sin^{-2} \phi_2 \dots \sin^{-2} \phi_{N-1} \left(\frac{\partial S}{\partial \phi_N} \right)^2 = 0 \end{aligned} \quad (9)$$

Уравнение (9) можно проинтегрировать при некоторых предположениях, используя метод, который предложил Шредингер [7]. Суть метода состоит в том, чтобы представить решение уравнения (9) в виде

$$S = S_{cl} + \hbar \ln \Psi_S \quad (10)$$

Здесь в теорию в явном виде вводится классическое действие - S_{cl} , постоянная Планка и волновая функция Ψ_S . Используя классическое действие, мы определяем те параметры задачи, которые могут считаться внешними для квантовой системы. В случае метрики (4) удобно будет выбрать в качестве переменных квантовой механики углы на единичной сфере, а в качестве координат классического действия – время и радиальную координату. Тогда уравнение (9) разделяется на два уравнения

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\psi} \left(\frac{\partial S_{cl}}{\partial t} \right)^2 - \frac{1}{p} \left(\frac{\partial S_{cl}}{\partial r} \right)^2 = M^2 \\ & \left(\frac{\partial \Psi_S}{\partial \phi_1} \right)^2 + \sin^{-2} \phi_1 \left(\frac{\partial \Psi_S}{\partial \phi_2} \right)^2 + \dots + \sin^{-2} \phi_1 \sin^{-2} \phi_2 \dots \sin^{-2} \phi_{N-1} \left(\frac{\partial \Psi_S}{\partial \phi_N} \right)^2 = \frac{M^2}{\hbar^2} \Psi_S^2 \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь M – произвольная постоянная.

Гравитационные волны

Рассмотрим гравитационные волны, которые возникают в метрике (4) в случае линейного уравнения состояния. Положим в уравнении (7)

$$p = \psi / c^2, \psi = e^w.$$

Тогда уравнение (7) приводится к виду уравнения Лиувилля:

$$w_{tt} = c^2 w_{rr} + K e^w \quad (12)$$

Для уравнения (12) можно указать алгоритм построения общего решения и различных частных решений типа уединенных волн [13-16]. Общее решение дается формулой Лиувилля [14]:

$$w(r, t) = \ln \left[\frac{8c^2 f'(\eta) g'(\zeta)}{K(f(\eta) + g(\zeta))^2} \right], \quad \eta = ct - r, \zeta = r + ct \quad (13)$$

Здесь $f(\eta), g(\zeta)$ – произвольные функции. Отметим, что уравнение (12) широко используется в теории струн и квантовой гравитации, поскольку соответствующая модель является полностью интегрируемой. Обычно это уравнение выводится из принципа стационарности действия, однако использованный нами метод имеет то преимущество, что можно определить метрику, соответствующую гравитационным волнам и движение пробных частиц в этой метрике.

Действительно используя формулу Лиувилля (13), можно указать общее решение уравнений Эйнштейна в форме (3), описывающее гравитационные волны в метрике (4):

$$\psi(r, t) = \frac{8c^2 f_\eta(\eta) g_\zeta(\zeta)}{K(f(\eta) + g(\zeta))^2}, \quad p(\psi) = \psi / c^2, \quad (14)$$

$$K = 2(D - 3), \quad \eta = ct - r, \zeta = r + ct$$

Гравитационные волны типа (14) распространяются в комбинации, включающей опережающие и запаздывающие волны. Запишем первое уравнение (11) в метрике (14), имеем

$$\frac{1}{c^2} \left(\frac{\partial S_{cl}}{\partial t} \right)^2 - \left(\frac{\partial S_{cl}}{\partial r} \right)^2 = \frac{8M^2}{K} \frac{f_\eta(\eta) g_\zeta(\zeta)}{(f(\eta) + g(\zeta))^2} \quad (15)$$

Предполагая, что действие зависит от координат η, ζ , преобразуем обе части уравнения (15) к эквивалентному виду

$$4 \left(\frac{\partial S_{cl}}{\partial \eta} \right) \left(\frac{\partial S_{cl}}{\partial \zeta} \right) = \frac{8M^2}{K} \frac{\partial \ln(f(\eta) + g(\zeta))}{\partial \eta} \frac{\partial \ln(f(\eta) + g(\zeta))}{\partial \zeta} \quad (16)$$

Отсюда следует, что действие можно выразить через произвольные функции $f(\eta)$, $g(\zeta)$ в виде

$$S_{cl} = M \sqrt{\frac{2}{K}} \ln[f(\eta) + g(\zeta)] \quad (17)$$

Уравнение (17) можно рассматривать и в обратную сторону, предполагая, что неизвестные функции $f(\eta)$, $g(\zeta)$ связаны с действием пробных частиц

$$f(\eta) + g(\zeta) = \exp(S_{cl} / h), \quad h = M \sqrt{\frac{2}{K}} \quad (18)$$

Все функции, входящие в уравнение (18) являются вещественными.

Если предположить, что

$$p = -\psi / c^2, \quad \psi = e^w \quad (19)$$

Тогда, подставляя в уравнение (7) выражения (20), приходим к уравнению Лиувилля эллиптического типа

$$w_{tt} + c^2 w_{rr} = Ke^w \quad (20)$$

В этом случае также можно получить решения уравнения (20) общего вида, которые выражаются через аналитические функции [14]. Применение эллиптической модели (20) в квантовой теории гравитации можно найти в работе [16].

Метрика Шварцшильда и уравнение состояние материи

Все статические метрики вида (4) описываются уравнением (7), полагая в этом уравнении $\psi_t = \psi_{tt} = 0$, находим

$$\psi_{rr} = -Kp\psi + \frac{p + p'\psi}{2p\psi} \psi_r^2 \quad (21)$$

Интегрируя уравнение (21), получим

$$p\psi (C - 2K\psi) = \psi^2 \quad (22)$$

C – произвольная постоянная. Для физических приложений представляют интерес статические решения, которые имеют в качестве асимптотики метрику Шварцшильда, описывающую гравитационное поле точечной массы

$$\psi = 1 - \frac{2m}{R} \quad (23)$$

Метрика (23) широко используется в теории в связи с явлением коллапса, ведущим к образованию черных дыр. Заметим, что метрика Шварцшильда определена в сферических координатах, тогда как метрика (4) является центрально-симметрической. Для согласования метрик положим $R = 1/r$, тогда метрика Шварцшильда преобразуется к виду

$$\psi = 1 - 2mr \quad (24)$$

Среди статических метрик, имеющих в качестве асимптотики метрику Шварцшильда (23), можно выделить экспоненциальную зависимость

$$\psi = \exp(-2mr) = 1 - 2mr + \dots \quad (25)$$

Подставляя выражение (25) в уравнение (22), находим уравнение состояния, которое согласовано с метрикой Шварцшильда

$$p = \frac{4m^2\psi}{C - 2K\psi} = \frac{2m^2}{K} \frac{-1}{1 \pm \exp(2mr - \mu)}, \quad (26)$$

$$\frac{dp}{d\psi} = \frac{C}{(C - 2K\psi)^2}, \quad C = \pm 2Ke^{-\mu}$$

Заметим, что в метрике Шварцшильда (23) параметр m соответствует массе или энергии покоя системы. Мы предполагаем, что источник гравитации типа точечной массы обусловлен в метрике (4) наличием двух типов уравнения состояния, соответствующих бозонам и фермионам.

Сопоставим первое уравнение (26) с квантовыми статистиками:
http://chaosandcorrelation.org/Chaos/CR_1_04_2014.pdf

- в случае бозонов $p = \frac{2m^2}{K} \frac{1}{\exp(2mr - \mu) - 1}$, $C > 0, p(\psi) > 0, p'(\psi) > 0$;

- в случае фермионов $p = -\frac{2m^2}{K} \frac{1}{\exp(2mr - \mu) + 1}$, $C < 0, p(\psi) < 0, p'(\psi) < 0$.

Указанное деление материи на бозоны и фермионы по виду уравнения состояния (26) является условным. Как известно, деление частиц на фермионы и бозоны первоначально возникло в статистической физике, и лишь благодаря теореме Паули была установлена связь спина со статистикой.

Стационарные состояния квантовых и классических систем

Покажем, что для любой квантовой или классической системы, обладающей центральной симметрией и заданной энергией, существует такая метрика, что действие системы будет связано с некоторым решением уравнения (7). В случае линейного уравнения состояния доказательство было получено в явном виде – уравнение (17). В случае стационарных состояний действие системы можно представить в виде $S_{cl} = -Et + S_1(r)$. Используя первое уравнение (11) и уравнение (22), находим

$$\begin{aligned} p\psi(C - 2K\psi) &= \psi_r^2 \\ \frac{E^2}{\psi} - \frac{1}{p} \left(\frac{\partial S_1}{\partial r} \right)^2 &= M^2 \end{aligned} \quad (27)$$

Выразим $p = p(\psi)$ из первого уравнения и подставим во второе, тогда получим

$$\left(\frac{\partial S_1}{\partial r} \right)^2 = \frac{E^2 - M^2\psi}{\psi^2(C - 2K\psi)} \left(\frac{\partial \psi}{\partial r} \right)^2 \quad (28)$$

Очевидно, что решения уравнения (28) при всех вещественных значениях параметров и метрики определены в комплексной плоскости. Действительно, уравнение (28) можно представить в виде

$$\left(\frac{\partial S_1}{\partial \psi} \right)^2 = \frac{E^2 - M^2 \psi}{\psi^2 (C - 2K\psi)} \quad (29)$$

Отсюда следует, что функция действия в общем случае либо является комплексной, либо движение ограничено условием

$$\left(\frac{\partial S_1}{\partial \psi} \right)^2 = \frac{E^2 - M^2 \psi}{\psi^2 (C - 2K\psi)} \geq 0 \quad (30)$$

Поскольку же метрика допускает любые движения, то отсюда следует, что функция действия является комплексной. Разрешая уравнение (29), находим в явном виде зависимость действия стационарных систем от метрики окружающего пространства

$$\begin{aligned} S_1(\psi) = & S_0 \pm \frac{E}{\sqrt{C}} \ln \psi \\ & \mp \frac{E}{\sqrt{C}} \ln \left(2CE^2 - 2KE^2\psi - CM^2\psi + 2E\sqrt{C(C - 2K\psi)(E^2 - M^2\psi)} \right) \\ & \mp \frac{M}{\sqrt{2K}} \ln \left(-2E^2K - CM^2 + 4KM^2\psi + 2M\sqrt{2K(C - 2K\psi)(E^2 - M^2\psi)} \right) \end{aligned} \quad (31)$$

Здесь логарифмическая функция определена в комплексной плоскости, S_0 – произвольная постоянная.

В случае $C = 0$ решение уравнения (29) имеет вид

$$S_1 = S_0 \mp \sqrt{\frac{2(M^2\psi - E^2)}{K\psi}} \pm \sqrt{\frac{2}{K}} M \ln \left[M \left(\sqrt{\psi} M + \sqrt{M^2\psi - E^2} \right) \right] \quad (32)$$

Полученные зависимости (31)-(32) решают поставленную задачу. Таким образом, мы доказали, что действие любой механической системы – классической или квантовой, находящейся в стационарном состоянии, зависит от параметров, характеризующих движение и от метрики окружающего пространства. Следовательно, для каждого типа движения существует такое уравнение состояния $p = p(\psi)$, что движение полностью

определяется метрикой и параметрами движения – энергией и угловым моментом, что и требовалось доказать.

На рис. 1 представлена зависимость $\text{Re}S, \text{Im}S, |S|, \text{Arg}(S)$ от параметров C, E при заданных значениях $E = \pm 1; M = 1, K = 2$. Основной вывод, который следует из анализа выражения (31) и данных на рис. 1, это разделение действия бозонов и фермионов «стеной», имеющей особенность $S \sim 1/\sqrt{C}$.

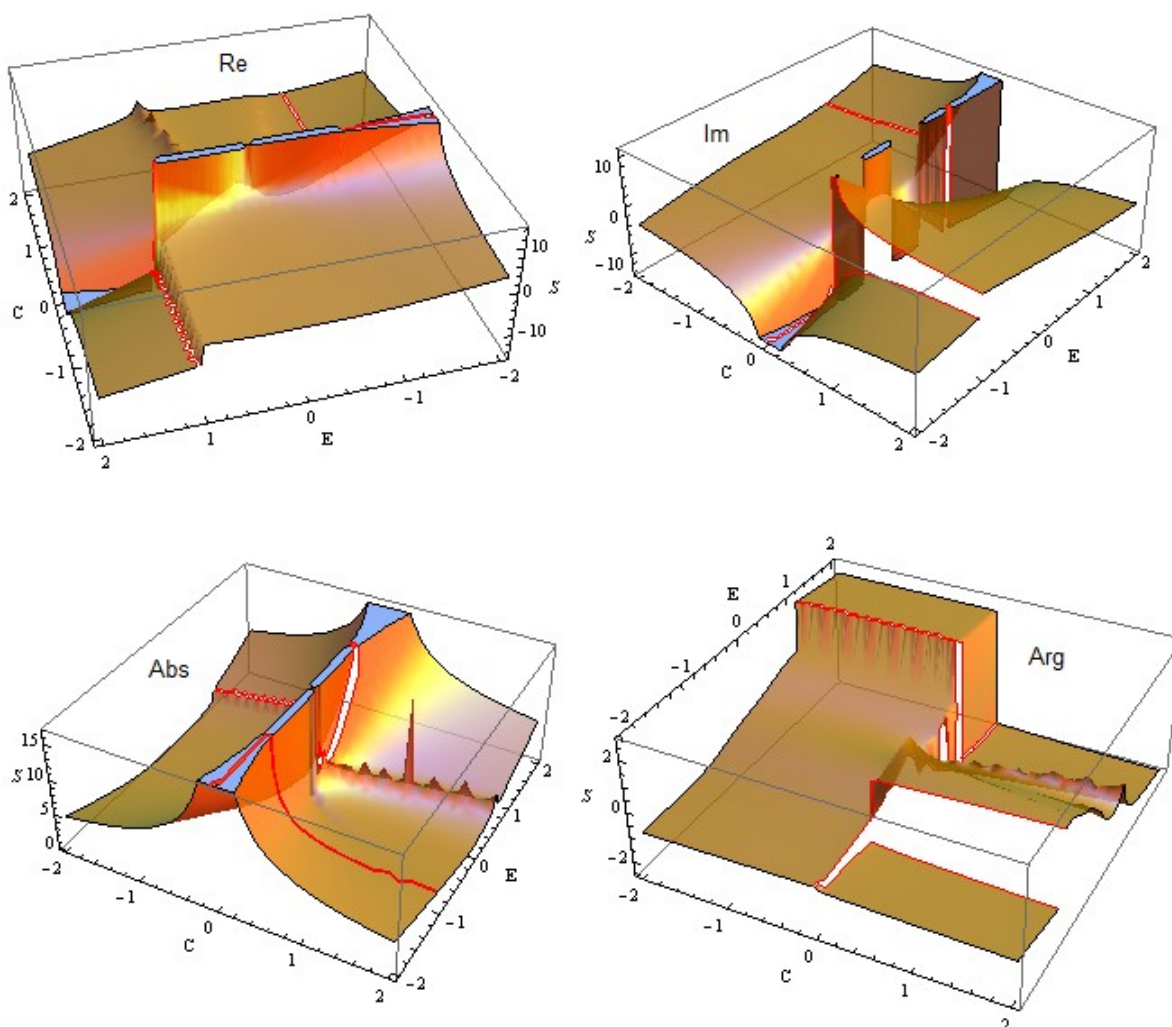


Рис. 1. Зависимость $\text{Re}S, \text{Im}S, |S|, \text{Arg}(S)$ от параметров C, E при заданном значении $\psi = 1; K = 2; M = 1$.

Отметим, что изменение действия вблизи некоторых особых линий происходит скачком, но это не связано с изменением метрики, а обусловлено только изменением энергии системы. Эти скачки отчетливо наблюдаются на правом нижнем рис. 1, где отображена поверхность фазы действия. Следовательно, в природе существует такое движение фермионов и бозонов, при котором действие изменяется скачком. Такого типа процессы, как известно, называются квантовыми, а само их наличие приводит к квантовой механике.

Уравнение Шредингера

Покажем, что квантовая механика Шредингера соответствует такой области уравнения состояния, в которой $p' = 0$, а уравнение (7) имеет параболический тип. Действительно, уравнение поля (7) сводится в этом случае к параболическому уравнению

$$\psi_{rr} - \frac{1}{2\psi} \psi_r^2 + Kp\psi = p'' \psi_t^2 \quad (33)$$

Из уравнения состояния (26) находим, что

$$\frac{dp}{d\psi} = \frac{C}{(C - 2K\psi)^2} = 0 \rightarrow C = 0, \quad p = \frac{4m^2\psi}{C - 2K\psi} = -\frac{2m^2}{K} \quad (34)$$

Далее предположим, что $p'' > 0$. Это предположение носит принципиальный характер, так как оно не связано напрямую с уравнением состояния (34). Полагая $\psi = e^w$, получим

$$w_{rr} + \frac{1}{2} w_r^2 - 2m^2 = p'' \psi w_t^2 \quad (35)$$

Уравнение Шредингера непосредственно следует из уравнения (35), если предположить, что энергия системы слабо изменяется по сравнению с энергией покоя, а уравнение состояния удовлетворяет соотношению

$$p''\psi = \sigma \neq 0 \quad (36)$$

Здесь σ некоторая константа. Тогда, интегрируя уравнение (36) находим, что в этом случае

$$p' = \sigma \ln \psi \xrightarrow{\psi \rightarrow 1} 0 \quad (37)$$

Следовательно, уравнение (35) принимает вид

$$w_{rr} + \frac{1}{2}w_r^2 - 2m^2 = \sigma w_t^2 \quad (38)$$

Легко видеть, что при $w_{rr} = w_r^2 = 0$ уравнение (38) имеет только комплексные решения. Поэтому рассмотрим в общем случае комплексные решения уравнения (38). Извлекая корень квадратный из обеих частей уравнения, получим

$$\pm i\sqrt{2m} \sqrt{1 - \frac{1}{2m^2} \left(w_{rr} + \frac{1}{2}w_r^2 \right)} = \sqrt{\sigma} w_t \quad (39)$$

Предположение о малости изменения энергии по сравнению с энергией покоя означает, что можно разложить подкоренное выражение в левой части (39), в результате находим

$$\pm i\sqrt{2m} \mp \frac{i}{2\sqrt{2m}} \left(w_{rr} + \frac{1}{2}w_r^2 \right) + \dots = \sqrt{\sigma} w_t \quad (40)$$

Представим решение уравнения (40) в виде

$$w = \pm i\sqrt{2/\sigma} mt + \Psi(r, t) \quad (41)$$

Подставляя выражение (41) в уравнение (40), получим в первом приближении

$$\mp \frac{i}{2\sqrt{2m}} \left(\Psi_{rr} + \frac{1}{2}\Psi_r^2 \right) = \sqrt{\sigma} \Psi_t \quad (42)$$

Уравнение (42) можно сравнить с уравнение Шредингера

$$\frac{-\hbar^2}{2m} \nabla^2 \Psi_s + U\Psi_s = i\hbar \frac{\partial \Psi_s}{\partial t} \quad (43)$$

Для согласования уравнений (42) и (43) в случае сферической симметрии достаточно будет положить

$$\sqrt{2\sigma} = 1/\hbar, \quad \Psi = 2 \ln r + \tilde{\Psi}, \quad \frac{1}{4m\sqrt{2\sigma}} \langle \tilde{\Psi}_r^2 \rangle = -U\tilde{\Psi} \quad (44)$$

Последнее условие можно рассматривать как калибровку, накладываемую на потенциал.

Указанное согласование двух моделей является формальным шагом на пути создания новой квантовой механики, аналогично принципу соответствия Бора [5]. Очевидно, что нелинейная модель (7) и вытекающая из нее модель (33) могут быть согласованы с уравнением Шредингера (43) только в узкой области параметров уравнения состояния. Однако замечательным является сам факт наличия соответствия теории Эйнштейна и теории Шредингера, что позволяет использовать соответствующие нелинейные модели, как основу для создания новой теории атома.

Атом Эйнштейна

Рассмотрим модель атома в теории относительности Эйнштейна. Мы предполагаем, что атом целиком состоит из гравитационных волн разного масштаба. Никакой другой материи, полей или взаимодействий, кроме тех, которые описывают уравнения (5)-(6), не предполагается. В случае центрально-симметрической метрики (4), описывающей атом, уравнения модели сводятся к уравнению (7). Все статические решения уравнения (7) описываются уравнением (22), зависящим от произвольной функции и константы. Функция действия выражается в замкнутом виде как функция действия, энергии и углового момента согласно (31)-(32).

Статические решения уравнения (7) типа Шварцшильда существуют при условии, что уравнение состояния сводится к известным в физике

уравнениям (26), описывающим бозоны и фермионы. На границе между фермионами и бозонами действие изменяется скачком, что приводит к квантовым явлениям. В этой области $p' = 0$, поэтому уравнение (7) сводится к уравнению параболического типа (33). Частным случаем нелинейного уравнения (33) является нелинейное уравнение Шредингера (42).

Далее заметим, что условие $p' = 0$ не может выполняться во всей области пространства-времени. Следовательно, атом Эйнштейна всегда отделен от остальной области пространства-времени резкой границей. На этой границе величина p' меняется скачком от $p' = 0$ до $p' = 1/c^2$.

Существует мнение, что нерелятивистская квантовая теория и, в частности, теория атома Шредингера [7], является предельным случаем релятивистских уравнений типа Дирака и Клейна-Гордона, при условии, что $v/c \rightarrow 0$. Для конечной скорости света указанное условие соответствует $v \rightarrow 0$. Однако условие $p' = 0$ соответствует другому предельному случаю $c \rightarrow \infty$, который как раз является следствием общей теории относительности.

Отметим, что метрика пузыря, рассмотренная в наших работах [17-21] и других, описывает атома Эйнштейна. В указанных работах использовались решения уравнений Янга-Миллса в случае центрально-симметрической метрики [22-23].

Для уравнения (42) можно поставить следующую задачу:

$$\begin{aligned} i\Psi_t + \Psi_{rr} + \frac{1}{2}\Psi_r^2 &= 0 \\ \Psi(0, r) &= B(1 - r/L)\exp(-r^2), \\ \Psi(t, 0) &= B\exp(i\omega t), \Psi(t, L) = 0. \end{aligned} \tag{45}$$

Здесь L – радиус пузыря. Мы использовали безразмерную форму уравнения (42), путем замены $t/2\sqrt{2m\sigma} \rightarrow t$. Первым условием (45) задается начальное распределение возмущений метрики. Второе условие описывает http://chaosandcorrelation.org/Chaos/CR_1_04_2014.pdf

источник колебаний в центре системы, а третье условие соответствует гипотезе скачка функции p' . На рис. 2 показана абсолютная величина волновой функции и действия для различных значений параметров модели.

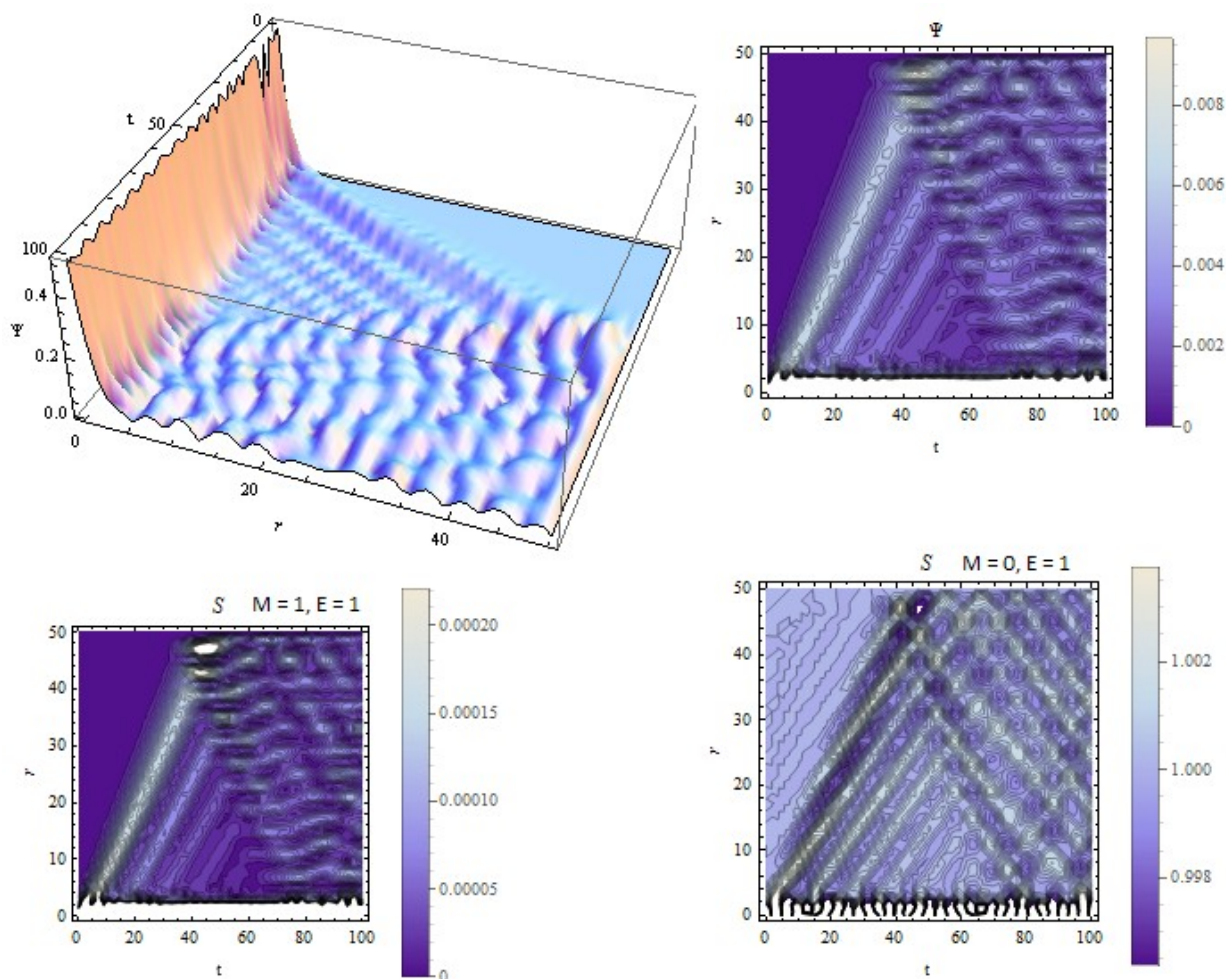


Рис. 2. Моделирование гравитационных волн и действия системы в атоме Эйнштейна: частиц движутся вдоль характеристик (верхний правый рисунок) и вдоль орбит (нижний рисунок) при $M = 0; 1$ соответственно.

Из анализа данных, приведенных на рис. 2, можно сделать вывод, что атом имеет центральное ядро и оболочки. В центре ядра находится источник колебаний, излучающий волны, которые заполняют полость, создавая http://chaosandcorrelation.org/Chaos/CR_1_04_2014.pdf

радиальное распределение плотности. Конечная конфигурация соответствует стоячим волнам, которые существуют при определенных условиях.

Условие квантования энергии в задаче (45) получается особенно простым, если учесть, что в теории [17-21] квантуется размер пузыря по формуле $L = nL_0, n = 1, 2, \dots$. Если периодическая функция на границе пузыря обращается в ноль, то отсюда вытекает условие типа $kL = Z\pi, Z = 1, 2, \dots$. Энергия связана с волновым числом соотношением

$$E_n = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_0} = \frac{\pi^2 \hbar^2 Z^2}{2m_0 n^2 L_0^2}$$

В теории Шредингера водородоподобные уровни энергии даются формулой

$$E_n = - \frac{m_0 Z^2 e^4}{2\hbar^2 n^2}$$

Сравнивая две формулы, находим, что основной размер пузыря равен

$$L_0 = \frac{\pi \hbar^2}{e^2 m_0} = \pi r_B$$

Следовательно, характерный размер атома Эйнштейна в π раз превосходит радиус Бора.

Из данных на рис. 2 следует, что частиц движутся вдоль характеристик при $M = 0$, или вдоль орбит при $M = 1$. Частицы первого типа можно назвать фотонами, а частицы второго типа – электронами. При условии $E \approx M$ действие системы практически совпадает с волновой функцией - рис. 2, что непосредственно следует из выражения (32). Однако волновая функция описывает только изменение метрики. Электроны и фотоны описываются функцией действия, которая связана с метрикой, но не совпадает с ней

тождественно, а определяется из выражения (32), которое для фотонов и электронов имеет вид

$$\begin{aligned}
 M = 0 &\rightarrow S_1 - S_0 = \mp \sqrt{\frac{-2E^2}{K\psi}}, \\
 M \neq 0 &\rightarrow S_1 - S_0 = \mp \sqrt{\frac{2(M^2\psi - E^2)}{K\psi}} \pm \sqrt{\frac{2}{K}} M \ln \left[M \left(\sqrt{\psi} M + \sqrt{M^2\psi - E^2} \right) \right], \quad (46) \\
 \psi &= \exp[\pm i\sqrt{2/\sigma} mt + \Psi(r, t)]
 \end{aligned}$$

В четырехмерном пространстве-времени из (8) имеем $K = 2$. Учитывая (44), находим для фотонов и электронов

$$\begin{aligned}
 M = 0 &\rightarrow S_1 - S_0 = iE \exp(i\hbar mt - \Psi/2), \\
 M = E &\rightarrow S_1 - S_0 \approx iMm\hbar t + M \ln M^2 + M\Psi/2 + \dots \quad (47)
 \end{aligned}$$

Отметим зависимость действия от массы черной дыры, которой определяется метрика Шварцшильда (23).

Из выражений (47) следует, что разделение частиц на электроны и фотоны связано не с наличием этих частиц в атоме, а только с излучением, которое может покидать атом в форме фотонов или электронов. Действительно, задача (45) не содержит параметров E, M , характеризующих действие частиц. Эти параметры возникают только в задаче, связанной с определением действия частиц.

Но действие частиц определяется из уравнения Гамильтона-Якоби (6), которое описывает пучки частиц в приближении геометрической оптики. Такие пучки начинаются на поверхности атомов Эйнштейна и заканчиваются, например, в детекторе частиц. Следовательно, электромагнитное излучение атома и ионизация атома это сходные процессы, которые зависят, как от внешних условий, так и от состояния самого атома.

Далее заметим, что в случае $p = \psi / c^2$ пучки электронов распространяются с гравитационными волнами, согласно уравнению (17), а фотоны распространяются свободно, в соответствии с уравнением

$$\frac{1}{c^2} \left(\frac{\partial S_{ph}}{\partial t} \right)^2 - \left(\frac{\partial S_{ph}}{\partial r} \right)^2 = 0 \quad (48)$$

Общее решение уравнения (48) имеет вид

$$S_{ph} = S_0 + F(r \pm ct)$$

Следовательно, фотоны либо поглощаются, либо излучаются атомом, но не могут одновременно поглощаться и излучаться. Тогда как из уравнения (17) следует, что электроны могут одновременно поглощаться и излучаться, так как всегда существуют в виде комбинации, включающей опережающие и запаздывающие волны. Этим, видимо, объясняется химическая связь между атомами и наличие носителей тока в проводящих телах.

Приравнивая функцию действия свободных и связанных фотонов и электронов на поверхности атома Эйнштейна, находим

$$\begin{aligned} F(nL_0 \pm ct) &= \mp \sqrt{\frac{-2E^2}{K\psi}}, \\ \ln[f(nL_0 - ct) + g(nL_0 + ct)] &= \\ \mp \sqrt{\frac{(\Psi - E^2 / M^2)}{\psi}} \pm \ln \left[M \left(\sqrt{\psi} M + \sqrt{M^2 \psi - E^2} \right) \right] & \quad (49) \\ \psi &= \exp(\pm 2i\hbar mt + \Psi(nL_0, t)) \end{aligned}$$

Из этих уравнений следует, что функцию Гамильтона-Якоби фотонов можно определить с точностью до знака, зная состояние атома, тогда как аналогичная функция электронов определяется только при некоторых дополнительных предположениях. Так, например, если атом излучает бета электрон при распаде нейтрона ядра, то в реакцию распада включают

антинейтрино, которому во втором уравнении (49) соответствует неизвестная функция.

Отметим, что функции действия фотонов и электронов зависят от метрики атома, который их порождает. Эта зависимость широко используется в современной науке в форме гипотезы, но обоснование этой гипотезы в форме уравнений (49) дано впервые. Лишь незначительная часть доступной информации о состоянии атома и ядра анализируется в научных лабораториях. Практически же по излучению атомов и атомных ядер можно получить всю информацию о метрике микромира, не прибегая к экспериментам по рассеянию частиц. Отметим также, что излучение атомов Эйнштейна можно описать скалярными волнами. В этой связи большое значение приобретают опыты Тесла [25-26] и теоретические исследования по распространению скалярных волн [27].

Взаимодействие фотонов с гравитационными волнами

Гравитационные волны, предсказанные Эйнштейном еще в 1916 году [8], не были обнаружены в лабораториях, не смотря на многочисленные эксперименты. Однако недавно первичные гравитационные волны обнаружены путем анализа поляризации фонового микроволнового излучения, в полном соответствии с теорией инфляции [28]. Здесь возникает парадокс, когда явление гравитационных волн в космическом масштабе признается научным сообществом, а в атомном масштабе отвергается. Считается, что гравитационные волны могут возникать в масштабе длины Планка, а в атомном и ядерном масштабе преобладают электромагнитные, слабые и сильные взаимодействия.

Этот парадокс, на наш взгляд, связан с интерпретацией квантовой механики Шредингера [7], которая выводится не из уравнений Эйнштейна [8], как в данной работе, а из «общих соображений» путем математических манипуляций. И хотя Шредингер не сомневался в том, что волновая функция связана с гравитационными волнами, однако впервые эта связь была установлена в работах [10-12].

Если принять изложенную выше теорию, то регистрация гравитационных волн становится доступной практически в любой лаборатории. Во-первых, можно использовать методы регистрации волн де Бройля, что широко используется в электронной микроскопии. Во-вторых, можно регистрировать оптические явления в зависимости от макроскопического ускорения, например эффект Саньяка [29].

Зоммерфельд считал, что строгое рассмотрение эффекта Саньяка возможно только в рамках общей теории относительности [8], хотя в своей книге использовал классическую теорию для оценки эффекта первого порядка [30]. Простое объяснение эффекта Саньяка в рамках ОТО дано в [31]. Согласно принципу эквивалентности, «инерция и тяжесть тождественны; отсюда и из результатов специальной теории относительности неизбежно следует, что симметричный «фундаментальный тензор» (g_{ik}) определяет метрические свойства пространства, движение тел по инерции в нем, а также и действие гравитации» [8].

Фактически этот принцип означает, что любое ускорение, обусловленное внешними силами, эквивалентно некоторому изменению метрики. Следовательно, в системе отсчета, связанной с установкой, будет наблюдаться изменение метрики, обусловленное вращением [31]. Опыт Саньяка показывает, что скорость света во вращающейся системе координат

зависит от направления. В кольцевом интерферометре радиуса r , вращающегося с угловой скоростью Ω , эта скорость равна $c + \Omega r$ и $c - \Omega r$ для света, распространяющегося против направления и по направлению движения источника соответственно.

В своей статье 1913 года Саньяк сообщает: «Я привел в равномерное вращение вокруг вертикальной оси, со скоростью один или два оборота в секунду, горизонтальную плиту (50 см в диаметре)» [29]. Следовательно, линейная скорость в опытах Саньяка составляла для одного оборота $\Omega r \approx 1.57 \text{ m/s}$, а для двух оборотов $\Omega r \approx 3.14 \text{ m/s}$. При этом можно было отчетливо наблюдать смещение интерференционных полос. Столь высокая чувствительность метода предопределила широкое использование эффекта Саньяка в современных системах навигации. Спрашивается, что будет, если подвесить всю установку и заставить качаться приблизительно с той же максимальной скоростью?

Очевидно, что в этом случае метрический тензор в системе установки будет иметь аналогичный вид, как и во вращающейся системе координат, но с заменой $\Omega = d\varphi / dt$, где φ - угол отклонения маятника. Аналогично опыту Саньяка находим, что в случае маятника могут быть две скорости света для волн, распространяющихся по ходу и против хода маятника $c + \Omega L$ и $c - \Omega L$, здесь L - длина нити маятника.

Для маятника угловая скорость выражается через угол максимального отклонения и частоту колебаний по формуле $\Omega(t) = \varphi_0 \Omega_0 \cos(\Omega_0 t)$. Для метровой подвески и угла отклонения 30 градусов находим, что угловая и линейная скорость будет как в опыте Саньяка [29]. Следовательно, можно обнаружить эффект колебаний установки по наблюдениям за оптическими явлениями типа дифракции Френеля [30-31] – рис. 3.

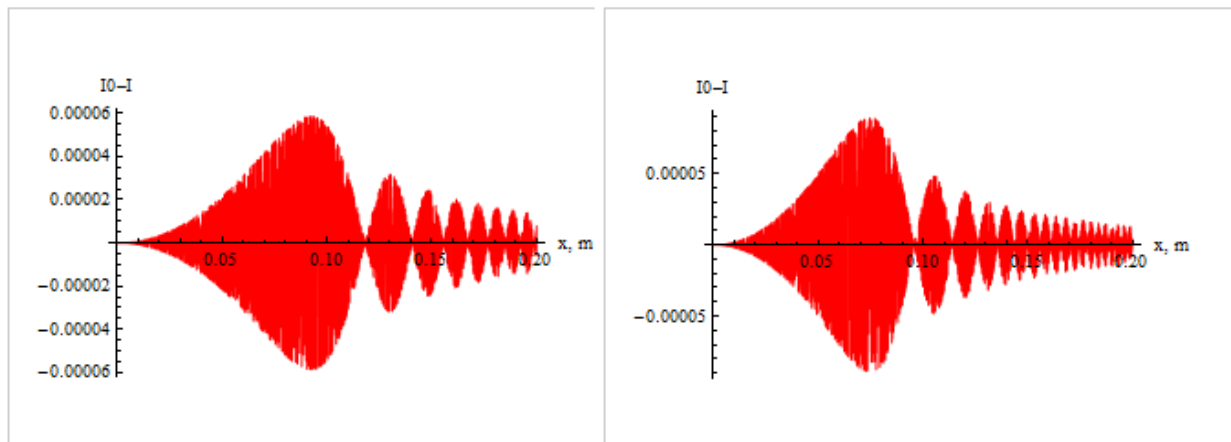


Рис. 3. Дифракция Френеля [30-31] в системе координат маятника, совершающего свободные колебания с частотой $\Omega_0 = \sqrt{g/L}$. Длина волны света составляет 632.8 нм. Интенсивность света в пятне дифракции изменяется со временем, а пики интенсивности смещаются из стороны в сторону в такт колебаний маятника.

Соответствующий эксперимент разработал и осуществил талантливый изобретатель Казанцев Дмитрий Иванович – житель села Буканское, Алтайского края [32]. Суть метода заключается в том, что наблюдается дифракция в системе, движущейся с переменным ускорением. В приборе Казанцева на одной жесткой раме, изогнутой под прямым углом, находится источник света (лазер) и приемник (видеокамера) – рис. 4. В углу рамы установлено параболическое зеркало, отражающее луч лазера, который направляется на объектив видеокамеры. Вся установка подвешивается и приводится в колебательное движение. На видеозаписи [32] можно наблюдать изменение интенсивности и положения дифракционного пятна – рис. 4. Для контроля можно раскачивать установку поперек плоскости хода луча, тогда никакого эффекта не наблюдается.

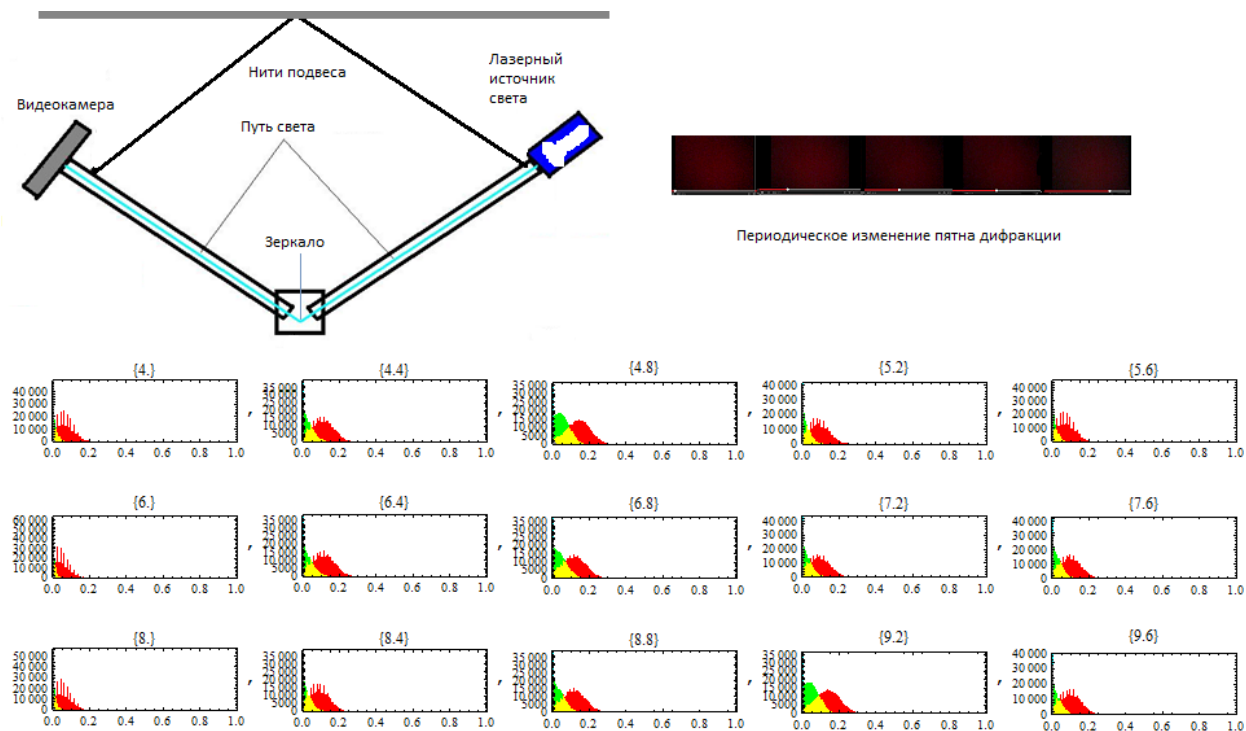


Рис. 4. Схема опыта по измерению взаимодействия фотонов с гравитационными волнами [32]: гистограммы в нижней части рисунка показывают, что период колебаний составляет около 2 секунд.

Поскольку изменение интенсивности при дифракции Френеля имеет периодический характер, как в пространстве, так и во времени – рис. 3, в опытах Казанцева использовалось параболическое зеркало, что позволяет сфокусировать изображение пятна дифракции на объективе видеокамеры. Анализируя видео ряд, можно построить кривые изменения интенсивности в разных частях кадра и сравнить их на одном графике – рис. 5. Из этих данных можно определить период колебаний около 2 секунд, что соответствует длине нити подвеса маятника около метра.

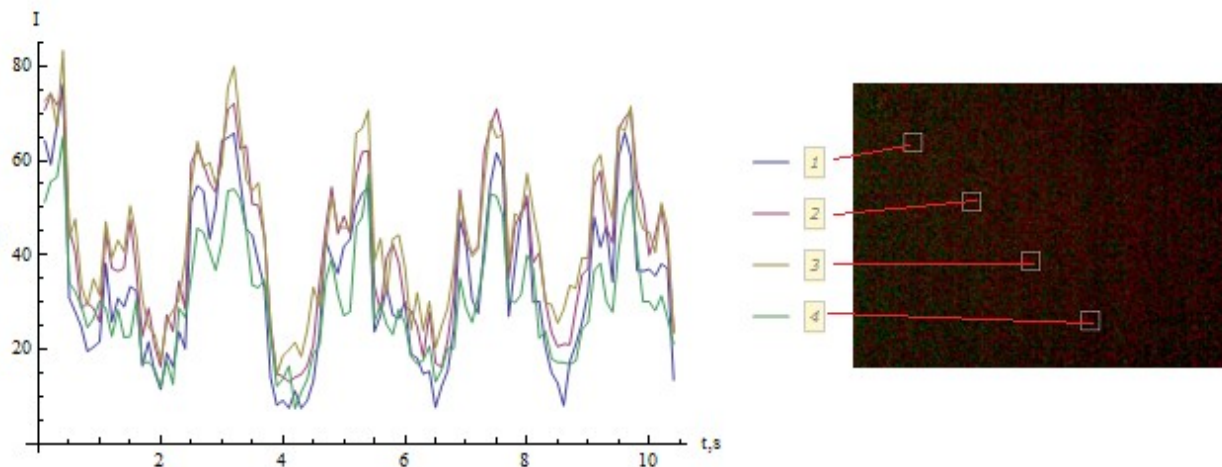


Рис. 5. Изменение интенсивности света в четырех областях размером 30x30 пиксел в зависимости от времени. Данные получены путем обработки каждого десятого кадра видеозаписи [32]. Хорошо видны основные и боковые пики интенсивности.

Можно сравнить этот эффект с экспериментом Паунда и Ребке [33] и Саньяка [29], которые свидетельствуют о взаимодействии фотонов со статическим гравитационным полем земли и квазистатическим полем, обусловленным вращением, соответственно. Эффект влияние ускоренного движения на дифракцию может быть использован в системах навигации, как и эффект Саньяка [29]. Обсуждаемый эффект [32] свидетельствует о наличии взаимодействия фотонов с макроскопическими гравитационными волнами, которые связаны с движением тел.

Гравитационные волны и движение макроскопических тел

Покажем, что любое макроскопическое движение может быть представлено как совокупность гравитационных волн. Хотя этот факт непосредственно следует из модели атома Эйнштейна, однако классическое http://chaosandcorrelation.org/Chaos/CR_1_04_2014.pdf

движение обладает свойствами, которые требуют специального рассмотрения. Во-первых, классическое движение, видимо, всегда осуществляется вдоль траектории со скоростью, которая меньше скорости света в вакууме [31]. Во-вторых, существуют гравитационные волны, которые распространяются со скоростью $u^2 < c^2$. Такого типа гравитационные волны похожи на волны де Бройля в той области параметров, где гравитационные волны являются линейными [10].

Объединение этих двух феноменов в одной модели является проблемой, которая все еще не имеет решения, хотя в оптике проблема представления волнового поля была решена еще в 19 веке. Согласно принципу Гюйгенса-Френеля [30-31] и интегральной теореме Кирхгофа, волновое поле в данной точке можно представить как совокупность сферических волн. Прямым расширением принципа Гюйгенса-Френеля является формулировка квантовой механики через интегралы по траекториям, которую предложил Фейнман [34].

Рассмотрим уравнение состояния для уравнения (7), которое описывает периодические решения вида $\psi = \psi(r + ut)$ при $u^2 < c^2$. Положим в уравнении (7)

$$p = \psi(r + ut) / c^2 - b, \psi = e^w.$$

Тогда уравнение (7) принимает вид

$$w'' + \frac{bc^2 w'^2}{2(bc^2 - e^w)} - \frac{K(bc^2 - e^w)}{c^2 - u^2} = 0. \quad (50)$$

Волновые решения уравнения (50) с начальными данными $w(0) = w_0, w'(0) = 0$ существуют при условии $b > 0$ (заметим, что в сравнении с [10] мы поменяли у этого параметра знак для удобства изложения).

В этом случае имеем [10]:

$$\begin{aligned} \psi &= \exp(w_0 \cos^2 \zeta' + \ln(bc^2) \sin^2 \zeta'), |w_0 - \ln(bc^2)| \ll 1 \\ \zeta' &= \sqrt{Kbc^2 / 2(c^2 - u^2)}(r + ut) \end{aligned} \quad (51)$$

Отметим, что такие волны могут быть и сходящимися и расходящимися, в зависимости от знака радиальной скорости. Покажем, что классическое движение системы материальных точек в плоском пространстве в поле потенциала можно представить как совокупность гравитационных волн типа (51). Действительно, запишем решение уравнения Гамильтона-Якоби в метрике (51), имеем

$$\begin{aligned} \frac{1}{\psi} \left(\frac{\partial S_{cl}}{\partial t} \right)^2 - \frac{1}{p} \left(\frac{\partial S_{cl}}{\partial r} \right)^2 &= M^2 \\ S_{cl} &= \pm M \sqrt{\frac{2}{Kbc^2}} \int \sqrt{\frac{\psi (bc^2 - \psi)}{\psi + bc^2 u^2 / (c^2 - u^2)}} d\zeta' \end{aligned} \quad (51)$$

Положим $w_0 = \ln(bc^2) - \delta^2$, $\delta^2 \ll 1$, тогда интеграл в решении уравнения Гамильтона-Якоби (51) приводится к виду

$$S_{cl} = \pm \int M\delta \sqrt{\frac{2(c^2 - u^2)}{Kc^2}} \cos \zeta' d\zeta' + O(\delta^3) \quad (52)$$

При движении в четырехмерном пространстве-времени $K = 2$, поэтому выражение (52) приводится к следующему виду

$$S_{cl} = \pm \int M\delta \sqrt{1 - u^2 / c^2} \cos \zeta' d\zeta' \quad (53)$$

Наличие решений (53) значительно упрощает задачу по доказательству нашего утверждения, которое, очевидно, прямо вытекает из теоремы Фурье и из того факта, что классическое движение осуществляется вдоль траектории, удовлетворяющей уравнению второго порядка. Рассмотрим интеграл (53) при условиях, что $r = 1/R \rightarrow 0$, $ut = \pi / 2$, $d\zeta' = udt$. В этом случае действие (53) сводится к интегралу

$$S_{cl} = \pm \int M\delta \sqrt{1 - u^2 / c^2} \frac{udt}{R} \quad (54)$$

В подынтегральном выражении легко угадываются потенциалы Кулона или Ньютона, если выбрать амплитуду и число элементарных волн в виде

$$\begin{aligned} NMu\delta \sqrt{1 - u^2 / c^2} &= \frac{q_1 q_2}{4\pi \varepsilon_0}, \\ \tilde{N}Mu\tilde{\delta} \sqrt{1 - u^2 / c^2} &= Gm_1 m_2 \end{aligned} \quad (55)$$

Здесь $q_{1,2}, \varepsilon_0, m_{1,2}$ - электрические заряды, диэлектрическая проницаемость и массы взаимодействующих тел соответственно. Как следует из (55), различие между законами Кулона и Ньютона является номинальным и сводится лишь к выбору числа и амплитуды элементарных волн де Бройля. В другом предельном случае $r = 1/R \rightarrow 0, ut \rightarrow 0, d\zeta' = udt$ находим

$$S_{cl} = \pm \int M\delta \sqrt{1 - u^2 / c^2} udt \quad (56)$$

Это выражение можно сравнить с действием свободной материальной частицы [31], имеем

$$S = -mc \int_{t_1}^{t_2} ds = -mc^2 \int_{t_1}^{t_2} \sqrt{1 - V^2 / c^2} dt \quad (57)$$

Здесь V – скорость движения классической частицы. Для согласования двух выражений действия (56) и (57) следует выбрать амплитуду возмущений метрики и число элементарных волн N порядка величины Лагранжиана свободной частицы, имеем

$$NMu\delta \sqrt{1 - u^2 / c^2} \sim mc^2 \sqrt{1 - V^2 / c^2} \quad (58)$$

Из этого соотношения следует, что для свободных частиц скорость волн де Бройля не может достигать нуля или скорости света. Первое из этих ограничений дает соотношение неопределенности квантовой механики [7], а второе ограничение связано с принципом относительности Эйнштейна [8].

Нарушение любого из этих ограничений означает, что природа явления такова, что либо классическое движение не существует, либо это движение нельзя представить в виде совокупности элементарных волн де Бройля.

Отметим, что из выражения (55) следует, что существует оптимальная скорость волн де Бройля, $u/c = 1/\sqrt{2} \approx 0.707107$, при которой представление классического движения элементарными волнами будет наиболее точным. В работе [35] было получено экспериментальное подтверждение специальной теории относительности Эйнштейна по трем точкам путем измерения параметров электронов, возникающих при бета-распаде изотопа Ra В, в электростатическом анализаторе. Была измерена поперечная масса электрона при следующих трех значениях скорости движения

$$V/c = 0.6337; 0.6961; 0.7496$$

Очевидно, что использованные в [35] линии спектра электронов лежат вокруг оптимального значения скорости, что и предопределило успех этого опыта, в котором было достигнуто на тот момент наиболее точное соответствие теории и эксперимента. При отклонении скорости от оптимального значения в меньшую сторону начинают проявляться квантовые свойства электронов, а при отклонении в большую сторону изменяется сама метрика пространства-времени, которое в этом случае уже не может считаться плоским (отметим, что зависимость метрики от скорости и амплитуды волн де Бройля установлена впервые в наших работах [10-12]).

Описанная модель носит иерархический характер. Так, например, наша Метагалактика движется в пакете гравитационных волн, порожденных Вселенной [40], наша Галактика движется в пакете гравитационных волн, порожденных Метагалактикой [41], Солнце движется в пакете волн,

порожденных Галактикой, Земля движется в пакет гравитационных волн, порожденных Солнцем, и так далее. В тоже время существует атомистическая структура вещества, в которой каждый атом Эйнштейна представляет собой стоячую гравитационную волну, порожденную неоднородностью метрики. Такие атомы могут излучать фотоны, электроны, позитроны, антинейтрино и нейтрино, распадаться на части, образовывать кристаллы, твердые тела, жидкости, газы и плазму.

В основе всех этих движений и структур находится одно поле и одна субстанция, которая в современной науке получила название темная энергия. Механизм происхождения материи из темной энергии до конца не ясен, однако представленная выше модель, видимо, обладает необходимыми свойствами для описания явлений природы в масштабе от Вселенной до мельчайших известных частиц.

Наконец, заметим, что происхождение квантовой механики оставалось скрытым вплоть до последнего времени, хотя предпринимались многочисленные попытки вывести квантовую теорию из квантовой теории гравитации и статистической механики [36-39]. Полученные нами результаты [10-12, 42] позволяют значительно расширить область применения общей теории относительности для описания динамики квантовых и классических систем.

References

1. Менделеев Д. И., Периодический закон. Основные статьи. — М.: Изд-во АН СССР, 1958, с. 111.
2. J.J. Thomson. Carriers of Negative Electricity/Nobel Lecture, December 11, 1906, http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1906/thomson-lecture.pdf
3. Lorentz, Hendrik Antoon, The theory of electrons and its applications to the phenomena of light and radiant heat; a course of lectures delivered in Columbia university, New York, in March and April 1906, New York, [NY.]: Columbia University Press

4. E. Rutherford. The Scattering of α and β Particles by Matter and the Structure of the Atom// Philosophical Magazine. Series 6, vol. 21. May 1911
5. Niels Bohr. On the Constitution of Atoms and Molecules, Part I// Philosophical Magazine 26 (151): 1–24; On the Constitution of Atoms and Molecules, Part II Systems Containing Only a Single Nucleus// Philosophical Magazine 26 (153): 476–502, 1913.
6. Arnold Sommerfeld. Atombau und Spektrallinien. - Braunschweig: Friedrich Vieweg und Sohn, 1919; Зоммерфельд А. Строение атома и спектры. Том 1, 2. М.: ГИТТЛ, 1956.
7. Erwin Schrödinger. Quantisierung als Eigenwertproblem (Erste Mitteilung)//Annalen der Physik, (4), 79, (1926), 361-376; Quantisierung als Eigenwertproblem (Zweite Mitteilung)//Annalen der Physik, (4), 79, (1926), 489-527; Letter Schrodinger to Einstein, Jul 19, 1939.
8. Einstein A. Zur allgemeinen Relativitätstheorie. Sitzungsber. preuss. Akad. Wiss., 1915, 44, 2, 778—786; Erklärung der Perihelbeivegung der Merkur aus der allgemeinen Relativitätstheorie. Sitzungsber. preuss. Akad. Wiss., 1915, 47, 2, 831—839; Die Grundlage der allgemeinen Relativitätstheorie. Ann. Phys., 1916, 49, 769—822; Nahemngsweise Integration der Feldgleichungen der Gravitation. Sitzungsber. preuss. Akad. Wiss., 1916, 1, 688—696; Kosmologische Betrachtungen zur allgemeinen Relativitätstheorie. Sitzungsber. preuss. Akad. Wiss., 1917, 1, 142—152; Über Gravitationwellen. Sitzungsber. preuss. Akad. Wiss., 1918, 1, 154—167.
9. Einstein A., Infeld L. Gravitational Equations and the Problems of Motion //Ann.Math., 1940,41, 455—464; On the Motion of Particles in General Relativity Theory// Canad. J. Math., 1949, 1, 209—241.
10. Трунев А.П. Гравитационные волны и квантовая теория Шредингера// Политематический сетевой электронный научный журнал Кубанского государственного аграрного университета (Научный журнал КубГАУ) [Электронный ресурс]. – Краснодар: КубГАУ, 2014. – №02(096). С. 1189 – 1206. – IDA [article ID]: 0961402081. – Режим доступа: <http://ej.kubagro.ru/2014/02/pdf/81.pdf>
11. Трунев А.П. Гравитационные волны и стационарные состояния квантовых и классических систем// Политематический сетевой электронный научный журнал Кубанского государственного аграрного университета (Научный журнал КубГАУ) [Электронный ресурс]. – Краснодар: КубГАУ, 2014. – №03(097). – IDA [article ID]: 0971400090. – Режим доступа: <http://ej.kubagro.ru/2014/03/pdf/90.pdf>
12. Трунев А.П. Атом Шредингера и Эйнштейна// Политематический сетевой электронный научный журнал Кубанского государственного аграрного университета (Научный журнал КубГАУ) [Электронный ресурс]. – Краснодар: КубГАУ, 2014. – №03(097). – IDA [article ID]: 0971400094. – Режим доступа: <http://ej.kubagro.ru/2014/03/pdf/90.pdf>
13. N.H. Ibragimov. Transformation Groups Applied to Mathematical Physics. – Reidel, Boston, 1984.
14. Darren G. Growdy. General Solution to the 2D Liouville Equation//Int. J. Engng Sci., Vol. 35, No. 2, pp. 141-149, 1997.

15. Polyakov A.M. Quantum geometry of bosonic strings//Phys. Letter, 103B, 3, 1981.
16. Zamolodchikov A, Zamolodchikov Al. Liouville Field Theory on a Pseudosphere// arxiv: hep-th/0101152v1. 23 Jan, 2001.
17. Trunev AP. Hadrons metrics simulation on the Yang-Mills equations // Poly-thematic electronic scientific journal of the Kuban State Agrarian University (Journal KubGAU) [electronic resource]. - Krasnodar KubGAU, 2012. - № 10 (84). P. 874 - 887. - Mode of access: <http://ej.kubagro.ru/2012/10/pdf/68.pdf>
18. Trunev AP. Dynamics of quarks in the hadrons metrics with application to the baryon structure // Poly-thematic electronic scientific journal of the Kuban State Agrarian University (Journal KubGAU) [electronic resource]. - Krasnodar KubGAU, 2013. - № 01 (085). P. 525 - 542. - Mode of access: <http://ej.kubagro.ru/2013/01/pdf/42.pdf>
19. Trunev AP. The dynamics of quarks in the baryons metric and structure of the nucleus // Poly-thematic power electronic scientific journal of the Kuban State Agrarian University (Journal KubGAU) [electronic resource]. - Krasnodar KubGAU, 2013. - № 01 (85). P. 623 - 636. - Mode of access: <http://ej.kubagro.ru/2013/01/pdf/49.pdf>
20. Trunev AP. Quark dynamics in atomic nuclei and quark shells // Poly-thematic electronic scientific journal of the Kuban State Agrarian University (Journal KubGAU) [electronic resource]. - Krasnodar KubGAU, 2013. - № 02 (86). P. 674 - 697. - Mode of access: <http://ej.kubagro.ru/2013/02/pdf/48.pdf>
21. Trunev AP. Preons shell and atomic structure // Poly-thematic electronic scientific journal of the Kuban State Agrarian University (Journal KubGAU) [electronic resource]. - Krasnodar KubGAU, 2013. - № 03 (87). P. 795 - 813. - Mode of access: <http://ej.kubagro.ru/2013/03/pdf/61.pdf>
22. L.N.Krivososov, V.A.Luk'aynov. The relationship between the Yang-Mills and Einstein and Maxwell Equations// J. SibFU, Math. and Phys, 2(2009), no. 4, 432–448 (in Russian).
23. Krivososov LN, Luk'yanov VA. The Full Decision of Young-Mills Equations for the Central-Symmetric Metrics // Journal of Siberian Federal University, Mathematics & Physics, 2011, 4 (3), 350-362 (in Russian).
24. Alexander Trunev. Preons dynamics and structure of quarks and leptons// Poly-thematic electronic scientific journal of the Kuban State Agrarian University (Journal KubGAU) [electronic resource]. - Krasnodar KubGAU, 2013. - № 04 (088). - Mode of access: <http://ej.kubagro.ru/2013/04/pdf/64.pdf>
25. Tesla, N. Colorado Springs Notes 1899-1900, Nolit, 1978.
26. Никола Тесла. Лекции. Статьи. – Tesla Press, Москва, 2003.
27. Трунев А.П. Скалярные волны и беспроводная передача электричества// Политематический сетевой электронный научный журнал Кубанского государственного аграрного университета (Научный журнал КубГАУ) [Электронный ресурс]. – Краснодар: КубГАУ, 2013. – №09(093). С. 418 – 438. – IDA [article ID]: 0931309028. – Режим доступа: <http://ej.kubagro.ru/2013/09/pdf/28.pdf>
28. BICEP2 COLLABORATION. BICEP2 I: DETECTION OF B-mode POLARIZATION AT DEGREE ANGULAR SCALES// arXiv:1403.3985v1 [astro-ph.CO] 17 Mar 2014; BICEP2 II: EXPERIMENT AND THREE-YEAR DATA SET// arXiv:submit/0934363 [astro-ph.CO] 17 Mar 2014.

29. Sagnac Georges. L'éther lumineux démontré par l'effet du vent relatif d'éther dans un interféromètre en rotation uniforme//Comptes Rendus 157: 708–710, 1913; Sur la preuve de la réalité de l'éther lumineux par l'expérience de l'interférographe tournant// Comptes Rendus 157: 1410–1413, 1913.
30. ARNOLD SOMMERFELD. ОПТИК. Wiesbaden, 1950.
31. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Т.2. Теория поля. – 7 изд. – М.: Наука. - 1988. - стр. 329-330.
32. Д. И. Казанцев произвёл первый опыт по дифракции света в системе маятника 15 ноября 2012 года в селе Буканском (частное сообщение). Режим доступа (видеозапись): // <http://www.youtube.com/watch?v=JqHwgLw6sp0>
33. Pound, R. V.; Rebka Jr. G. A. Gravitational Red-Shift in Nuclear Resonance// Physical Review Letters 3 (9): 439–441, November 1, 1959.
34. Feynman, R. P. Space-Time Approach to Non-Relativistic Quantum Mechanics// Reviews of Modern Physics, 20 (2): 367–387, 1948; Feynman R. P., Phys. Rev., 76, 756, 1949; Feynman, R. P. and Hibbs, A. R. Quantum Mechanics and Path Integrals. New York: McGraw-Hill, 1965, ISBN 0-07-020650-3.
35. Rogers, M. M. et al. A Determination of the Masses and Velocities of Three Radium B Beta-Particles, Physical Review, 57, 1940, 379–383.
36. Alon E. Faraggi and Marco Matone. The Equivalence Postulate of Quantum Mechanics// arXiv:hep-th/9809127v2, 6 Aug 1999.
37. Stephen L. Adler. Where is quantum theory headed? // arXiv:1401.0896 [quant-ph], 5 Jan 2014; Incorporating gravity into trace dynamics: the induced gravitational action//Class. Quantum Grav. 30, 2013.
38. Ricardo Gallego Torrome'. On the emergence of quantum mechanics, diffeomorphism invariance and the weak equivalence principle from deterministic Cartan-Randers systems// arXiv:1402.5070v1 [math-ph] 20 Feb 2014.
39. Fotini Markopoulou and Lee Smolin. Quantum Theory from Quantum Gravity// arXiv:gr-qc/0311059v2 14 Jun 2004.
40. Трунев А.П. Метрика местного суперкластера галактик и общая теория относительности // Научный журнал КубГАУ, 2013. – №10(094). С. 893 – 916. – IDA [article ID]: 0941310061. – Режим доступа: <http://ej.kubagro.ru/2013/10/pdf/61.pdf>
41. Трунев А.П. Общая теория относительности и метрика галактик// Политематический сетевой электронный научный журнал Кубанского государственного аграрного университета (Научный журнал КубГАУ) [Электронный ресурс]. – Краснодар: КубГАУ, 2013. – №10(094). С. 360 – 384. – IDA [article ID]: 0941310027. – Режим доступа: <http://ej.kubagro.ru/2013/10/pdf/27.pdf>
42. Трунев А.П., Е.В. Луценко. Гравитационные волны и коэффициент эмерджентности классических и квантовых систем// Политематический сетевой электронный научный журнал Кубанского государственного аграрного университета (Научный журнал КубГАУ) [Электронный ресурс]. – Краснодар: КубГАУ, 2014. – №03(097). С. 1343 – 1366. – IDA [article ID]: 0971403092. – Режим доступа: <http://ej.kubagro.ru/2014/03/pdf/92.pdf>