

# СКАЛЯРНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В ВАКУУМНОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ. ТЕОРИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТ

Шипов Г.И., Лобова М.А.

([www.shipov-vacuum.com](http://www.shipov-vacuum.com))

## Введение

Никола Тесла был 8<sup>ми</sup> летним подростком, когда Максвелл написал свои знаменитые уравнения электродинамики, а через 25 лет осуществил однопроводную передачу электроэнергии [1], физические основы которой до сих пор не имеют четкого теоретического обоснования в современных учебниках по электродинамике. По данным из разных источников, Н. Тесла, в течение своей творческой жизни, зарегистрировал от 800 до 1000 патентов. При создании патентов, он использовал особый метод, который мы сейчас определяем как «мысленный эксперимент». Обладая незаурядной интуицией, он мысленно создавал будущее устройство, мысленно экспериментировал с ним и, затем, переносил воображаемое устройство на бумагу. При этом воплощенное в «железе» устройство работало именно так, как представлял себе Н.Тесла. В интернете существуют источники, которые сообщают, что Н.Тесла был выдвинут на Нобелевскую премию, но отказался от неё. Научно-технические проекты Н.Тесла в основном финансировались американским миллионером Морганом, который прекратил финансирование после экспериментов по беспроводной резонансной передаче электроэнергии большой мощности с помощью башни, построенной в Колорадо Спрингс. В отличие от других исследователей начала 20<sup>го</sup> века, Н.Тесла работал с устройствами, в которых он использовал экстремально высокие напряжения (миллионы вольт), высокие частоты (десятки МГц) и явление электромагнитного резонанса О.Хивисайда. По официальным документам два гения - Н.Тесла и А.Эйнштейн никогда не сотрудничали вместе. Более того, Н.Тесла протестовал против отказа А.Эйнштейна в 1905 г. от эфира (физического вакуума), считая это ошибкой. Со своей стороны, А.Эйнштейн поздравил Н.Тесла с 75<sup>ми</sup> летним Юбилеем, когда Н.Тесла продемонстрировал журналистам в 1931 г. автомобиль, который использовал для своего передвижения энергию эфира (вакуума). Однако до сих пор официальная теоретическая физика, включая стандартную модель и теорию суперструн, не в состоянии объяснить эксперименты Н.Тесла, которые, с точки зрения электродинамики Максвелла-Лоренца, выглядят как аномальные. Поэтому «серьезные теоретики» либо ничего не знают об этих экспериментах, либо сознательно умалчивают об их существовании, поскольку не в состоянии объяснить их.

Наибольший интерес для физики в экспериментах Н.Тесла представляет сферический конденсатор, емкость которого вычисляется по формуле  $C = 4\pi\epsilon_0\epsilon_r R_1 R_2 / (R_1 + R_2)$ . В этой формуле  $R_1$  - радиус внутренней обкладки,  $R_2$  - радиус внешней обкладки,  $\epsilon_0$  - диэлектрическая проницаемость вакуума (эфира во времена Тесла),  $\epsilon_r$  - диэлектрическая

проницаемость среды между обкладками. Из этой формулы в пределе  $R_2 \rightarrow \infty$  следует емкость сферы  $C = 4\pi\epsilon_0\epsilon_r R_1$ . Соответственно, заряд сферы  $Q$  вычисляется по формуле  $Q = CV = 4\pi\epsilon_0\epsilon_r R_1 V$ , где  $V$  - напряжение между обкладками. Если заряженная сфера разряжается, то вне радиуса сферы должно наблюдаться векторное поле  $\vec{E}(t) = Q(t)\vec{r} / r^2 |\vec{r}|$  которое следует из уравнений Максвелла, и скалярное поле Тесла  $S(t) = 1/rc \cdot \partial Q(t) / \partial t$ , которое в настоящее время можно получить *только из решения динамических уравнений Физического Вакуума* [2,3] (см. рис1).

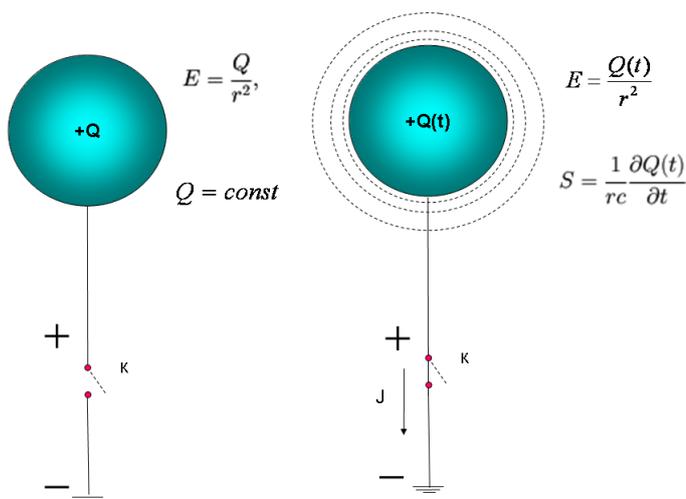


Рис.1

Скалярное излучение, создаваемое переменным зарядом  $Q(t)$ , нарушает условие лоренцевой калибровки

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \text{div} \vec{A} = 0. \quad (1)$$

Действительно, предположим, что проводник, по которому течет ток, имеет длину  $l$ , при этом радиус сферы  $R_1 \ll l$ . Тогда в некоторой области пространства, окружающей сферу, мы можем рассматривать сферу как переменный заряд  $Q(t)$ , причем в этой области нарушается закон сохранения заряда

$$\frac{dQ(t)}{dt} = \frac{d}{dt} \int \rho dV = \int \left( \frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div} \vec{j} \right) \neq 0.$$

В этом случае в данной области из уравнений Максвелла

$$\frac{\partial F^{ik}}{\partial x^k} = -\frac{4\pi}{c} j^i, \quad j^i = \rho \frac{dx^i}{dt}, \quad i, k \dots = 0, 1, 2, 3$$

следует

$$\frac{\partial^2 F^{ik}}{\partial x^i \partial x^k} = -\frac{4\pi}{c} \frac{\partial j^i}{\partial x^i} \neq 0. \quad (2)$$

Поскольку

$$F^{ik} = \frac{\partial A^k}{\partial x^i} - \frac{\partial A^i}{\partial x^k},$$

то из (2) для левой части имеем

$$\frac{\partial^2 A^k}{\partial x_i \partial x^k} - \frac{\partial^2 A^i}{\partial x_k \partial x^k} \neq 0. \quad (3)$$

Хорошо известно [4], что при условии (3) лоренцева калибровка (1) нарушается и появляется *электромагнитное продольное скалярное излучение* вида

$$F_0 = \frac{1}{c} \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{A} \neq 0. \quad (4)$$

Надо заметить, что кроме Н.Тесла скалярное излучение было экспериментально обнаружено (но не осмысленно до конца теоретически) многими исследователями, в том числе и российскими [5-8]. Теоретическое описание этого наблюдаемого явления требует такого обобщения уравнений Максвелла, которое могло бы описать электродинамику переменных зарядов и в которой заряженная частица имеет структуру, отличную от точечной.

Как известно, при расчетах точечная заряженная частица является источником бесконечно больших величин как в классической, так и в квантовой теории поля. Были предприняты огромные интеллектуальные усилия для устранения бесконечностей из уравнений классической и квантовой электродинамик. Еще в начале 20го века Г.Ми предложил чисто полевою нелинейную электродинамику с конечной собственной энергией заряда [9]. Теоретические работы Г.Ми были продолжены М.Борном, Л. Инфельдом [10,11], М. Абрагамом [12], П. Дираком [13], Дж. Уиллером и Р.Фейнманом [14], А. Ланде [15], Д. Бомом [16] и другими известными физиками. Анализ этих работ показывает, что предложенные модели нелинейной электродинамики сводятся к уравнениям линейной электродинамики Максвелла-Лоренца, в которой плотность заряда  $\rho$  не является точечной, а распределена в некоторой области пространства с характерным подгоночным параметром, введенным в уравнения «руками».

А.Эйнштейн положительно относился к этим поискам, полагая что: «Теория Максвелла описывается на обширном материале как полевая теория первого приближения; нельзя упускать из вида, что линейность уравнений Максвелла может не соответствовать действительности и что истинные уравнения электромагнетизма для сильных полей могут отличаться от максвелловских» [17]. Однако А.Зоммерфельд скептически воспринимал эти работы, поскольку «было бы просто удивительно, если бы основная проблема элементарных частиц (проблема сингулярности) была решена с помощью хитрых уловок» [18].

Появление квантовой электродинамики вселила в физиков надежду, что она сможет разрешить трудности классической электродинамики, в частности проблему бесконечности. Однако оказалось, что уравнения квантовой электродинамики так же содержат бесконечно большие величины, правда в квантовой теории они имеют специфический «квантовый» характер. Были предприняты беспрецедентные усилия для устранения расходимостей в квантовой электродинамике [19-40]. Все эти работы вызвали разногласия между создателями квантовой электродинамики П. Дираком, Р. Фейнманом и др. и основной массой теоретиков. Согласно П.Дираку все предложенные модификации квантовой электродинамики не снимают проблему расходимостей [41]. Они, по-видимому, являются временным средством, помогающим *обойти* трудности, а не разрешить их, тем более что имеются сомнения во внутренней непротиворечивости процедур перенормировки. Некоторые теоретики считают, что математические трудности, с которыми приходится сталкиваться при модификации квантовой электродинамики (именно это происходит при введении в уравнения процедуры перенормировки), настолько велики, что возникают обоснованные сомнения в правильности выбранного пути [40,41]. Поэтому Р.Фейнман заявляет: « теории перенормировки – это просто один из способов заметать под ковер трудности электродинамики, связанные с расходимостью» [42].

Еще более радикальную позицию в этом вопросе занимал один из создателей квантовой электродинамики П.Дирак. В работе [41] он писал:

*«Правильный вывод состоит в том, что основные уравнения неверны. Их нужно существенно изменить, с тем, чтобы в теории вообще не возникали бесконечности и чтобы уравнения решались точно, по обычным правилам, без всяких трудностей. Это условие потребует каких-то очень серьезных изменений: небольшие изменения ничего не дадут».*

Несмотря на эти заявления, теоретики продолжали (и до сих пор продолжают) применять теорию перенормировок при расчетах в квантовой электродинамике. Более того, возникла самостоятельная наука «Теория перенормировок», которая разрабатывает идеи перенормировки для других физических полей. К чему это привело достаточно точно описано в книге Ли Смолина «Неприятности с физикой: взлет теории струн, упадок науки и что за этим следует» [43], а именно: государственную поддержку получают теоретические исследования, которые больше относятся к разделу математической, чем теоретической физики. Дело дошло до того, что ведущими теоретиками считаются специалисты в теории струн с хорошей математической подготовкой, но без глубокого знания противоречий и трудностей известных нам фундаментальных теорий.

## 1. Уравнения вакуумной электродинамики

В работе [2] физический вакуум рассматривается как спиновая жидкость, при этом рожденные из вакуума частицы, рассматриваются как капли вакуумной жидкости, обладающие собственным моментом вращения - спином. Уравнения вакуума представляют собой самосогласованную систему нелинейных спинорных уравнений, в которую входят:

а) геометризованные уравнения, подобные уравнениям Гейзенберга [2]

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

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

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

б) полностью геометризованные (включая правую часть) уравнения, подобные уравнениям Эйнштейна

$$2\Phi_{AB\dot{C}\dot{D}} + \Lambda \varepsilon_{AB} \varepsilon_{\dot{C}\dot{D}} = \nu T_{AC\dot{B}\dot{D}}, \quad (\overset{+}{B}_s .1)$$

в) полностью геометризованные уравнения (включая тензор тока), подобные уравнениям Янга-Миллса

$$\begin{aligned} C_{AB\dot{C}\dot{D}} - \partial_{\dot{C}\dot{D}} T_{AB} + \partial_{AB} T_{\dot{C}\dot{D}} + (T_{\dot{C}\dot{D}})_A^F T_{FB} + (T^+_{\dot{D}C})_B^{\dot{F}} T_{A\dot{F}} - \\ - (T_{AB})_C^F T_{FD} - (T^+_{BA})_{\dot{D}}^{\dot{F}} T_{CF} - [T_{AB} T_{\dot{C}\dot{D}}] = -\nu J_{AC\dot{B}\dot{D}}, \end{aligned} \quad (\overset{+}{B}_s .2)$$

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

**Нелинейные спинорные уравнения**  $(\overset{+}{A}_s .1)$ , подобные уравнениям Гайзенберга, содержат двухкомпонентные спиноры  $l_{\alpha}$  и  $o_{\alpha}$ , которые для слабых полей переходят в спиноры Дирака. Комплексные коэффициенты и  $\nu, \lambda, \mu, \pi \dots$  представляют собой известные спинорные коэффициенты Фока-Иваненко [44]. В данном случае они совпадают со спинорными коэффициентами формализма Ньюмена-Пенроуза [46].

**Нелинейные спинорные уравнения**  $(\overset{+}{B}_s .1)$ , подобные уравнениям Эйнштейна, включают в себя спинорные компоненты тензора Риччи  $\Phi_{AB\dot{C}\dot{D}}$  и скалярную кривизну  $\Lambda$ . Правая часть уравнений  $(\overset{+}{B}_s .1)$  содержит полностью геометризованный спинорный тензор энергии-импульса источника римановой кривизны (точнее ее неприводимых частей  $\Phi_{AB\dot{C}\dot{D}}$  и  $\Lambda$ ). Тензор энергии-импульса  $T_{AC\dot{B}\dot{D}}$  образован спинорными производными от коэффициентов Фока-Иваненко и их произведениями (явный вид тензора энергии-импульса мы здесь не приводим ввиду его громоздкости).

**Нелинейные спинорные уравнения** ( $B_{s^+}^+$  .2), подобные уравнениям Янга-Миллса, включают в себя в качестве калибровочного поля группы  $SL(2, C)$  спинорные компоненты тензора Вейля  $C_{ABCD}$  и спинорные компоненты потенциалов этого поля, роль которых играют матрицы Кармели  $T_{A\dot{B}}$  [48, 2]. Компоненты этих бесследовых  $2 \times 2$  комплексных матриц выражаются через компоненты спинорных коэффициентов Фока-Иваненко (или спинорных коэффициентов Ньюмена-Пенроуза). Спинорный ток  $J_{A\dot{C}B\dot{D}}$  в правой части уравнений ( $B_{s^+}^+$  .2) выражается через компоненты тензора энергии-импульса  $T_{A\dot{C}B\dot{D}}$ .

Уравнения вакуума могут быть решены с помощью метода Вайдя [45], Ньюмена-Пенроуза [46] или Дебнея-Керра-Шильда [46] (см. математическую часть книги [2]). Далее, в 1993 г., в математической части книги [54] была доказана теорема, что в спинорном базисе основные уравнения формализма Ньюмена-Пенроуза совпадают со структурными уравнениями (A), (B) геометрии абсолютно параллелизма. В силу этого обстоятельства для нахождения решений вакуумных уравнений (A), (B), мы использовали метод спиновых коэффициентов формализма Ньюмена-Пенроуза.

Например, решение уравнений (A), (B.1) и (B.2) с переменной функцией источника  $\Psi^0(u)$ , которое описывает сферически симметричный источник. В координатной системе (квази)сферических координат  $x^0 = ct$ ,  $x^1 = r$ ,  $x^2 = \theta$ ,  $x^3 = \varphi$  трансляционная метрика этого решения имеет следующий вид [2]

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2\Psi^0(t)}{r}\right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{2\Psi^0(t)}{r}\right)^{-1} dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (5)$$

а вычисленные тензор энергии-импульса и плотность материи источника определяются как

$$T_{jm} = \rho c^2 l_j l_m = -\frac{2\dot{\Psi}^0(t)}{v r^2} l_j l_m, \quad \dot{\Psi}^0 < 0, \quad l_m l^m = 0, \quad (6)$$

$$\rho(r, t) = -\frac{2\dot{\Psi}^0(t)}{v c^2 r^2} > 0. \quad (7)$$

В пределе  $\Psi^0(t) \rightarrow \Psi^0 = const$  метрика (5) переходит в метрику Шварцшильда

$$ds^2 = \left(1 - \frac{r_g}{r}\right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{r_g}{r}\right)^{-1} dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad r_g = \frac{2\mu G}{c^2}, \quad (8)$$

либо в метрику

$$ds^2 = \left(1 - \frac{r_e}{r}\right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{r_e}{r}\right)^{-1} dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad r_e = k \frac{2Ze}{c^2}, \quad (9)$$

геометризированной электродинамики [2]. В первом случае плотность (7) в пределе  $\Psi^0(t) \rightarrow \Psi^0 = const$  переходит в плотность точечной массы

$$\rho_\mu = \mu \delta(\vec{r}), \quad (10)$$

причем неопределенный до этого момента множитель  $\nu$  в уравнениях ( $B_{s^+}^+.1$ ) оказывается равным

$$\nu_g = \frac{8\pi G}{c^4}, \quad (11)$$

а сами уравнения ( $B_{s^+}^+.1$ ) описывают гравитационные поля и совпадают (формально) с уравнениями Эйнштейна. Во втором случае предельная плотность переходит в плотность точечного заряда

$$\rho_e = Ze \delta(\vec{r}), \quad Z = 1, 2, 3, \dots, \quad (12)$$

а множитель  $\nu$  в уравнениях ( $B_{s^+}^+.1$ ) равен

$$\nu_e = \frac{8\pi e}{\mu c^4}, \quad (13)$$

при этом уравнения ( $B_{s^+}^+.1$ ) совпадают (формально) с уравнениями общерелятивистской электродинамики [2] и оказываются релятивистски инвариантными как для сильных электромагнитных полей, так и при ультрарелятивистских скоростях источников полей.

В векторном базисе уравнения физического вакуума принимают вид

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

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

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

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

при этом тензор энергии-импульса  $T_{jm}$  в уравнениях (B.1), которые подобны уравнениям Эйнштейна, имеет геометрическую природу и выражается через поле  $T^i{}_{jm}$  следующим образом

$$T_{jm} = -\frac{2}{\nu} \left\{ \left( \nabla_{[i} T_{j|m]}^i + T_{s[j}^i T_{i|m]}^s \right) - \frac{1}{2} g_{jm} g^{pn} \left( \nabla_{[i} T_{p|n]}^i + T_{s[i}^i T_{p|n]}^s \right) \right\}. \quad (14)$$

В уравнениях Янга-Миллса (В.2) тензор тока  $J^i{}_{jkm}$  также геометризован и выражается через тензор энергии-импульса (14) как

$$J_{ijkm} = 2g_{[k(i} T_{j)m]} - \frac{1}{3} T g_{i[m} g_{k]j}. \quad (15)$$

**Уравнения (А)** представляют собой торсионные уравнения, поскольку они содержат тензор конторсии пространства абсолютного параллелизма (коэффициенты вращения Риччи)

$$T^i{}_{jk} = -\Omega^i{}_{jk} + g^{im} (g_{js} \Omega^s{}_{mk} + g_{ks} \Omega^s{}_{mj}), \quad (16)$$

который определяется через кручение

$$\Omega^i{}_{jk} = e^i{}_a e^a{}_{[k,j]} = \frac{1}{2} e^i{}_a (e^a{}_{j,k} - e^a{}_{k,j}), \quad ,k = \frac{\partial}{\partial x^k} \quad (17)$$

геометрии абсолютного параллелизма (см. математическую часть работы [2]). Уравнения (А) содержат также ортонормированную тетраду

$$e^a{}_i e^j{}_a = \delta_i^j = \begin{cases} 1 & i = j \\ 0 & i \neq j \end{cases}, \quad e^a{}_i e^i{}_b = \delta^a_b = \begin{cases} 1 & a = b \\ 0 & a \neq b \end{cases}, \quad (18)$$

которая представляет собой математический образ произвольно ускоренной 4D системы отсчета. Трансляционная (риманова) метрика пространства определяется через тетраду  $e^a{}_i$  как

$$ds^2 = g_{ik} dx^i dx^k, \quad g_{jk} = \eta_{ab} e^a{}_j e^b{}_k. \quad (19)$$

Здесь  $g_{jk} = \eta_{ab} e^a{}_j e^b{}_k$  - метрический тензор координатного пространства  $x, y, z, ct$  и

$$\eta_{ab} = \eta^{ab} = \text{diag}(1-1-1-1)$$

- метрический тензор внутреннего пространства вращений с неголономными вращательными координатами  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \theta_1, \theta_2, \theta_3$  и вращательной метрикой [2]

$$d\tau^2 = d\chi^a{}_b d\chi^b{}_a = -D e^a{}_i D e^i{}_a = T^a{}_{bk} T^b{}_{an} dx^k dx^n. \quad (20)$$

Поэтому кручение (17) относится к классу метрических кручений в отличие от аффинного кручения геометрии Римана-Картана. В соотношении (20) через  $D$  обозначен абсолютный дифференциал относительно символов Кристоффеля

$$\Gamma^i{}_{jk} = \frac{1}{2} g^{im} (g_{jm,k} + g_{km,j} - g_{jk,m}). \quad (21)$$

**Уравнения (В.1)**, подобные уравнениям Эйнштейна, содержат в правой части геометризованный тензор энергии-импульса (14). Они обобщают классические уравнения Эйнштейна

$$R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} R = \frac{8\pi G}{c^4} T_{ik}, \quad T_{ik} = \rho_{\mu} c^4 = \mu \delta(\vec{r}) c^4 \quad (21)$$

и уравнения общерелятивистской электродинамики [49]

$$R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} R = \frac{8\pi e}{\mu c^4} T_{ik}, \quad T_{ik} = \rho_e c^4 = Ze \delta(\vec{r}) c^4, \quad Z = 1, 2, 3, \dots, \quad (22)$$

где метрический тензор параметрического риманова пространства событий представляется в виде

$$g_{ik} = \eta_{ik} + k a_{ik}, \quad (23)$$

Здесь  $k = e/\mu$  – удельный заряд пробной частицы,  $a_{ik}$  – тензорный потенциал геометризованной электродинамики [50],  $\eta_{ik}$  – метрический тензор пространства Минковского.

**Уравнения (В. 2)** представляют собой обобщенные уравнения Янга-Миллса с геометризованным тензором тока (15). В этих уравнениях в качестве калибровочного поля группы  $O(3,1)$  выступает тензор Вейля  $C^i{}_{jkm}$ . Потенциалами такого поля Янга-Миллса оказываются коэффициенты вращения Риччи (16) (торсионное поле геометрии абсолютного параллелизма).

Используя тензор (14), находим выражение для плотности вакуумной материи

$$\rho = \frac{T}{c^2} = \frac{g^{jm} T_{jm}}{c^2} = \frac{2g^{jm}}{vc^2} \left\{ \nabla_{[i} T^i{}_{|j|m]} + T^i{}_{s[j} T^s{}_{|i|m]} \right\}. \quad (24)$$

Соответственно, масса и заряд стационарного вакуумного возбуждения определяются как

$$\mu = \int \rho_{\mu} (-g)^{1/2} dV = \frac{c^2}{4\pi G} \int g^{jm} \left\{ \nabla_{[i} T^i{}_{|j|m]} + T^i{}_{s[j} T^s{}_{|i|m]} \right\} (-g)^{1/2} dV. \quad (25)$$

$$Ze = \int \rho_e (-g)^{1/2} dV = \frac{\mu c^2}{4\pi e} \int g^{jm} \left\{ \nabla_{[i} T^i{}_{|j|m]} + T^i{}_{s[j} T^s{}_{|i|m]} \right\} (-g)^{1/2} dV. \quad (26)$$

Как и подобает вакуумным уравнениям, система вакуумных уравнений (А), (В) не содержит никаких физических констант. Физические константы (или функции) в уравнениях (А), (В) появляются после их интегрирования и применения к полученным решениям принципа соответствия с уже известными фундаментальными уравнениями физики.

## 2. Модель частицы с переменным зарядом и скалярное электромагнитное излучение

В теории физического вакуума движение протяженного вакуумного возбуждения описывается самими уравнениями вакуума  $(A_s^+ .1)$ ,  $(B_s^+ .1)$  и  $(B_s^+ .2)$ . Однако нам будет удобно рассмотреть движение заряженной частицы со спином в приближении, когда выполняются два условия:

1. Наблюдение ведется в (квази)инерциальной системе отсчета;
2. Частица с переменным зарядом почти стабильна.

Этих условия позволяют значительно упростить соотношения (7), (26) и записать их в виде

$$\rho_e = Ze\delta(\vec{r}) \approx Ze\psi^* \psi, \quad (27)$$

где

$$\psi = \left( \frac{1}{v_e Z e c^2} \right)^{1/2} T, \quad \int \psi^* \psi dV = 1 \quad (28)$$

- нормированное на единицу комплексное торсионное поле, четыре компоненты которого определяют спинорную матрицу Дирака [49]. Соотношение (27) показывает, что в указанном приближении для протяженного вакуумного возбуждения имеет место известный в квантовой механике корпускулярно-волновой дуализм, позволяющий рассматривать вакуумное возбуждение как волну и частицу одновременно.

Далее, при принятых нами ограничениях уравнения поля (B.1) удовлетворяют соотношению [49]

$$\nabla_i (R^{ik} - \frac{1}{2} g^{ik} R) = v \nabla_i T^{ik} = 0. \quad (29)$$

из которого следует закон сохранения тензора энергии-импульса материи (14)

$$\nabla_i T^{ik} = 0. \quad (30)$$

Для заряженной вакуумной частицы тензор энергии-импульса можно представить в виде

$$T^{ik} = \rho_e c^2 u^i u^k, \quad (31)$$

где  $u_i = dx_i / ds$  - единичный 4D вектор скорости и плотность определяются через (27).

Подстановка тензора (31) в (30) дает:

- 1) обобщенное геометризованное уравнение непрерывности для вакуумного возбуждения

$$\nabla_i(\rho_e u^i) = \partial_i(\rho_e u^i) + \rho_e u^n \Gamma^n_{ij} = 0; \quad (32)$$

- 2) геометризованные уравнения, подобные гидродинамическим уравнениям Эйлера

$$\rho_e \frac{du^k}{ds} + \rho_e \Gamma^k_{mn} u^m u^n = 0; \quad (33)$$

- 3) геометризованное уравнение для заряженной несжимаемой вакуумной «жидкости»

$$\nabla_i \rho_e = \partial_i \rho_e = 0. \quad (34)$$

Таким образом, при указанных выше ограничениях движение материи описывается системой уравнений (32)-(34) в которой плотность материи определяется соотношением (27).

Представим трехмерную пространственную часть уравнений движения (33) как

$$\rho_e \frac{d^2 x^\alpha}{ds^2} = \rho_e \frac{e}{\mu c^2} \left\{ E^\alpha_{00} \frac{dx^0}{ds} \frac{dx^0}{ds} + 2E^\alpha_{\beta 0} \frac{dx^\beta}{ds} \frac{dx^0}{ds} + E^\alpha_{\beta\gamma} \frac{dx^\beta}{ds} \frac{dx^\gamma}{ds} \right\}, \quad (35)$$

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

где

$$E^i_{jk} = -\frac{c^2}{2} g^{im} (a_{jm,k} + a_{km,j} - a_{jk,m}) = -\frac{\mu c^2}{e} \Gamma^i_{jk} \quad (36)$$

- напряженность сильного электромагнитного поля [2]. Для вакуумного возбуждения метрика (5) с переменным зарядом  $Ze(t)$  выглядит как

$$ds^2 = \left(1 - \frac{r_e(t)}{r}\right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{r_e(t)}{r}\right)^{-1} dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \quad r_e = \frac{2Ze^2(t)}{\mu c^2}, \quad (37)$$

откуда

$$a_{00}(t) = -a_{\alpha\alpha}(t). \quad (38)$$

Оставляя в правой части (35) члены первого порядка по  $v/c$ , и учитывая, что в слабых электромагнитных поля интервал (19) мало отличается от интервала плоского пространства

$$ds \approx ds_0 = dx^i dx_i = cdt \left\{ 1 - \frac{1}{c^2} \left[ \left( \frac{dx}{dt} \right)^2 + \left( \frac{dy}{dt} \right)^2 + \left( \frac{dz}{dt} \right)^2 \right] \right\}^{1/2} = cdt \left( 1 - \frac{v^2}{c^2} \right)^{1/2} \quad (39)$$

находим

$$\rho_e \frac{d^2 x^\alpha}{ds_0^2} = \rho_e \frac{e}{\mu c^2} \left\{ E_{\alpha,00} \left( \frac{dx^0}{ds_0} \right)^2 + 2E_{\alpha,\beta 0} \frac{dx^\beta}{ds_0} \frac{dx^0}{ds_0} + E_{0,00} \frac{dx^0}{ds_0} \frac{dx^0}{ds_0} \frac{dx^\alpha}{ds_0} \right\}. \quad (40)$$

Используя определение (36), компоненты тензорного потенциала  $a_{ij}$  из метрики (37) и соотношение (38), запишем (40) как

$$\rho_e \frac{du^\alpha}{ds_0} = \rho_e \frac{e}{\mu c^2} \left\{ F_{\alpha k} \frac{dx^k}{ds_0} - c^2 \frac{1}{c} \frac{\partial a_{\alpha\beta}}{\partial t} \frac{dx^\beta}{ds_0} \frac{dx^0}{ds_0} - c^2 \frac{1}{2c} \frac{\partial a_{00}}{\partial t} \frac{dx^0}{ds_0} \frac{dx^0}{ds_0} \frac{dx^\alpha}{ds_0} \right\}. \quad (41)$$

или

$$\rho_e \frac{du^\alpha}{ds_0} = \rho_e \frac{e}{\mu c^2} \left\{ F_{\alpha k} \frac{dx^k}{ds_0} + A_{0,0} \frac{dx^\alpha}{ds_0} \right\}. \quad (42)$$

В (42) мы ввели обозначения

$$A_0 = \frac{c^2}{2} a_{00} \frac{dx^0}{ds_0}, \quad A_\alpha = a_{\alpha 0} c^2 \frac{dx^0}{ds_0}, \quad \alpha, \beta = 1, 2, 3 \quad (43)$$

и

$$F_{\alpha k} = A_{k,\alpha} - A_{\alpha,k}, \quad \alpha, \beta, \gamma \dots = 1, 2, 3, \quad i, j, k \dots = 0, 1, 2, 3. \quad (44)$$

Используя метрику (37), находим в уравнениях движения (42) скалярное поле

$$S = A_{0,0} = \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial Ze(t)}{c \partial t} = \frac{1}{rc} \cdot \frac{\partial Q(t)}{\partial t} = \frac{1}{c} \frac{\partial \varphi(t)}{\partial t}, \quad (45)$$

порожденное переменным зарядом  $Q(t)=Ze(t)$ . Это поле имеет такую же размерность, как и магнитное, поэтому мы будем называть его *скалярным магнитным полем*. Для пере-

лятивистской частицы, которая мало отличается от точечной (т.е. для пробной частицы), уравнения движения (42) принимают вид

$$\mu \frac{d\vec{v}}{dt} = e\vec{E} + \frac{e}{c} \{ [\vec{v}\vec{H}] + S\vec{v} \}. \quad (46)$$

Отсюда видно, что скалярное поле имеет магнитную природу, но качественно отличается от векторного магнитного поля  $\vec{H}$ . Действительно, магнитная сила

$$\vec{F}_m = \frac{e}{c} S\vec{v}, \quad (47)$$

порожденная скалярным магнитным полем (45), действует параллельно скорости движения зарядов, тогда как магнитная сила, порожденная векторным магнитным полем, действует перпендикулярно скорости движения. Поэтому работа магнитной силы (47) отлична от нуля.

Запишем теперь уравнение неразрывности (32) как

$$\partial_i(\rho_e u^i) = -\rho_e u^n \Gamma^j_{nj} = -(\rho_e u^0 \Gamma^j_{0j} + \rho_e u^\alpha \Gamma^j_{\alpha j}). \quad (48)$$

Пренебрегая в правой части (48) вторым слагаемым, и используя определение (36), а так же метрику (37), находим в нерелятивистском приближении

$$\partial_j(\rho_e u^j) = \rho_e \frac{e}{\mu c^2} u^0 E_{0,00} = -\rho_e \frac{e}{\mu r c} \frac{\partial Q(t)}{\partial t}, \quad (49)$$

причем

$$\rho_e(\vec{r}, t) = Q(t) \psi^* \psi \approx Q(t) \delta(\vec{r}). \quad (50)$$

Из уравнений (48) и (49) видно, что в нашем случае обычный закон сохранения заряда *нарушается*. Поэтому уравнения (46) и (49) описывают монополюсное излучение заряда (свободные векторные электромагнитные поля представляют собой дипольное излучение), которое в электродинамике Максвелла-Лоренца отсутствует.

Каждая их сил в уравнениях (46) порождает движение заряженных частицы, т.е. токи. Поэтому кроме известных нам в электродинамике токов: – токов проводимости, токов Фуко и токов смещения, должны существовать токи, порожденные силой (47). Учитывая соотношения (7) и (45), имеем для скалярного поля

$$S \approx -4\pi r Q(t) \psi^* \psi. \quad (51)$$

Отсюда видно, что, например, для сферы Тесла (см. рис.1) скалярное излучение представляет собой поток зарядов, покидающих сферу, и если при этом наблюдается излучение векторных электромагнитных полей  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$ , то только как вторичное явление.

Излучение электронов сферой Тесла можно наблюдать визуально во время работы магического шара Тесла (см. рис.2). Интересно отметить, что излученные электроны группируются в длинные нити вместо того, чтобы отталкиваться. Это явление нам известно из теории сверхпроводимости, когда пары Купера с одной заданной спиральностью (проекцией спина  $\hbar/2$  на импульс): принимают значения  $+1/2$  или  $-1/2$ , при этом элек-

троны с одной и той же спиральностью (но с противоположными импульсами) спариваются [52,53]. В нашем случае куперовские пары образуются при комнатной температуре, обеспечивая новый тип сверхпроводимости в веществе и вакууме.

Необходимо обратить внимание, что локальное нарушение закона сохранения заряда,

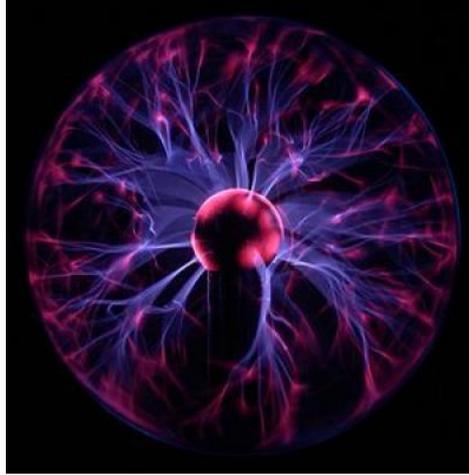


Рис.2

описываемое уравнением (48), приводит к нарушению известных нам законов сохранения в классической электродинамике Максвелла-Лоренца и квантовой электродинамике Максвелла-Дирака. В экспериментальной электродинамике это должно привести к наблюдению аномальных (с точки зрения современных знаний) явлений.

### 3. Торсионное поле как поле инерции. Квантовая механика полей инерции

Очень важно дать физическую интерпретацию метрическому торсионному полю (16), которое, как это следует из (24), образует плотность источников гравитационных и электромагнитных полей в вакуумных уравнениях (А),(В). Для этого мы используем вращательную метрику (20), из которой можно найти вращательные уравнения движения для тетрады следующего вида [2]

$$\frac{de^i_a}{ds} + \Delta^i_{jk} e^j_a \frac{dx^k}{ds} = \frac{de^i_a}{ds} + \Gamma^i_{jk} e^j_a \frac{dx^k}{ds} + T^i_{jk} e^j_a \frac{dx^k}{ds} = 0, \quad (52)$$

где

$$\Delta^i_{jk} = \Gamma^i_{jk} + T^i_{jk} = e^i_a e^a_{j,k}$$

- связность геометрии абсолютного параллелизма.

Выбирая вектор  $e^0_i = dx_i/ds$  касательным к мировой линии частицы, получим из (52) уравнения движения начала  $O$  произвольно ускоренной четырехмерной системы отсчета

$$\frac{de^i_0}{ds} + \Gamma^i_{jk} e^j_0 \frac{dx^k}{ds} + T^i_{jk} e^j_0 \frac{dx^k}{ds} = 0 . \quad (53)$$

или

$$\frac{d^2 x^i}{ds^2} + \Gamma^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} + \Omega^i_j \frac{dx^j}{ds} = 0 , \quad (54)$$

где 4D угловая скорость  $\Omega^i_j$  определяется соотношением

$$\Omega^i_j = \frac{d\chi^i_j}{ds} = T^i_{jk} \frac{dx^k}{ds} = \frac{De^i_a}{ds} e^a_j , \quad (55)$$

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

В нерелятивистском приближении бесследовая матрица (55) запишется как

$$\Omega_{ij} = -\Omega_{ji} = \frac{1}{c^2} \begin{pmatrix} 0 & -W_1 & -W_2 & -W_3 \\ W_1 & 0 & -c\omega_3 & c\omega_2 \\ W_2 & c\omega_3 & 0 & -c\omega_1 \\ W_3 & -c\omega_2 & c\omega_1 & 0 \end{pmatrix} , \quad (56)$$

где  $\omega_1, \omega_2, \omega_3$  - компоненты угловой скорости пространственного вращения и  $W_1, W_2, W_3$  - компоненты поступательного ускорения, которые определяются через угловую скорость пространственно-временного вращения как

$$\vec{W} = c \frac{d(\text{th } \theta(t))}{dt} . \quad (57)$$

В нерелятивистском приближении трехмерная часть уравнений (54), умноженная на массу принимает вид

$$\mu \frac{dv_\alpha}{dt} = -\frac{\partial U}{\partial r} + \mu \left( \underbrace{W_\alpha + 2\omega_{\alpha\beta} v^\beta}_3 \right) , \quad \alpha, \beta \dots = 1, 2, 3, \quad (58)$$

где потенциальная энергия  $U$  определяется через  $g_{00}$  компоненту метрического тензора (19) следующим образом

$$U = \frac{\mu c^2}{2} (g_{00} - 1) . \quad (59)$$

Уравнения (58) известны в механике как уравнения движения начала 3D ускоренной системы отсчета, при этом вторая и третья силы в правой части (58) оказываются силами

инерции. Из определения (55) и уравнений (58) следует, что *торсионное поле* (16) *описывает поле инерции*, инерции в механике. С другой стороны, уравнения вакуума (А), (В) показывают, что торсионное поле (16) описывает поля и силы инерции в гравитации, электродинамике и, видимо, в других физических явлениях.

Уравнения (53), полученные из вращательной метрики (20), в математике известны как четырехмерные уравнения Френе [55]. Они описывают как поступательные (уравнения движения (54) начала  $O$ ), так и 3D вращательные движения произвольно ускоренной 4D системы отсчета

$$\frac{de^i_A}{ds} + \Gamma^i_{jk} e^j_A \frac{dx^k}{ds} + T^i_{jk} e^j_A \frac{dx^k}{ds} = 0 . \quad (60)$$

$A, B, C \dots = 1, 2, 3.$

Из этих уравнений следуют обобщенные 3D уравнения Френе, описывающие движение 3D произвольно ускоренной системы отсчета во внешних гравитационных и электромагнитных полях с учетом собственного вращения [2]

$$\frac{de^A_\alpha}{ds} + \Gamma^A_{B\gamma} e^B_\alpha \frac{dx^\gamma}{ds} + T^A_{B\gamma} e^B_\alpha \frac{dx^\gamma}{ds} = 0 . \quad (61)$$

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

С триадой  $e^A_\alpha$  можно связать вектор спина  $s_\alpha = \hbar e_\alpha^{(3)} / 2$ , и исследовать, как движется спин во внешнем электромагнитном поле в (квази)инерциальной системе отсчета, в которой уравнения движения спина  $s_\alpha$  принимают вид

$$\frac{ds^\alpha}{ds} = -\Gamma^i_{jk} s^\alpha \frac{dx^k}{ds} . \quad (62)$$

В нерелятивистском приближении и с учетом соотношений (36),(43) и (44) из уравнений (62) следует геометризованные уравнения Блоха-Подаровской [51]

$$\frac{ds^\alpha}{dt} = \frac{e}{2\mu c} s_\beta F^{\alpha\beta} , \quad (63)$$

которые, как известно [56], описывают прецессию спина во внешнем магнитном поле. Хотя уравнения (63) имеют классическую природу, они описывают движение квантового объекта-спина.

Это обстоятельство, вообще говоря, указывает на вращательную природу квантовой теории. Действительно, комплексное уравнение Шредингера

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi + \frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 \psi - U\psi = 0. \quad (64)$$

оказывается эквивалентным двум действительным уравнениям «квантовой гидродинамики» [57]

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \vec{v}) = 0. \quad (65)$$

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = \rho \left( \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \vec{v} \nabla \vec{v} \right) = -\frac{\rho}{\mu} \nabla U - \frac{\rho}{\mu} \nabla Q, \quad (66)$$

где

$$\rho(\vec{x}, t) = \psi^* \psi = |\psi|^2, \quad \vec{v} = \nabla S / \mu, \quad (67)$$

а  $S$  - действие,  $U$  - потенциальная энергия и

$$Q = \frac{\hbar^2}{2\mu} \left( \left( \frac{\nabla \rho}{2\rho} \right)^2 - \frac{\nabla^2 \rho}{2\rho} \right) = -\frac{\hbar^2}{4\mu} \left( \frac{\Delta \rho}{\rho} - \frac{(\nabla \rho)^2}{2\rho^2} \right) = -\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{\Delta |\psi|}{|\psi|} = -\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{\Delta \sqrt{\rho}}{\sqrt{\rho}} \quad (68)$$

- специфическая квантовая энергия, порожденная вращением (спином). При выполнении закона сохранения заряда (или массы), уравнения (65),(66) «квантовой гидродинамики» и уравнения (42),(49) «вакуумной электродинамики» формально совпадают, если квантовая энергия (68) равна нулю. Полное совпадение мы получаем для решения уравнений вакуума (А),(В), которое описывает вакуумное возбуждение, имеющее собственное вращение. Трансляционная метрика такого решения имеет вид [51]

$$ds^2 = \left( 1 - \frac{2\Psi^0 r}{r^2 + a^2 \cos^2 \theta} \right) c^2 dt^2 + \frac{4\Psi^0 r a}{r^2 + a^2 \cos^2 \theta} \sin^2 \theta d\phi c dt - \frac{r^2 + a^2 \cos^2 \theta}{r^2 - 2\Psi^0 r + a^2} dr^2 - (r^2 + a^2 \cos^2 \theta) d\theta^2 - \left( r^2 + a^2 + \frac{2\Psi^0 r a^2}{r^2 + a^2 \cos^2 \theta} \sin^2 \theta \right) \sin^2 \theta d\phi^2, \quad (69)$$

откуда для нерелятивистской потенциальной энергии, при условии  $r \gg a$ , имеем

$$U = \frac{\mu c^2}{2} (g_{00} - 1) = -\frac{\mu c^2}{2} \frac{2\Psi^0 r}{r^2 + a^2 \cos^2 \theta} \approx -\mu c^2 \frac{\Psi^0}{r} + \mu c^2 \frac{\Psi^0}{r} \frac{a^2}{r^2} = U + Q_\omega \quad (70)$$

Параметр  $a$  (параметр Керра [47]) характеризует вращение вакуумного возбуждения, поэтому добавка к потенциальной энергии кулон-ньютоновского типа в правой части (70) порождена вращением объекта. Полагая, что параметр Керра совпадает с комптоновской длиной волны вакуумного возбуждения

$$a = \lambda = \hbar / \mu c, \quad (71)$$

имеем вместо потенциалов (43)

$$A^{\omega}_0 = \frac{c^2}{2} a_{00} = \frac{(U_e + Q_{\omega})}{e} = -\frac{Ze}{r} + \frac{Ze}{r^3} \frac{\hbar^2}{\mu^2 c^2} = \varphi + \frac{1}{e} Q_{\omega}, \quad (72)$$

$$A^{\omega}_{\alpha} = A_0 v_{\alpha} = \frac{(U_e + Q_{\omega})}{e} v_{\alpha} = \left( -\frac{Ze}{r} + \frac{Ze}{r^3} \frac{\hbar^2}{\mu^2 c^2} \right) v_{\alpha} = A_{\alpha} + \frac{1}{e} Q_{\omega} \vec{v}_{\alpha}, \quad (73)$$

Здесь кулоновская потенциальная энергия  $U_e$  выбрана для случая притяжения. С учетом (72) и (73) уравнения движения (32),(33) для стационарного заряженного вращающегося вакуумного возбуждения, движущегося в электромагнитных поля с нерелятивистской скоростью, принимают вид

$$\frac{\partial \rho_e}{\partial t} + \nabla(\rho_e \vec{v}) = 0, \quad (74)$$

$$\rho_e \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{\rho_e}{\mu} \left\{ eE + \frac{e}{c} [\vec{v}\vec{H}] \right\} - \frac{\rho_e}{\mu} \nabla Q_{\omega} - \frac{\rho_e}{\mu} \text{rot}(\vec{v}Q_{\omega}). \quad (75)$$

Уравнение Шредингера для представленной выше ситуации запишется как

$$\left\{ i\hbar \frac{\partial}{\partial t} - \frac{1}{2\mu} \left( \hat{P} - \frac{e}{c} \vec{A} \right)^2 - eA_0 \right\} \psi = 0, \quad (76)$$

где  $\hat{P} = -i\hbar \vec{\nabla}$  - оператор обобщенного импульса. Плотность вероятности и плотность заряженной «квантовой жидкости» имеют вид

$$\rho = |\psi|^2. \quad \rho_e = e\psi^* \psi = e|\psi|^2 = e\rho, \quad (77)$$

а плотность тока запишется как

$$\vec{j} = \rho_e \vec{v} = \frac{ie\hbar}{2\mu} (\psi \vec{\nabla} \psi^* - \psi^* \vec{\nabla} \psi) - \frac{e}{\mu c} \psi^* \psi \vec{A}. \quad (78)$$

Из этого соотношения находим скорость  $\vec{v}$

$$\vec{v} = \vec{j} / \rho_e.$$

Подставляя сюда плотность тока (78) в соотношение (157) и, используя представление волновой функции в виде

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

получим

$$\vec{v} = \frac{1}{\mu} \vec{\nabla} S - \frac{e}{\mu c} \vec{A} = \vec{V} - \frac{e}{\mu c} \vec{A}, \quad (79)$$

Применяя к уравнению (76) процедуру Маделунга, представленную выше, имеем [58,59]

$$\frac{\partial \rho_e}{\partial t} + \nabla \left\{ \rho_e \left( \vec{V} - \frac{e}{\mu c} \vec{A} \right) \right\} \approx \frac{\partial \rho_e}{\partial t} + \nabla \rho_e \vec{v} = 0, \quad (80)$$

$$\rho_e \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{\rho_e}{\mu} \left\{ eE + \frac{e}{c} [\vec{v}\vec{H}] \right\} - \frac{\rho_e}{\mu} \nabla Q, \quad (81)$$

где  $\vec{E} = -\nabla A_0 - \partial \vec{A} / c \partial t$ ,  $\vec{H} = \text{rot} \vec{A}$  и  $Q = \hbar^2 \Delta \sqrt{\rho} / 2\mu \sqrt{\rho}$ .

Сравнивая уравнения (74) и (75) с уравнениями (80) и (81) можно увидеть, что формально они совпадают, если пренебречь последним слагаемым в правой части (75). Без последнего слагаемого, эти уравнения совпадают полностью, если нормированное на единицу поле инерции  $\Psi$  в вакуумных уравнениях движения (74) и (75) удовлетворяет дополнительно уравнению [51]

$$\left( \nabla^2 + \frac{r_e}{r^3} \right) |\Psi| = \left( \nabla^2 + \frac{\hbar}{\mu c} \frac{2Z\alpha}{r^3} \right) |\Psi| = 0, \quad (82)$$

где  $\alpha = e^2 / \hbar c$  - постоянная тонкой структуры. В результате мы приходим к выводу, что квантовая теория, которая следует из уравнений теории физического вакуума, описывает (при определенных ограничениях) простейшую динамику полей инерции. Соответственно, волновая функция в вакуумной квантовой теории представляет собой нормированное на единицу поле инерции, сопровождающее любой физический объект.

#### 4. Скалярное излучение и новые способы передачи электро-энергии

Предварительные эксперименты по обнаружению скалярного электромагнитного поля были проделаны в работе [60]. В этих экспериментах было обнаружено аномальное, с точки зрения электродинамики Максвелла-Лоренца, вращение латунного кольца, подвешенного в плоскости экватора сферы, на которое подавалось высокое напряжение порядка 50 киловольт с последующим разрядом так, вокруг сферы во время разряда появлялось скалярное поле (45). Это поле создавала силу (47), которая действовала вдоль кольца на свободные электроны внутри его. В результате кольцо начинало медленно вращаться вокруг разряжающейся сферы.

На следующем этапе экспериментов мы использовали для заряда и разряда сферы трансформатор Тесла, состоящий из первичной катушки толстого ( $d=5\text{мм}$ ) алюминиевого про-

вода (6 витков) и вторичной катушки, которую образуют 1500 витком медного провода ( $d=0.35$  мм), намотанные на полиэтиленовую трубу ( $d=50$  мм). На первичную обмотку

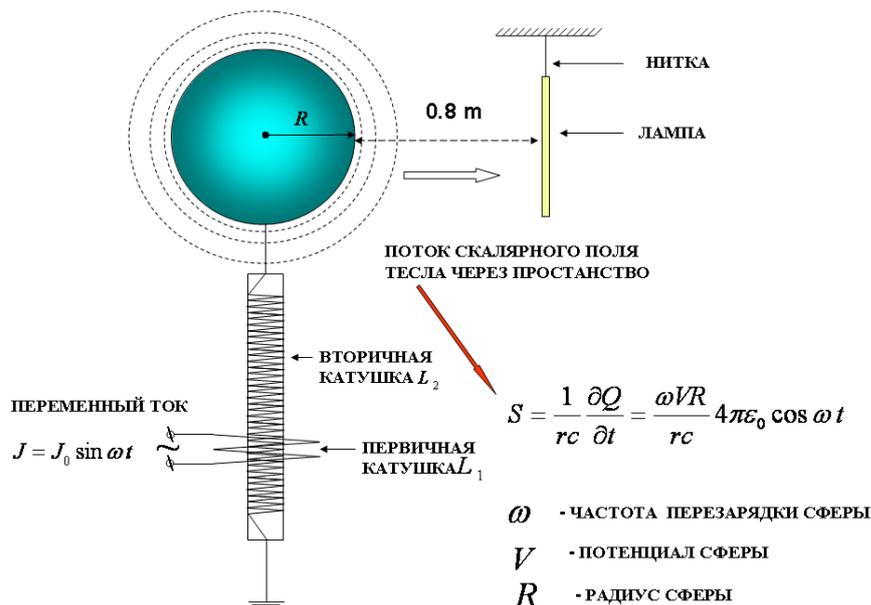


Рис.3 Беспроводная передача электроэнергии скалярным полем S

(см. рис.3) подавались импульсы с амплитудой  $V = 17.5$  вольт с частотой порядка 10 МГц от генератора Бровина <http://rutube.ru/tracks/1889979.html?v=e617cdbf946eb042b0ce89074b0faac1>, схема которого представлена на рис. 4. Во вторичной обмотке (за счет резонансных свойств системы) мы получали синусоидальное напряжение с амплитудой 5000 вольт.

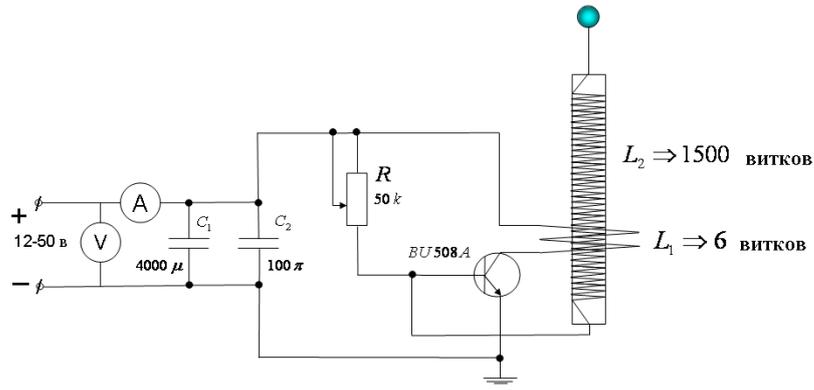


Рис.4

Если заряд сферы меняется по закону  $Q = Q_0 \sin \omega t$ , то излученное скалярное поле сферы описывается формулой

$$S = \frac{1}{rc} \frac{\partial Q}{\partial t} = \frac{\omega V}{rc} 4\pi\epsilon_0 R \cos \omega t. \quad (83)$$

Если в поле монопольного излучения (83) находится лампа дневного света (см. рис. 3), то она светится, причем яркость свечения увеличивается с увеличением либо частоты  $\omega$ , либо с увеличением напряжения  $V$ .

Впервые опыты по передаче электроэнергии с использованием монопольного излучения были проделаны Н.Тесла в 1919 г [61]. Он первым, на основе многочисленных опытов, установил, что эффективность беспроводной передачи электроэнергии возрастает с увеличением частоты и напряжения сигнала на передающей антенне. Поэтому справедливо назвать монопольное скалярное излучение (83) *излучением Тесла*. На рис. 5 приведены фотографии, на которых



Рис.5. Лабораторные эксперименты по беспроводной передаче электроэнергии

демонстрируется передача энергии с помощью скалярного излучения (83) (или монополюсного электромагнитного излучения). Из формулы (51) следует, что скалярное электромагнитное поле – бозон, который можно интерпретировать как пару фермионов с противоположными спинами и импульсами, подобно куперовским парам в теории сверхпроводимости [52].

С учетом скалярного поля уравнения Лоренца принимают вид

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = e\vec{E} + \frac{e}{c} \{ [\vec{v}\vec{H}] - S\vec{v} \} = e\vec{E} + \frac{e}{c} \{ [\vec{v}\vec{H}] + 4\pi Q\psi^* \psi \vec{v} \}. \quad (84)$$

Отсюда видно, что поле  $S$  по своей природе ближе к магнитному поля  $\vec{H}$ , поэтому его можно называть также скалярным магнитным полем. Одновременно это поле - монополюсное излучение источника поля  $Q$ ,

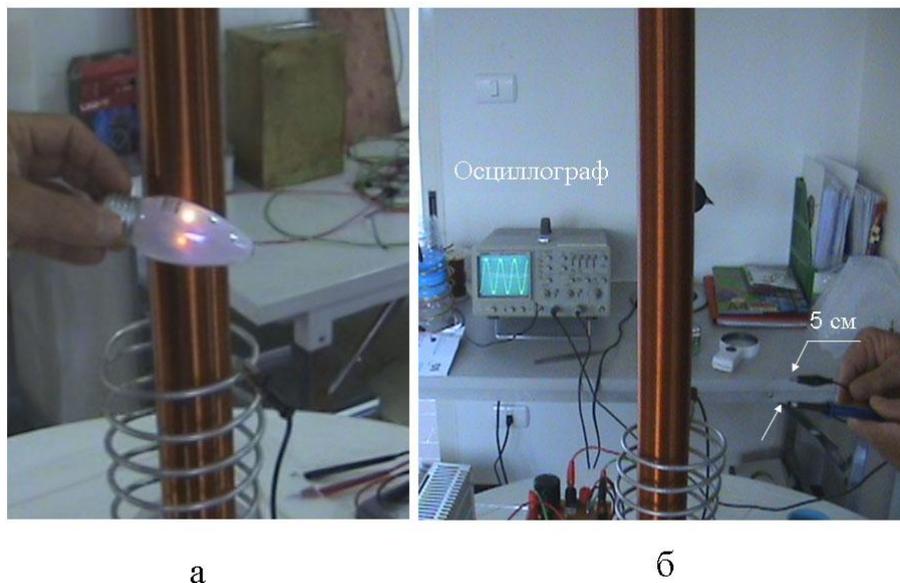


Рис.6. а) свечение лампы накаливания 220 вольт 40 ватт в поле  $S$  в руках исследователя; б) осциллограф показывает напряжение, созданное полем  $S$ , при этом концы щупа осциллографа разнесены в пространстве на 5 см

выраженное через квадрат нормированного поля электромагнитной инерции  $\psi$ . Когда Н.Тесла спросили, какое поле он излучает и принимает своими приборами, он ответил, что его поля – это не электромагнитные волны Герца. На рис.6 представлены эксперименты, которые показывают, что Н.Тесла был прав. Например, на рис.6 б) в цепи щупа осциллографа возникает электрический ток, хотя цепь не замкнута. Объяснить замкну-

тость цепи обычным током смещения  $i_c$  не удастся из-за большого емкостного сопротивления цепи. Сам Н.Тесла считал, что вторичная катушка трансформатора поляризует физический вакуум вблизи ее. Такая интерпретация вполне согласуется с представлением о монопольном электромагнитном излучении, переносимом скалярным полем  $S$ . Если напряженность поля  $S$  значительна, то вокруг свободного конца вторичной обмотки возникает коронный разряд, природу которого объясняют последующие эксперименты. Скорее всего, это (спаренные) электроны, излучаемые (и поглощаемые) концом вторичной обмотки.

На рис. 7. представлена схема передачи электроэнергии по одному проводу, аналогичная запатентованной Н.Тесла еще в 1897 г.[1]!

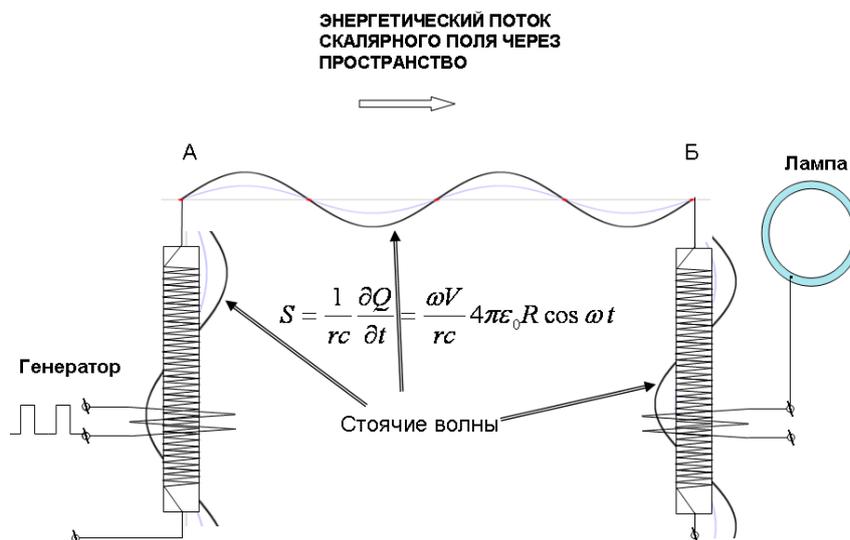


Рис.7. Передача электроэнергии полем  $S$  по одному проводу из точки А в точку Б, а, затем, через трансформатор на ламу. Второй конец катушки Б и понижающей катушки висят в воздухе.

При измерении распределения поля  $S$  вдоль катушек и однопроводной линии было обнаружено, стоячие волны поля  $S$ , т.е. стоячие волны зарядов, излученных источником. На рис. 8 а) представлена экспериментальная однопроводная линия, передающая электроэнергию на расстояние 2 метра, собранная по схеме на рис. 7.

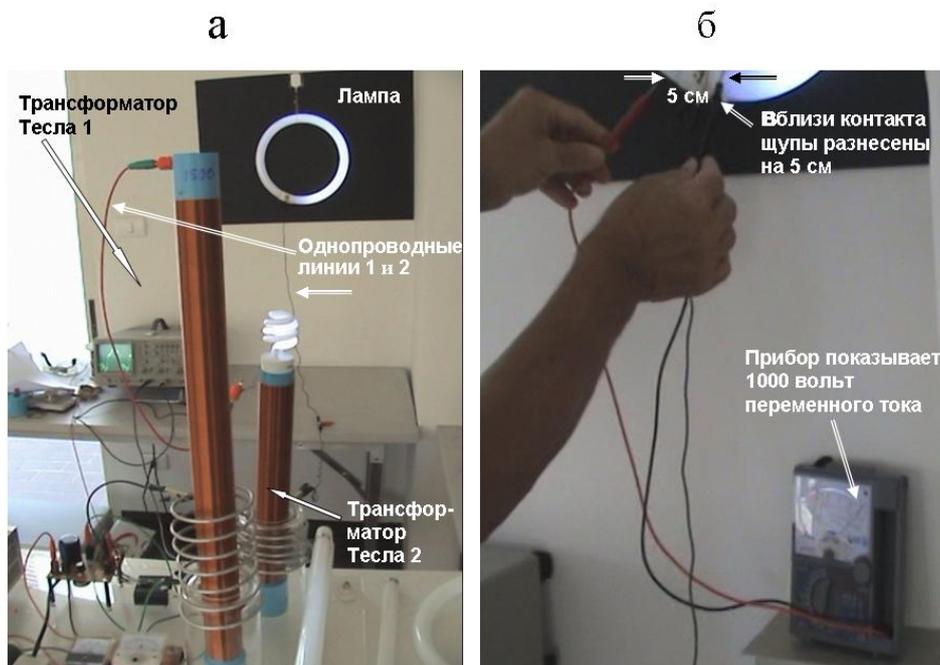


Рис. 8. а) экспериментальная однопроводная линия; б) в месте контакта одного провода с лампой прибор показывает 1000 вольт при разомкнутых на 5 см щупах без соприкосновения с проводом.

Наблюдаемый способ передачи электроэнергии невозможно описать уравнениями векторной электродинамики Максвелла-Лоренца. Именно по этой причине эксперименты Н.Тесла не были восприняты научной общественностью в начале прошлого века. Тем не менее, в 1931 г., когда Н.Тесла продемонстрировал журналистам автомобиль, работающий на энергии физического вакуума, восхищенный А.Эйнштейн поздравил его с семидесятипятилетием. Видимо, гения может признать только гений.

В настоящее время ситуация изменилась, поскольку создана теория физического вакуума, дающая ключ к научному обоснованию восхитительных экспериментов Тесла. Как и предполагал ранее великий изобретатель, его эксперименты доказывают связь электромагнитных явлений с физикой вакуума, т.е. со структурой пространства.

## 5. Экспериментальное исследование скалярного излучения, холодная плазма и ее использование в медицине

На третьем этапе был создан мощный генератор скалярного излучения, излучаемого с катушкой Тесла (см. рис.9) . Генератор создает импульсы, которые трансформируются на вторичную (повышающую) обмотку катушки Тесла. В результате на свободном конце катушки образуется плазменный факел, состоящий из излученных спаренных электронов (см. рис. 9). На рис.10 приведена принципиальная схема генератора, построенного на базе лампы ГК-71. Конечно, видимая нами картина искажена присутствием молекул воздуха.

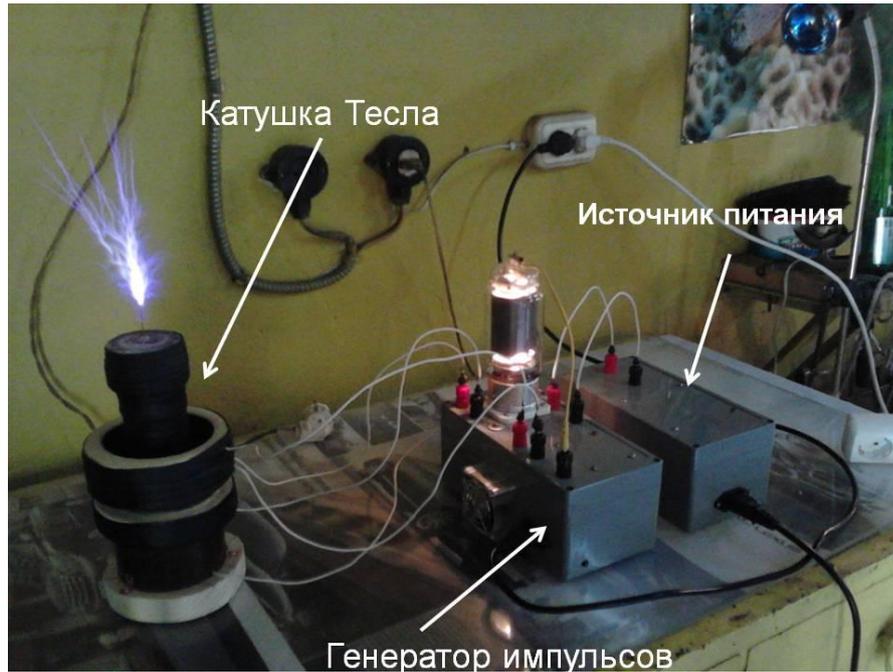


Рис.9. Внешний вид установки

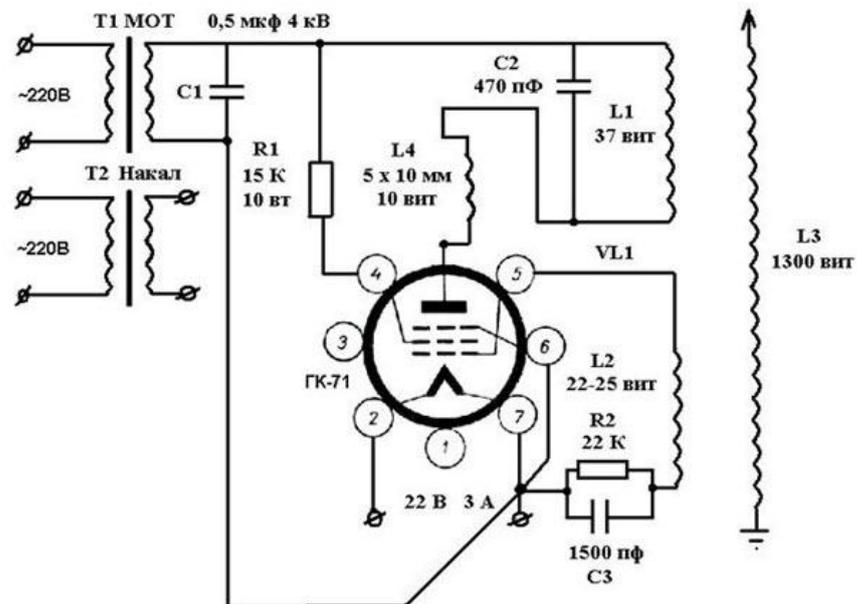


Рис.10. Принципиальная схема генератора Тесла на лампе ГК-71

Гораздо более четкая структура факела наблюдается, когда факел помещен в вакуумную камеру (имеется в виду технический вакуум).

## 5.1 Измерение отрицательной (по Цельсию) температуры внутри факела из электронной плазмы

Для измерения температуры факела был использован инфракрасный термометр AR300+ (см. рис. 11)

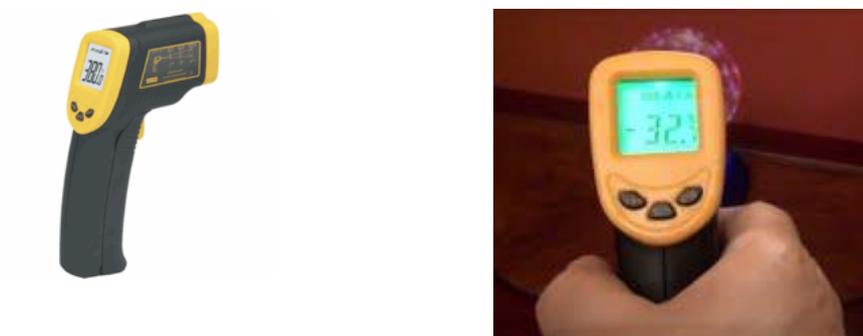


Рис.11

Этот термометр измеряет бесконтактно температуру в пределах  $-32^{\circ} \div +400^{\circ} C$ . Термометр обладает повышенным уровнем точности для своего класса. Пирометр может применяться в любой области, где требуется температурный контроль.

Чтобы измерить температуру факела, мы устанавливали пирометр на расстоянии  $D = 90$  см от центра иглы (см. рис. 12)



Рис.12

Измеренная температура варьировалась в диапазоне температур  $-29^{\circ} \div +351^{\circ} C$  (с точностью  $\pm 1^{\circ} C$ ) в зависимости от положения точки измерения на факеле (см. рис.13-15). Из эксперимента следует, что по мере удаления от конца иглы температура излучения падает и становится отрицательной (по Цельсию) в областях, удаленных на 4-6 см. от конца

иглы. Надо отметить, что такой способностью обладает только электронная плазма, созданная куперовскими парами.

Низкая температура плазмы в установке Тесла была замечена исследователями давно, что привело к созданию различных приборов, используемых в медицинских целях.



Рис.13

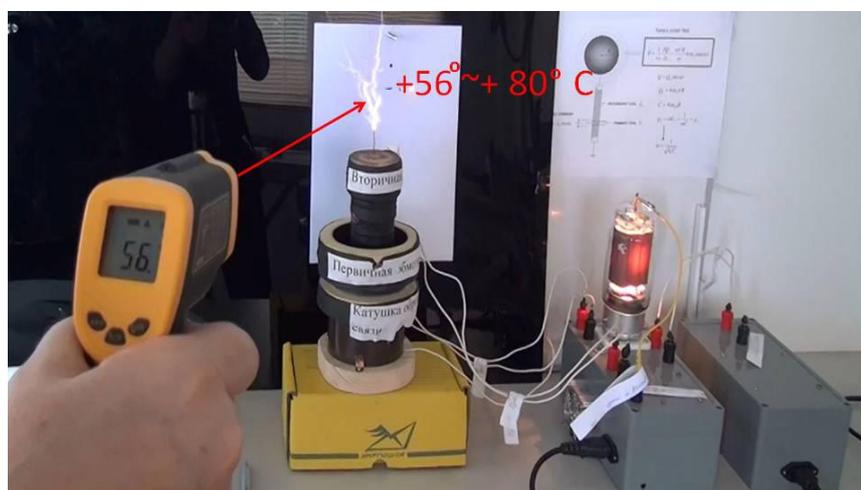


Рис.14.

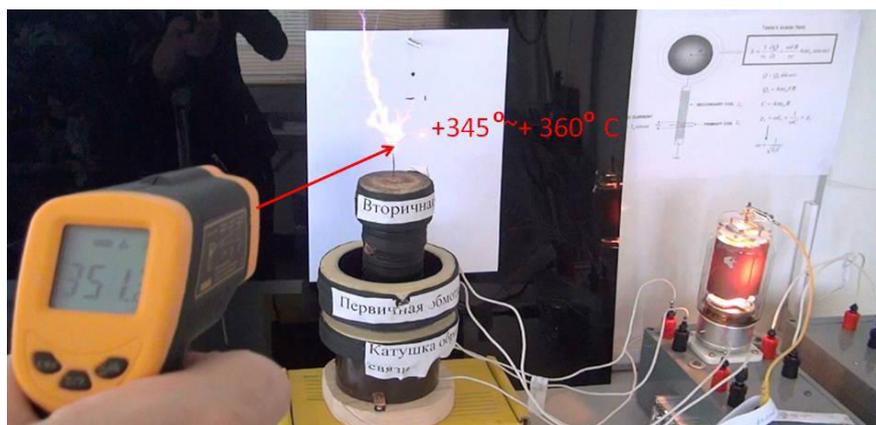


Рис.15



Холодная плазма и соответствующие приборы могут быть с успехом использованы в медицине. Например, прибор *ХОЛОДНО – ПЛАЗМЕННЫЙ КОАГУЛЯТОР* используется в клинической практике хирургических стационаров, занимающихся вопросами хирургии повреждений паренхиматозных органов, гнойной хирургии, травматологии; в поликлинических условиях для лечения гнойных ран, а также в «медицине катастроф».

С помощью холодно-плазменного коагулятора можно удалять татуировки, а также шлифовать келлоидные и раневые рубцы. Первые его экземпляры созданы в 1994 г. инженером одного из российских НИИ Станиславом Авраменко.

*ХОЛОДНО-ПЛАЗМЕННЫЙ КОАГУЛЯТОР* можно использовать для удаления татуировок. Татуировка представляет собой рисунок, выполненный чернилами, внесенными под кожу, на различную глубину. Поэтому, чтобы удалить татуировку, необходимо каким-либо образом снять слой кожи над чернилами, а также - слой кожи с самими чернилами. Обычно это делают или механически, срезая, сошлифовывая кожу специальными фрезами или ДЕРМАТОМОМ, или выжигают необходимый слой кожи лазером. При механическом удалении татуировок, как правило, остаются множественные рубцы, значительно ухудшающие внешний вид обработанного места. При выжигании лазером, шрамы получаются значительно меньше, чем при механической шлифовке. Но рубцы при обработке кожи лазером, получаются все равно большими, чем при удалении татуировки холодно-плазменным коагулятором (см. рис. 16).

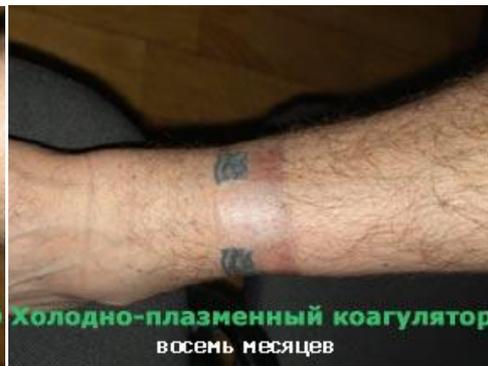
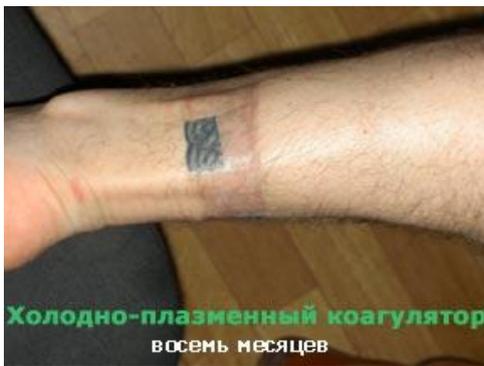


Рис.16

## 5.2 Холодная плазма для препарирования зубов

«Плазменные наконечники, способные удалять бактерии, вызывающие кариес, могут оказаться эффективной (и менее болезненной) альтернативой стоматологическим борам», – заявляют ученые в новом исследовании, помещенном в *Journal of Medical Microbiology*. Выстреливание низкотемпературной плазмы в дентин – фиброзную структуру зуба под эмалью – уменьшает содержание в нем «зубных» бактерий в десятки тысяч раз. Это открытие может означать, что плазменные технологии могут использоваться для удаления инфицированного наполнения кариозных полостей (дырок в зубах), то есть заменить собой обычные бор-машины.



Лечение зубов. Источник news.rin.ru

Ученые Лейбницевского института модификации поверхностей в Лейпциге (Германия) и стоматологи Саарландского Университета из Гамбурга исследовали эффективность плазмы против распространенных микроорганизмов полости рта, включая *Streptococcus mutans* и *Lactobacillus casei*. Эти бактерии формируют колонии на поверхности эмали и способны вызывать ее разрушение с образованием полостей. Без лечения этот процесс может привести к острым инфекциям окружающих тканей. В исследовании ученые инфицировали дентин удаленных коренных зубов (моляров) четырьмя штаммами бактерий и подвергали их воздействию плазменных установок на 6, 12 и 18 минут. Чем дольше дентин подвергался воздействию, тем больше бактерий гибло.

Плазма известна как четвертое состояние вещества, помимо твердого, жидкого и газообразного. Ее все чаще применяют в технике и медицине. Особенно распространена плазма в космосе: она получается, когда высокоэнергетические процессы «отрывают» от атомов один или несколько электронов. Высокотемпературная плазма в настоящее время уже используется для стерилизации хирургических инструментов. Доктор Стефан Рупф (Stefan Rumpf) из Саарландского Университета сказал, что последние исследования холодной плазмы, имеющей температуру 40 градусов Цельсия, показали, что у нее есть потенциал для использования в стоматологии. Он считает, что использование плазмы в стоматологии будет приветствоваться как врачами, так и пациентами. «Препарирование зубов некомфортно, а порой и болезненно. Использование холодной плазмы – практически бескон-

тактный метод. Внедрение нового метода лечения кариеса, основанного на плазменных технологиях, возможно в течение 3-5 лет», - рассказал он.

### 5.3 Холодная плазма против боли в спине

Плазма – это частично ионизированный газ, который иногда называется четвертым (после твердого, жидкого и газообразного) состоянием вещества. В наше время плазма применяется во многих отраслях науки – от электроники до медицины. Хотя разработки по использованию метода холодной плазмы еще не окончены, о ее уникальных эффектах известно уже довольно много. В частности, это заживление ран и даже язв, дезинфекция, лечение грыжи межпозвоночных дисков. Выяснилось даже, что холодная плазма может являться мощным орудием борьбы против онкологических опухолей, точнее – против опухоли кожи и мозга. Некоторые методы лечения с помощью холодной плазмы применяются уже сейчас – например, это лечение грыжи межпозвоночных дисков. Стоит отметить, что действительно действенен он только в том случае, если грыжа небольшая. Тогда эффективность метода составляет около 80 процентов.

Процедура воздействия на место выпячивания (грыжу) диска в среднем длится от 20 до 50 минут. За это время к грыже межпозвоночного диска подводится электрод. Под воздействием так называемой холодной плазмы ткань диска уменьшаются в объеме, вследствие чего грыжа перестает давить на нервные окончания и боль проходит. После этого грыжа должна вправиться обратно, однако если этого не произойдет, придется прибегать к хирургическому методу лечения. Время восстановления после процедуры составляет около двух недель. Также холодная плазма применяется в ортопедии, в частности – при артроскопии. Некротическая (отмершая) поверхность сустава обрабатывается с помощью плазмы. Сустав практически полностью очищается от некротических тканей. К тому же эта процедура значительно снижает риск развития инфекции.

Мунир Ларусси (Mounir Laroussi) и Синь Пэй Лу (Xin Pei Lu) из американского университета Old Dominion разработали портативное устройство для создания длинного пучка холодной плазмы. Аппарат, немногим крупнее авторучки, генерирует острое плазменное перо длиной в пять сантиметров (см. рис.17). Прежние устройства такого типа могли создавать выбросы холодной плазмы лишь в несколько миллиметров длиной.



Рис.17.

Плазма на выходе имеет комнатную температуру, однако может использоваться для эффективного уничтожения бактерий, так как содержит активные атомы кислорода. Боль-

шую же часть потока составляет гелий. Обычно при атмосферном давлении требуется высокая температура (тысячи градусов), чтобы создать плазму. Но в новом устройстве эта же цель достигается без нагрева — за счёт действия высокого напряжения, которое прикладывается к двум медным кольцам, закреплённым с двух сторон стеклянного диска диаметром 2,5 сантиметра и толщиной порядка одного сантиметра. В центре диска имеется маленькое отверстие, а вся конструкция помещена в цилиндрический корпус, куда подаётся газ. Импульс тока на электроды выдаётся в течение нескольких микросекунд. В этот момент из «авторучки» вырывается плазменное перо. Оно может быть использовано для дезинфекции ран или полости в зубе при установке пломбы, а в перспективе — для обработки опухолей.

#### **5.4 Холодная плазма лечит**

На основе электрохирургических аппаратов с функцией «спрей» в МГУСИ производится радиочастотный электроплазменный коагулятор, позволяющий получать «холодную плазму» с монооксидом азота (NO) для лечебных целей. Аппарат прост в управлении, универсален, отсутствует система принудительного охлаждения, подача «холодной плазмы» к месту воздействия производится по обычному силиконовому шлангу. Лечебное воздействие монооксида азота NO-терапия – кардинально новое направление в медицине, методика, позволяющая эффективно лечить раны, раневую патологию, воспалительные процессы, трофические язвы, пролежни, гинекологические заболевания по средством монооксида азота. Плазма – четвертое состояние вещества, в которую оно переходит при температуре в десятки – сотни тысяч градусов С. «Холодной» ее называют, потому что ее температура в точке воздействия не превышает десятков градусов.

Эффект лечебных свойств холодной плазмы с воздушным энергоносителем испытан в клиниках РФ и в армейских подразделениях. Заживлялись раны, которые считались смертельными, трофические язвы, последствия диабета, тяжелые ангины, гинекологические заболевания, пролежни и т.д.

#### **5.5 Холодная плазма против бактерий.**

Американские ученые изобрели новый эффективный способ борьбы с патогенными бактериями при помощи холодной плазмы. Исследователи из Калифорнийского университета в Сан-Диего совместно с коллегами из университета Олд Доминион в Виржинии утверждают, что новый метод можно будет применять для стерилизации медицинских приборов, воды, продуктов питания, а также в качестве защиты против биологического оружия. Плазма может содержать как заряженные электроны и ионы, так и нейтральные частицы (атомы химических реактивов и молекулы). В экспериментах были использовали два типа бактерий - с и без внешней клеточной мембраны. За процессами, происходящими с бактериями, исследователи наблюдали в электронный микроскоп. Они обнаружили, что через 10 минут пребывания в холодной плазме бактерии умирали под воздействием ультрафиолетового излучения и свободных радикалов плазмы. Более того, ученые заметили, что заряженные частицы очень быстро разрушают клеточную мембрану - всего за несколько микросекунд. Медики считают, что холодная плазма может стать безжалостным

врагом для многих опасных бактерий, приводящих к смертельным заболеваниям, а также вирусам. Традиционные способы стерилизации, например, хлорирование, часто оказываются вредными как для человека, так и для окружающей среды. Еще один способ - озонирование - также не идеален. Кроме того, что он дорогой, его побочные продукты - альдегиды (формальдегиды) и кетоны также представляют опасность для атмосферы Земли. Надо отметить, что использование холодной плазмы для стерилизации не нова. В России и в Эстонии уже несколько лет существуют водоочистные сооружения, использующие метод электроплазменного обеззараживания.

## Заключение

Основной теоретический вывод состоит в том, что «хорошая» квантовая теория имеет вакуумную природу и может быть использована для описания явлений макро и микромира. Такая теория указывает на существования нового типа поля - поля инерции, которое оказывается более универсальным, чем гравитационное. Открытая в начале прошлого века квантовая теория описывает простейшую динамику поля инерции. Ее уравнения справедливы только при условии, что частицы, с которыми связано поле инерции, «почти стабильны», мало отличаются от точечных и движутся в слабых полях. При нарушении этих условий в теории возникают различного рода трудности, а в эксперименте наблюдаются аномальные явления. Эти явления мы пытаемся моделировать феноменологическими теориями, содержащими подгоночные константы.

Поля инерции, называемые так же как торсионные поля, слабо изучены теоретически, но уже привели к созданию целого ряда эффективных торсионных технологий. Одной из них оказалась торсионная медицина, использующая скалярное электромагнитное излучение. Нет сомнения в том, что у этого раздела медицины огромное будущее, что подтверждают уже полученные первоначальные результаты.

Автор выражает глубокую благодарность Марине Александровне Лобовой за участие и эффективную поддержку торсионной физики и торсионных технологий, без которой экспериментальная часть данной работа вряд ли была проделана.

28.08.2012

## Ссылки

1. *Tesla N.* // The one-wire transmission system. [U.S. Patent 0,593,138](#), "Electrical Transformer" (1897).
2. *Шипов Г.И.* // Теория Физического Вакуума, теория эксперименты и технологии, М., Наука, 1997. 450 с.
3. *Шипов Г.И.* // Квантовая механика в теории физического вакуума. Винница: ЧП «Веда», 2010, с.100.
4. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* // Теория поля. М.: Наука, 1973.
5. *Николаев Г.В.* // Скалярное магнитное поле. Томск. 1997. С. 23.
6. *Николаев Г.В.* // Непротиворечивая электродинамика. Томск. Книга 1. 1997. С. 143.
7. *Николаев Г.В.* // Тайны электромагнетизма. Томск. 2001. С.77.
8. *Сигалов Р.Г., Султонов Ш.Д., Тиллаев М., Шаповалова Т.И., Хайдаров А.* // Новые страницы учения об электромагнетизме. Фергана, 2003. 51 с.

9. *Mie G.*// Ann.Phys., **37**, 511 (1912); **39**, 1 (1912); **40**, 1 (1913).
10. *Born M., Infeld L.*// Proc/Roy.Soc., **A137**, 1410 (1934).
11. *Born M.* // Proc/Roy.Soc., **A137**, 410 (1934).
12. *Abraham M.*// Phys. Zeitschr., **5**, p. 576 (1904).
13. *Dirac P.* // Proc.Roy.Soc., **A167**,p 148 (1938).
14. *Wheeler J., Feynman R.*// Rev/Mod/Phys., **17**, p. 157 (1945).
15. *Lande. A.*// Phys/Rev., **56**, 482 (1939); **76**, 1176 (1940).
16. *Bhom D., Weinstein.*// Phys.Rev., **74**, 523 (1948).
17. *Эйнштейн А.* // Собр. науч. тр. М.: Наука, 1966. Т. 2. С. 366.
18. *Зоммерфельд А.* // Электродинамика, М., 1958.
19. *Heisenberg W., Pauli W.*// Zs. F. Phys., **56**, 1 (1929); **59** (1930).
20. *Waller J.*// Zeits.Phys., **62**, 673 (1930).
21. *Oppenheimer J.*// Phys.Rev., **35**, 461 (1930).
22. *Weisskopf V.*// Zeits.Phys., **89**, 27 (1934); Phys.Rev., **56**, 72 (1932).
23. *Dyson F.*// Phys.Rev., **75**, 1736 (1949).
24. *Pauli W., Villars F.*// Rev.Mod.Phys., **21**, 434 (1940).
25. *Vatagin F.*// Zs.f.Phys., **88**, 92 (1934); Nuov0 Cimento, **5** (1957).
26. *Марков М.* // ЖЭТФ, **10**, 1311 (1940); **16**, 790 (1946).
27. *Блохинцев Д.* // ЖЭТФ, **16**, 480 (1946); **18**, 566 (1948); **22**, 254 (1952).
28. *Levy M.*// Phys.Letters, **7**, 1 (1963).
29. *JoHaem K., Baker M., Willey.* // Phys.Rev.Letters, **11**, 11 (1963).
30. *Croenwold H.*// Physica, **28**, 12 (1962).
31. *Raifeataigh L., Takahashi V.* // Helv. Phys.acta., **34**, 6 (1961).
32. *Jukava H.* // Phys.Rev., **77**, 219 (1950); **80**, 1047 (1950).
33. *Feynman R.*// Phys.Rev., **14**, 6 (1948).
34. *Manus H.* // Proc.Roy.Soc., **A195**, 323 (1948).
35. *Peieres R.* // Proc.Roy.Soc., **A214**, 143 (1952).
36. *Budini R., Fonda L.* // Nuovo Cimento, **5**, 3 (1953).
37. *Maris Th., Gerhard J., Hercovitz V.*// Phys.Rev.Letters, **12**, 1 (1964).
38. *Ferwerda H.*// Physica, **29**, 9 (1963).
39. *Ferwerda H.*// Physica, **31**, 5 (1965).
40. *Kroll M.* // Nuovo Cimento, **A45**, 1 (1965).
41. *Дирак П.*// Пути физики. М.: Энергатоиздат, 1983.
42. *Feynman R.* // Phys. Today, **19**, 31 (1966).
43. *Smolin L.*// The trouble with physics: the rise of string theory, the fall of a science, and what comes next, Houghton Mifflin, Boston, 2006. (Русский перевод на сайте [http://samlib.ru/a/artamonow\\_j\\_a/smolin.shtml](http://samlib.ru/a/artamonow_j_a/smolin.shtml) ).
44. *Fock V., Ivanenko D.* // Phys., Zs., **30**, 648 (1929).
45. *Vaidya P.*// Tensor (Japan). Vol. 24, 1, 1972.
46. *Newman E., Penrose R.* // J. Math. Phys. 1962. Vol. 3, \No 3. P.566 \--- 587.
47. *Debney G., Kerr R., Schield A.* // J. Math. Phys. 1969. Vol. 10, \No 10. P. 1842.
48. *Carmeli M.* // J. Math. Phys. 1970. Vol.2. P.27-28. Lett. nuovo cim. 1970. Vol.4. P.40-46. Phys. Rev. D. 1972. Vol.5. P.5-8.
49. *Шунов Г.И.*// Почему надо переписывать учебники по классической электродинамике. [http://shipov-vacuum.com/?page\\_id=136](http://shipov-vacuum.com/?page_id=136)

50. *Шипов Г.И.* // ОБЩЕРЕЛЯТИВИСТСКАЯ НЕЛИНЕЙНАЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИКА С ТЕНЗОРНЫМ ПОТЕНЦИАЛОМ. Известия вузов, Физика, 1972, № 10, с. 98-102.
51. *Шипов Г.И. Подаровская М.И.* // Спин-торсионная формулировка квантовой теории и поля инерции. М.: Кириллица, 2012, с.49. [http://shipov-vacuum.com/?page\\_id=136](http://shipov-vacuum.com/?page_id=136)
52. *Bardeen J., Cooper L.N., Schieffer J.R.* // Phys. Rev. V.108. № 5, (1957). P.1175-1204.
53. *Нгуен Ан Вьет, Нгуен Ван Хьеу, Нгуен Тоан Тханг, Ха Вин Тан.* К вопросу о спаривании электронов в сверхпроводниках. ТМФ, том 78, № 2, (1989), сс. 314-319.
54. *Шипов Г.И.* // Теория физического вакуума. М.: Н-Т Центр, 1993. 362~с.
55. *Раишевский П.К.* // Риманова геометрия и тензорный анализ. М.: Наука, 1964.
56. *Bloch F.*// Physics Review. 1946 **70**, P. 460-473.
57. *Madelung E.*// Quantum Theory in Hydrodynamic Form, Z.Physic, **40** (1926), p.p. 332 - 336.
58. *Takabayasi T.* // Progr. Theor. Phys. 1955. Vol. 14. № 4. P.283.
59. *Takabayasi T., Vigier J.P.* // Progr. Theor. Phys. 1957. Vol. 18. № 6. P.573.
60. *Lobova M., Shipov G., Tawatchai Laosirihongthong, Supakit Chotigo* , // Experimental Detection of a Scalar Electromagnetic Field, 2008, <http://www.shipov.com/science.html>
61. *Tesla N.* "The True Wireless". Electrical Experimenter (May 1919).