УДК 53.01+530.145.1+537.112+539.1+51-71

***В. М. Журавлев***[1]

# ГЕОМЕТРИЯ, ТОПОЛОГИЯ И ФИЗИЧЕСКИЕ ПОЛЯ. ЧАСТЬ III. УРАВНЕНИЯ ИНДУКЦИИ ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ПОЛЕЙ [2]

В третьей части работы приводится вывод уравнений индукции фундаментальных полей, как прямое следствие уравнения переноса геометрических маркеров. Выведены уравнения индукции электромагнитного и гравитационного полей. Устанавливается прямая связь между фундаментальными магнитным и гравимагнитным полями, а также полями индукции электрического и гравитационного полей. Приводятся примеры анализа решений полученных уравнений для простых структур, в частности, для вращающейся простой топологической ячейки. Обсуждается вопрос описания собственного магнитного поля и спина частиц в рамках предлагаемого тополого-геометрического подхода.

**Ключевые слова**: Уравнения индукции электромагнитного и гравитационного полей, переменное гравитационное поле, гравимагнитное поле, собственное магнитное поле частиц

**PACS**: 02.40.-k, 03.65.-w, 04.50.Kd, 11.90.+t

## 1. Введение

Предложенная в работах [1–3] концепция геометрического описания физических полей с интерпретацией электрических зарядов, как эйлеровой характеристики топологических ячеек, имеет ряд пробелов в части описания фундаментальных полей - магнитного и, что более важно, гравитационного. Это означает, что эта теория должна быть дополнена уравнениями, которые описывают динамику фундаментальных полей в замкнутом виде. Формально, в [2, 3] были получены уравнения динамики фундаментальных полей в форме уравнений, близких к уравнениям классической электродинамики. Однако часть полей была введена несколько формально, что оставляет неопределенным описание некоторых физических величин и их свойств. Например, в теории появляются естественным образом уравнения Ньютона и Шредингера в такой же форме и соотношении между собой, как это требует современная квантовая теория при условии замены статистического постулата Борна на процедуру геометрического усреднения. При этом упускаются некоторые важные элементы современных представлений, например, спин или собственное магнитное поле частиц. Также в [3] остался не полностью раскрытым вопрос о поле $\mathbf{Z}$, которое по смыслу его вхождения в уравнения (II.7.1) индукции гравитационного поля можно назвать гравимагнитным полем. Все эти вопросы будут рассмотрены в данной части работы, являющейся прямым продолжением работ [2, 3].

Заметим, что в данной части работы ссылки на формулы из первой и второй частей работы [2,3] будут обозначаться с помощью римских цифр $I$ и $II$ в начале номера формулы, например, ссылка на формулу из первой части с номером (2.7) будет обозначаться как (I.2.7).

## 2. Уравнение индукции фундаментальных полей

Основой описания геометрии физического пространства в предлагаемой теории является функция высоты $\mathcal{F}$, называемая также фундаментальным потенциалом, которая выделяет в объемлющем пространстве $W^4$ гиперповерхность с помощью алгебраического уравнения:

$$u = \mathcal{F}(\mathbf{x}, t),$$

где $u$ - выделенная координата в $W^4$. С этой функцией связываются геометрические маркеры $e^a(\mathbf{x}, t),\ a = 1, 2, 3$, удовлетворяющие уравнению (I.1.4):

$$\mathcal{F} = \mathcal{F}_0 + \frac{\varepsilon}{2}|\mathbf{e}|^2, \tag{2.1}$$

[1]E-mail: zhvictorm@gmail.com

[2]Работа выполнена при поддержке Министерства Образования и Науки РФ (в рамках Государственного задания и проекта № 14.Z50.31.0015)

на каждой простой или пустой топологических ячейках (см. [2]). В этом соотношении $\mathcal{F}_0$ - значение в экстремуме внутри простой ячейки, а $\varepsilon = \pm 1$ в зависимости от того, является ли минимумом или максимумом. В структуре фундаментальных полей наиболее важным общим элементом, связанным с геометрическими маркерами $e^a(\mathbf{x},t),\ a = 1,2,3$, т.е. с геометрией физической гиперповерхности, является поле с компонентами:

$$\mathcal{K}^\alpha = |J| \frac{\partial x^\alpha}{\partial e^a} e^a, \quad J = \det\left(\frac{\partial \mathbf{e}}{\partial \mathbf{x}}\right). \tag{2.2}$$

В дальнейшем векторное поле $\mathbf{K}$ будем называть индукцией фундаментального поля. Изменения его со временем определяют динамику всех фундаментальных полей, как электромагнитных, так и гравитационных. Для вывода уравнения динамики этого поля представим его в несколько ином виде. Используя очевидные тождества:

$$\begin{aligned}
&\frac{\partial x^\alpha}{\partial e^a}\frac{\partial e^a}{\partial x^\beta} = \delta^\alpha_\beta, \quad \frac{\partial x^\alpha}{\partial e^a}\frac{\partial e^b}{\partial x^\alpha} = \delta^b_a,\\
&\frac{\partial x^\alpha}{\partial e^a} = \frac{1}{|J|}\varepsilon_{abc}\varepsilon^{\alpha\beta\gamma}\frac{\partial e^b}{\partial x^\beta}\frac{\partial e^c}{\partial x^\gamma} = \frac{1}{|J|}\varepsilon_{abc}[\nabla e^b \times \nabla e^c]^\alpha,
\end{aligned} \tag{2.3}$$

поле $\mathbf{K}$ можно записать так:

$$\mathbf{K} = \varepsilon_{abc}[\nabla e^b \times \nabla e^c] e^a. \tag{2.4}$$

Вычислим производную по времени от поля $\mathbf{K}$:

$$\frac{\partial \mathbf{K}}{\partial t} = \varepsilon_{abc}[\nabla e^b \times \nabla e^c]\frac{\partial e^a}{\partial t} + 2\varepsilon_{abc}\left[\nabla \frac{\partial e^b}{\partial t} \times \nabla e^c\right] e^a. \tag{2.5}$$

Рассмотрим два слагаемых в правой части последнего соотношения по отдельности. Воспользуемся еще одним очевидным тождеством:

$$\varepsilon_{abc}[\nabla e^b \times \nabla e^c]\frac{\partial e^a}{\partial x^\beta} = |J|\frac{\partial x^\alpha}{\partial e^a}\frac{\partial e^a}{\partial x^\beta} = |J|\delta^\alpha_\beta,$$

которое следует из (2.3). Имеем:

$$\varepsilon_{abc}[\nabla e^b \times \nabla e^c]^\alpha \frac{\partial e^a}{\partial t} = -\varepsilon_{abc}[\nabla e^b \times \nabla e^c]\frac{\partial e^a}{\partial x^\beta}V^\beta = -|J|\delta^\alpha_\beta V^\beta = -|J|V^\alpha. \tag{2.6}$$

Для второго слагаемого в правой части (2.5) находим:

$$\begin{aligned}
&\varepsilon_{abc}\Big[\nabla\frac{\partial e^b}{\partial t} \times \nabla e^c\Big] e^a = \varepsilon_{abc}\varepsilon^{\alpha\beta\gamma} e^a \frac{\partial}{\partial x^\beta}\Big[\frac{\partial e^b}{\partial t}\frac{\partial e^c}{\partial x^\gamma}\Big] =\\
&= \varepsilon_{abc}\varepsilon^{\alpha\beta\gamma}\frac{\partial}{\partial x^\beta}\Big[e^a\frac{\partial e^b}{\partial t}\frac{\partial e^c}{\partial x^\gamma}\Big] - \varepsilon_{abc}\varepsilon^{\alpha\beta\gamma}\frac{\partial e^a}{\partial x^\beta}\frac{\partial e^b}{\partial t}\frac{\partial e^c}{\partial x^\gamma} = \mathrm{rot}\mathbf{Z} - |J|\mathbf{V}.
\end{aligned} \tag{2.7}$$

Здесь $\mathbf{Z}$ - поле с компонентами:

$$Z_\gamma = \varepsilon_{abc}e^a\frac{\partial e^b}{\partial t}\frac{\partial e^c}{\partial x^\gamma} = -\varepsilon_{abc}e^a V^\beta \frac{\partial e^b}{\partial x^\beta}\frac{\partial e^c}{\partial x^\gamma} = -V^\beta\lambda_{\beta\gamma}. \tag{2.8}$$

Величины

$$\lambda_{\beta\gamma} = \varepsilon_{abc}e^a\frac{\partial e^b}{\partial x^\beta}\frac{\partial e^c}{\partial x^\gamma}$$

вычислим с помощью следующего тождества:

$$\varepsilon^{\alpha\beta\gamma}\varepsilon_{\gamma\mu\nu}\lambda_{\alpha\beta} = \det\begin{vmatrix} \delta^\alpha_\gamma & \delta^\beta_\gamma & \delta^\gamma_\gamma \\ \delta^\alpha_\mu & \delta^\beta_\mu & \delta^\gamma_\mu \\ \delta^\alpha_\nu & \delta^\beta_\nu & \delta^\gamma_\nu \end{vmatrix}\lambda_{\alpha\beta} = \lambda_{\alpha\beta}\Big(\delta^\alpha_\mu\delta^\beta_\nu - \delta^\alpha_\nu\delta^\beta_\mu\Big) = 2\lambda_{\mu\nu}.$$

Здесь использовалось свойство антисимметричности $\lambda_{\mu\nu} = -\lambda_{\nu\mu}$. С другой стороны, имеем:

$$\varepsilon^{\alpha\beta\gamma}\lambda_{\alpha\beta} = \varepsilon^{\alpha\beta\gamma}\varepsilon_{abc}e^a\frac{\partial e^b}{\partial x^\alpha}\frac{\partial e^c}{\partial x^\beta} = \mathcal{K}^\gamma.$$

Отсюда находим:

$$\lambda_{\mu\nu} = \frac{1}{2}\mathcal{K}^{\gamma}\varepsilon_{\gamma\mu\nu}. \tag{2.9}$$

Подставляя это соотношение в (2.8), окончательно получаем:

$$Z_{\gamma} = -V^{\beta}\lambda_{\beta\gamma} = \frac{1}{2}V^{\beta}K^{\mu}\varepsilon_{\mu\beta\gamma}, \tag{2.10}$$

или в векторном виде:

$$\mathbf{Z} = -\frac{1}{2}[\mathbf{K}\times\mathbf{V}]. \tag{2.11}$$

Подставляя полученные соотношения (2.6), (2.7) и (2.11) в (2.5), окончательно находим:

$$\frac{\partial\mathbf{K}}{\partial t} = -\mathrm{rot}\Big([\mathbf{K}\times\mathbf{V}]\Big) - 3|J|\mathbf{V}. \tag{2.12}$$

Это уравнение есть уравнение индукции фундаментального поля $\mathbf{K}$.

**Утверждение 2.** Векторное поле (2.2)

$$\mathbf{K} = |J|e^{a}\frac{\partial x^{\alpha}}{\partial e^{a}},$$

при условии выполнения граничных условий (I.4.5) удовлетворяет на каждой топологической ячейке уравнениям:

$$\mathrm{div}(\mathbf{K}) = 3|J|. \tag{2.13}$$

и (2.12).

**Доказательство**. Доказательство второго уравнения представлено выше, а уравнение (2.13), как было показано в [3], является прямым следствием тождества:

$$\frac{\partial e^{a}}{\partial e^{a}} = 3. \tag{2.14}$$

Переходя в этом дифференциальном тождестве к координатам $\mathbf{x}$ на $\mathbf{R}^3$, приходим к записи этого тождества в следующем виде:

$$\frac{\partial}{\partial x^{\alpha}}\left(|J|\frac{\partial x^{\alpha}}{\partial e^{a}}e^{a}\right) \equiv \frac{\partial}{\partial x^{\alpha}}\mathcal{K}^{\alpha} = 3|J|. \tag{2.15}$$

Последнее соотношение в точности совпадает с (2.13), что и доказывает сформулированное утверждение.

## 3. Следствия уравнения индукции фундаментального поля

Получим из уравнения (2.12) ряд соотношений, которые позволят придать новый смысл полям фундаментальной электродинамики. Для этого рассмотрим поле $\mathbf{N}$ вида:

$$\mathbf{N} = N(\mathbf{e})\mathbf{K}, \tag{3.1}$$

где $N(\mathbf{e}) = N(e^1, e^2, e^3)$ - дифференцируемая функция от геометрических маркеров:. Вычислим производную по времени от $\mathbf{N}$. Имеем:

$$\frac{\partial\mathbf{N}}{\partial t} = \frac{\partial N}{\partial e^{a}}\frac{\partial e^{a}}{\partial t}\mathbf{K} + N(\mathbf{e})\frac{\partial\mathbf{K}}{\partial t}. \tag{3.2}$$

Для того, чтобы получить более удобное следствие, вычислим компоненты следующего вектора:

$$\begin{aligned}\mathrm{rot}\Big([N(\mathbf{e})\mathbf{K}\times\mathbf{V}]\Big) &= N(R)\mathrm{rot}\Big([\mathbf{K}\times\mathbf{V}]\Big) + \frac{\partial N}{\partial e^{a}}[\nabla e^{a}\times[\mathbf{K}\times\mathbf{V}]] = \\ &= N(\mathbf{e})\mathrm{rot}\Big([\mathbf{K}\times\mathbf{V}]\Big) + \frac{\partial N}{\partial e^{a}}\mathbf{K}\Big(\nabla e^{a},\mathbf{V}\Big) - \frac{\partial N}{\partial e^{a}}\mathbf{V}\Big(\nabla e^{a},\mathbf{K}\Big).\end{aligned} \tag{3.3}$$

Вычислим теперь скалярное произведение:

$$\Big(\nabla e^{a},\mathbf{K}\Big) = e^{b}|J|\frac{\partial x^{\alpha}}{\partial e^{b}}\frac{\partial e^{a}}{\partial x^{\alpha}} = e^{b}|J|\delta^{a}_{b} = |J|e^{a}.$$

Используя полученное соотношение, перепишем (3.3) в следующем виде:

$$N(\mathbf{e})\mathrm{rot}\Big([\mathbf{K}\times\mathbf{V}]\Big)=\mathrm{rot}\Big([N(\mathbf{e})\mathbf{K}\times\mathbf{V}]\Big)-\frac{\partial N}{\partial e^a}\mathbf{K}\Big(\nabla e^a,\mathbf{V}\Big)+\frac{\partial N}{\partial e^a}e^a|J|\mathbf{V}.$$

Подставляя это соотношение в (3.2) и учитывая (2.12), получаем:

$$\frac{\partial \mathbf{N}}{\partial t}=\frac{\partial N}{\partial e^a}\left[\frac{\partial e^a}{\partial t}+\Big(\nabla R,\mathbf{V}\Big)\right]\mathbf{K}-3N(\mathbf{e})|J|\mathbf{V}-\mathrm{rot}\Big([N(\mathbf{e})\mathbf{K}\times\mathbf{V}]\Big)-\frac{\partial N}{\partial e^a}e^a|J|\mathbf{V}.$$

Учитывая уравнение (I.6.1):

$$\frac{\partial e^a}{\partial t}+V^\beta\frac{\partial e^a}{\partial x^\beta}=0,\quad a=1,2,3. \tag{3.4}$$

и определение функции $R=|\mathbf{e}|^2$, окончательно получаем:

$$\frac{\partial \mathbf{N}}{\partial t}=-\mathrm{rot}\Big([\mathbf{N}\times\mathbf{V}]\Big)-\Big(\frac{\partial N}{\partial e^a}e^a+3N(\mathbf{e})\Big)|J|\mathbf{V}. \tag{3.5}$$

Это общее соотношение имеет один особый вариант. Другие важные варианты будут рассмотрены в следующих разделах. Этот вариант соответствует выбору функции $N(\mathbf{e})$ следующего вида:

$$N(\mathbf{e})=\frac{\varepsilon}{R^3}, \tag{3.6}$$

где $\varepsilon=\pm1$ - знак заряда на данной топологической ячейке. В этом случае $\mathbf{N}=\mathbf{D}$ и:

$$\frac{\partial N}{\partial e^a}e^a+3N(\mathbf{e})=RN'(R)+3N(R)=0,\quad R\neq0.$$

Последнее соотношение обращается в ноль везде, кроме точки $R=0$, т.е. точки экстремума фундаментального потенциала. При этом уравнение (3.5) примет такой вид:

$$\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}=-\mathrm{rot}\Big([\mathbf{D}\times\mathbf{V}]\Big)-4\pi\varepsilon\delta(\mathbf{x}-\mathbf{x}_0)\mathbf{V}, \tag{3.7}$$

где $\delta(\mathbf{x}-\mathbf{x}_0)$ - $\delta$-функция Дирака в точке $R(\mathbf{x}_0)=0$, т.е. в экстремуме фундаментального потенциала рассматриваемой топологической ячейки.

Сравнивая это соотношение с классическим уравнением электромагнитной индукции, приходим к выводу, что напряженность фундаментального магнитного поля, определенная в [2], можно записать в виде:

$$\mathbf{H}_0=\frac{1}{c}[\mathbf{D}\times\mathbf{V}]+\nabla\Phi_H, \tag{3.8}$$

где $\Phi_H$ - некоторая дифференцируемая скалярная функция. Наличие потенциальной добавки в определении $\mathbf{H}$ необходимо в связи с требованием отсутствия у магнитного поля зарядов, что эквивалентно условию:

$$\mathrm{div}\mathbf{H}=\frac{1}{c}\mathrm{div}\Big([\mathbf{D}\times\mathbf{V}]\Big)+\Delta\Phi_H=0.$$

Откуда следует, что потенциал $\Phi_H$ должен удовлетворять уравнению:

$$\Delta\Phi_h=-\frac{1}{c}\mathrm{div}\Big([\mathbf{D}\times\mathbf{V}]\Big).$$

Соответственно, плотность электрического тока можно теперь представить в виде:

$$\mathbf{j}=-\frac{\varepsilon}{4\pi}\delta(\mathbf{x}-\mathbf{x}_0)\mathbf{V}, \tag{3.9}$$

что соответствует в классической электродинамике току точечного заряда. Электрический ток, определенный соотношением (I.4.5) в [2], отличается тем, что содержит чисто роторную добавку к соотношению (3.9). Поэтому $\mathbf{j}$ содержит «чистый» ток точечного заряда, а поле (3.8) представляет собой полное поле напряженности фундаментального магнитного поля. Наличие тока точечного заряда в правой части (3.7) проверяется вычислением дивергенции от этого уравнения, что приводит к соотношению:

$$\frac{\partial}{\partial t}\mathrm{div}(\mathbf{D})=-\mathrm{div}\Big(\varepsilon\delta(\mathbf{x}-\mathbf{x}_0)\mathbf{V}\Big)=\frac{\partial}{\partial t}\Big[\varepsilon\delta(\mathbf{x}-\mathbf{x}_0)\Big],$$

что и соответствует закону сохранения величины точечного заряда.

Соотношение (3.9) верно внутри одной простой ячейки. При выполнении условий непрерывности (I.4.5), это соотношение можно распространить на сложные топологические ячейки. В результате общее уравнение для сложных топологических ячеек будет иметь такой вид:

$$\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = -\mathrm{rot}\Big([\mathbf{D}\times\mathbf{V}]\Big) - \sum_{k=1}^{N}\varepsilon_k\delta(\mathbf{x}-\mathbf{x}_k)\mathbf{V}. \tag{3.10}$$

Следуя [3], введем напряженность $\mathbf{g}$ гравитационного поля в соответствии с определением (II.7.2):

$$\mathbf{g} = \frac{4\pi m_0 G}{3} I(\mathbf{e})\mathbf{K} = \frac{4\pi m_0 G}{3}\sqrt{1+R^2/R_0^2}\mathbf{K}, \tag{3.11}$$

где $G$ - гравитационная постоянная Ньютона, а $I(\mathbf{e})$ - массовый множитель, имеющий согласно [3] для каждой простой или пустой топологических ячеек вид:

$$I(\mathbf{e}) = \sqrt{1+R^2/R_0^2}.$$

Тогда при выборе $N(\mathbf{e}) = I(\mathbf{e})4\pi m_0 G/3$ и $\mathbf{N} = \mathbf{g}$ получаем уравнение индукции гравитационного поля в следующем виде:

$$\frac{\partial \mathbf{g}}{\partial t} = -\mathrm{rot}\Big([\mathbf{g}\times\mathbf{V}]\Big) - 4\pi G\zeta(R)\rho_D\mathbf{V}, \tag{3.12}$$

где:

$$\rho_D = m_0|J|\sqrt{1+R^2/R_0^2}, \quad \zeta(R) = 1 + \frac{e^a}{3}\frac{\partial \ln I(\mathbf{e})}{\partial e^a} = \frac{1}{3}\frac{3+4R^2/R_0^2}{1+R^2/R_0^2}. \tag{3.13}$$

**Определение** Векторное поле

$$\mathbf{H} = -\frac{1}{c}[\mathbf{D}\times\mathbf{V}], \tag{3.14}$$

представляет собой с точностью до некоторого аддитивного градиентного поля фундаментальное магнитное поле. Векторное поле

$$\mathbf{Z} = [\mathbf{g}\times\mathbf{V}], \tag{3.15}$$

представляет собой введенное в [3] гравимагнитное поле, входящее в уравнение (3.12) индукции гравитационного поля.

## 4. Фундаментальные поля одиночного точечного заряда

Для анализа того, как устроены решения выведенных уравнений индукции для простых классических объектов, рассмотрим простые примеры. Первый пример касается движения одиночной частицы, состоящей из одной простой ячейки. Такая конфигурация соответствует в классической физике одной точечной частице с зарядом $Q = \pm 1$. Предположим, что закон движения этой частицы задан в форме закона движения экстремума функции $\mathcal{F}$:

$$x^\alpha = X_0^\alpha(t), \quad \left.\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial x^\alpha}\right|_{\mathbf{x}=\mathbf{X}_0} = 0.$$

В этом случае поле $\mathbf{D}$ в окрестности экстремума $\mathcal{F}$ можно записать в виде:

$$\mathbf{D} = \varepsilon\frac{\mathbf{x}-\mathbf{X}_0}{|\mathbf{x}-\mathbf{X}_0|^3},$$

что соответствует выбору геометрических маркеров в виде:

$$e^1 = x^1 - X_0^1, \quad e^2 = x^2 - X_0^2, \quad e^3 = x^3 - X_0^3,$$

что дает:

$$|J| = 1. \tag{4.1}$$

Введем обозначение: $\mathbf{r} = \mathbf{x} - \mathbf{X}_0$, тогда дифференцируя последнее соотношение по $t$, приходим к следующему соотношению:

$$\frac{\partial}{\partial t}\mathsf{D} = \frac{\partial}{\partial t}\frac{\varepsilon\mathbf{r}}{|\mathbf{r}|^3} = -\frac{\varepsilon\mathbf{V}_0}{|\mathbf{r}|^3} + \frac{3\varepsilon\mathbf{r}\Big(\mathbf{V}_0, \mathbf{r}\Big)}{|\mathbf{r}|^5}.$$

Здесь $\mathbf{V}_0 = \dot{\mathbf{X}}_0$ - скорость движения экстремума. Вычислим теперь поле $\mathsf{H}$, соответствующее полю переноса $\mathbf{V}$, совпадающему во всем пространстве с $\mathbf{V}_0(t)$. Имеем:

$$\mathsf{H}_0 = [\mathsf{D} \times \mathbf{V}_0] = \frac{\varepsilon[\mathbf{r} \times \mathbf{V}_0]}{|\mathbf{r}|^3}.$$

Это поле соответствует классическому полю движущегося точечного заряда. Отсюда находим:

$$\mathrm{rot}\mathsf{H}_0 = -\frac{\varepsilon\mathbf{V}_0}{|\mathbf{r}|^3} + \frac{3\varepsilon\mathbf{r}\Big(\mathbf{V}_0, \mathbf{r}\Big)}{|\mathbf{r}|^5} - \mathbf{V}_0\Delta\frac{\varepsilon}{|\mathbf{r}|}.$$

Последнее слагаемое есть не что иное, как произведение $\mathbf{V}_0$ на плотность точечного заряда:

$$\Delta\frac{1}{|\mathbf{r}|} = 4\pi\delta(\mathbf{r}).$$

Отсюда следует, что уравнение индукции (3.10) обращается в тождество при условии, что поле переноса $\mathbf{V}$ в этом уравнении является пространственно однородным и совпадает с $\mathbf{V}_0$ во всех точках пространства.

Теперь можно вычислить поле $\mathsf{K}$, которое в окрестности экстремума $\mathcal{F}$ будет иметь вид:

$$\mathsf{K} = \varepsilon R^3\mathsf{D} = \mathbf{r},$$

поскольку в этом случае: $R = |\mathbf{r}|$. Если не принимать в расчет массовый множитель, то напряженность голого гравитационного поля будет пропорциональна $\mathsf{K}$. Это означает, что плотность массы постоянна внутри частицы, что вполне согласуется с (4.1) в рамках классических представлений. В случае учета массового множителя, имеем:

$$\mathbf{g} = \frac{4\pi m_0 G}{3}\sqrt{1 + R^2/R_0^2}\mathsf{K} = \frac{4\pi m_0 G}{3}\mathbf{r}\sqrt{1 + |\mathbf{r}|^2/R_0^2},$$

что соответствует более быстрому нарастанию гравитационного поля к границам частицы.

Полученные соотношения описывают поля вблизи экстремума. Вычисление полей на больших расстояниях связано с тем, как устроена внешняя топологическая ячейка, в которой движется рассматриваемая простая частица. Поскольку в исходной задаче рассматривается одиночный экстремум, то, согласно топологической интерпретации заряда, должен существовать еще, как минимум, один экстремум с противоположным знаком заряда. Дальнейшее описание должно строиться исходя из глобальной структуры гиперповерхности $V^3 \subset W^4$, выделенной условием (I.1.1) $u = \mathcal{F}(\mathbf{x}, t)$, где $u$ - дополнительная координата в $W^4$. Этот экстремум должен находиться на очень большом удалении от рассматриваемого. В случае, если $V^3$ - некомпактная гиперповерхность, то описание внешней ячейки будет включать бесконечно удаленную точку с зарядом противоположного знака. Если же $V^3$ компактна, то ее можно вполне отождествить со сферой $S^3 \subset W^4$. Тогда внешняя топологическая ячейка сама является простой, и экстремум в ней есть заряд противоположного знака.

При анализе движения в случае некомпактной гиперповерхности $V^3$ можно предполагать, что внешняя ячейка почти не отличается от плоского пространства, хотя экстремум в бесконечно удаленной точке по необходимости требуется включать в рассмотрение. Пусть $\mathcal{F}_\infty$ - значение фундаментального потенциала в бесконечно удаленной точке, а $\mathcal{F}_1$ - значение фундаментального потенциала на некоторой изоповерхности $\mathcal{S}_1$, удовлетворяющее условию $\mathcal{F}_\infty < \mathcal{F}_1 < \mathcal{F}_0$. Для определенности полагаем, что рассматриваемый экстремум - максимум. Тогда на внешней ячейке имеем свою систему маркеров $e^a_{(1)}$. Сложность описания такой глобальной конфигурации состоит в том, что нельзя всегда выбрать маркеры и во внутренней ячейке, и внешней в виде $e^a = x^a - X^a_0$.

Это можно сделать в окрестности одного внутреннего экстремума. Однако в силу центральной симметрии задачи, маркеры можно выбрать в таком виде:

$$e^a_{(0)} = R_0(r)\frac{r^\alpha}{r}, \quad e^a_{(1)} = R_1(r)\frac{r^\alpha}{r}, \tag{4.2}$$

где $r^\alpha = x^\alpha - X^\alpha_0(t)$, $r = \sqrt{|\mathbf{r}|^2}$, а функции $R_0(r)$ и $R_1(r)$ вычисляются, исходя из соотношений:

$$\mathcal{F} = \mathcal{F}_0 - |\mathbf{e}_{(0)}|^2/2, \quad \mathbf{x} \in \mathcal{V}_0,$$
$$\mathcal{F} = \mathcal{F}_\infty + |\mathbf{e}_{(1)}|^2/2, \quad \mathbf{x} \in \mathcal{V}_1.$$

где $\mathcal{V}_0$ - внутренняя ячейка, а $\mathcal{V}_1$ - внешняя. Отсюда

$$R_0 = \sqrt{2|\mathcal{F} - \mathcal{F}_0|}, \quad R_1 = \sqrt{2|\mathcal{F} - \mathcal{F}_\infty|}.$$

Поле переноса во всем пространстве при этом будет тем же, что и раньше: $\mathbf{V}_0 = \dot{\mathbf{X}}_0$.

Вычислим якобиан преобразования в каждой из ячеек. Имеем:

$$\frac{\partial e^a_i}{\partial x^\alpha} = \frac{R_i}{r}\delta^a_\alpha + r^a r_\alpha F_i(r), \ i = 0, 1.$$

где $F_i = R'_i(r)r^{-2} - R_i r^{-3}$. Отсюда вычисляем определитель матрицы преобразования, т.е. якобиан $J$ в каждой из ячеек:

$$J_i = \frac{R_i^2}{r^2}\frac{\partial R_i}{\partial r} = \sqrt{2}\frac{R_i}{r^2}\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial r}, \ i = 0, 1. \tag{4.3}$$

Условие отсутствия поверхностных зарядов (I.3.5) на изоповерхности $\mathcal{S}_1$ можно записать в форме:

$$\left.\frac{|J_1|}{R_1}\right|_{\mathbf{x}_- \in \mathcal{S}_1} = \left.\frac{|J_0|}{R_0}\right|_{\mathbf{x}_+ \to \mathcal{S}_1}.$$

Здесь $\mathbf{x}_-$ - координаты внутри ячейки $V_1$: $\mathbf{x}_- \in V_1$, а $\mathbf{x}_+$ - координаты внутри ячейки $V_0$: $\mathbf{x}_+ \in V_0$. Подставляя в это соотношение (4.3), приходим к условию:

$$\left.\frac{1}{r^2}\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial r}\right|_{\mathbf{x}_- \in \mathcal{S}_1} = \left.\frac{1}{r^2}\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial r}\right|_{\mathbf{x}_+ \to \mathcal{S}_1},$$

которое автоматически выполняется в силу непрерывности фундаментального потенциала $\mathcal{F}$. Таким образом остается вычислить поля в каждой из ячеек. Имеем:

$$\frac{\partial x^\alpha}{\partial e^a} = P_i(r)\delta^\alpha_a - r^\alpha r_a S_i(r), \tag{4.4}$$

где

$$P_i(r) = \frac{r}{R_i}, \quad S_i(r) = \frac{rF_i(r)P_i(r)}{R_i + F_i r^3} = \frac{F_i(r)P_i(r)}{R'_i} = \Big(R'_i(r)r - R_i\Big)\frac{1}{r^2 R_i R'_i}.$$

Отсюда находим:

$$\mathcal{K}^\alpha = |J|\frac{\partial x^\alpha}{\partial e^a}e^a = \frac{R_i^2}{r^2}\frac{\partial R_i}{\partial r}\Big(P_i(r)\delta^\alpha_a - r^\alpha r_a S_i(r)\Big)r^a\frac{R_i}{r} = \frac{R_i^3}{r^3}\frac{\partial R_i}{\partial r}\Big(P_i(r) - r^2 S_i(r)\Big)r^\alpha = \frac{R_i^3}{r^3}r^\alpha;$$
$$\mathcal{D}^\alpha = \frac{1}{R_i^3}\mathcal{K}^\alpha = \frac{r^\alpha}{r^3}. \tag{4.5}$$

Таким образом, поле $\mathbf{D}$ в случае одной частицы будет чисто кулоновским, а поле $\mathbf{K}$ будет отличаться от него множителем $R_i^3(r)$, отличающимся в каждой из ячеек. Поскольку на границе ячеек напряженность гравитационного поля, т.е. поле $\mathbf{g} = 4\pi m_0 \mathbf{K} I(R_i)G/3$, где $I(R_i)$ - массовый множитель, должно быть непрерывным, то из условия непрерывности находим, что значение $\mathcal{F}_1$ на границе ячеек должно вычисляться из соотношения:

$$\left.R_1(\mathbf{r})\right|_{\mathbf{x}\in\mathcal{S}_1} = \left.R_2(\mathbf{r})\right|_{\mathbf{x}\in\mathcal{S}_1}.$$

Из этого соотношения находим, что из условия непрерывности поля $\mathbf{g}$ границу ячеек следует проводить по изоповерхности со значением потенциала, равным величине:

$$\mathcal{F}_1 = \frac{\mathcal{F}_0 + \mathcal{F}_\infty}{2}.$$

Из приведенных соотношений следует, что в случае одиночной частицы поле $\mathbf{D}$ всюду в пространстве не отличается от чисто кулоновского, так что вывод магнитного поля остается прежним. Однако гравитационное и гравимагнитное поля будут отличаться от рассмотренного ранее множителем $R_i^3$, отличающимся по величине в различных ячейках. Причем вид этих множителей будет определяться явным видом функции $\mathcal{F}$ и ее значениями в экстремуме и на бесконечности. Соответственно, и плотность массы будет отличаться в этих ячейках, что также будет определяться функцией $\mathcal{F}$ и ее производной. Последнее верно, как в случае "голой" массы, так и в случае массы с учетом массового множителя.

Обратим внимание на то, что выбор маркеров в форме (4.2) невозможно сделать общим для любого набора топологических ячеек. Это связано с тем, что выбор маркеров ограничивается не только соотношением (2.1), но и распределением поля переноса в пространстве, т.е. тем как маркеры перемещаются в пространстве. Одним из очевидных возможных вариантов поля маркеров являются маркеры, которые связаны с полем переноса, описывающим собственное вращение топологических ячеек. Поэтому, для того, чтобы имелась возможность решать уравнения индукции (3.10) и (3.12) для различных физических ситуаций, необходимо уметь вычислять поле переноса маркеров.

## 5. Поля в сферических координатах на пространстве маркеров

Рассмотрим теперь функциональную форму фундаментальных полей в сферических координатах на декартовой карте пространства маркеров. Согласно (I.1.9) функции $\mathbf{e}(\mathbf{x}, t)$ могут быть выбраны в виде:

$$e^1 = R(\mathbf{x},t)\cos\Phi(\mathbf{x},t)\sin\Theta(\mathbf{x},t), \quad e^2 = R(\mathbf{x},t)\sin\Phi(\mathbf{x},t)\sin\Theta(\mathbf{x},t), \quad e^3 = R(\mathbf{x},t)\cos\Theta(\mathbf{x},t), \tag{5.1}$$

где $\Phi(\mathbf{x},t)$ и $\Theta(\mathbf{x},t)$ - дифференцируемые функции координат, выбор которых связан с полем переноса $\mathbf{V}$. Поле $\mathbf{K}$ связано с $\nabla\mathcal{F}$ следующим общим соотношением:

$$\mathcal{K}^\alpha = |J|\frac{dx^\alpha}{de^a}e^a = \varepsilon|J|\frac{\partial x^\alpha}{\partial e^a}\frac{\partial x^\beta}{\partial e^a}\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial x^\beta}.$$

Таким образом, для установления связи между $\mathbf{K}$ и $\nabla\mathcal{F}$ требуется вычислить тензор:

$$\gamma^{\alpha\beta} = \frac{\partial x^\alpha}{\partial e^a}\frac{\partial x^\beta}{\partial e^a}.$$

В начале удобнее вычислить тензор $\zeta_{\alpha\beta}$, обратный $\gamma^{\alpha\beta}$. Тензор $\zeta_{\alpha\beta}$ можно представить в виде:

$$\zeta_{\alpha\beta} = \frac{\partial e^a}{\partial x^\alpha}\frac{\partial e^a}{\partial x^\beta} = \frac{\partial R}{\partial x^\alpha}\frac{\partial R}{\partial x^\beta} + R^2\frac{\partial\Theta}{\partial x^\alpha}\frac{\partial\Theta}{\partial x^\beta} + R^2\sin^2\Theta\frac{\partial\Phi}{\partial x^\alpha}\frac{\partial\Phi}{\partial x^\beta}. \tag{5.2}$$

С помощью представления (5.1) можно описать и поля $\mathbf{K}$ и $\mathbf{V}$. Нужная запись поля $\mathbf{K}$ имеет следующий вид:

$$\mathbf{K} = R^3\sin\Theta[\nabla\Theta\times\nabla\Phi]. \tag{5.3}$$

Аналогично, поле $\mathbf{V}$ можно записать в виде:

$$|J|\mathbf{V} = -\frac{\partial x^\alpha}{\partial e^a}\frac{\partial e^a}{\partial t} = -R^2\sin\Theta\Big(\Omega_1[\nabla\Theta\times\nabla R] + \Omega_2[\nabla R\times\nabla\Phi] + \dot{R}[\nabla\Phi\times\nabla\Theta]\Big). \tag{5.4}$$

Здесь и далее $\Omega_1 = \dot{\Phi}$, $\Omega_2 = \dot{\Theta}$. Несколько громоздкие промежуточные вычисления приведены в Приложении.

## 6. Поле переноса маркеров

Рассмотрим теперь функциональную форму поля переноса маркеров, связанную со сферическими координатами (5.1) на их декартовой карте. В общем случае имеем:

$$\frac{\partial e^1}{\partial t} = \frac{\dot R}{R} e^1 - \Omega_1 e^2 + \Omega_2 \cos\Phi e^3,$$
$$\frac{\partial e^2}{\partial t} = \frac{\dot R}{R} e^2 + \Omega_1 e^1 + \Omega_2 \sin\Phi e^3,$$
$$\frac{\partial e^3}{\partial t} = \frac{\dot R}{R} e^3 - \Omega_2 \cos\Phi e^1 - \Omega_2 \sin\Phi e^2.$$

Эти соотношения можно переписать в таком виде:

$$\frac{\partial \mathbf{e}}{\partial t} = \frac{\dot R}{R}\mathbf{e} + [\mathbf{W}\times\mathbf{e}],$$

где вектор угловой скорости $\mathbf{W}$ имеет следующие компоненты:

$$\mathbf{W} = \Big(-\Omega_2 \sin\Phi, \Omega_2\cos\Phi, \Omega_1\Big). \tag{6.1}$$

Соответственно, скорость переноса маркеров примет следующий вид:

$$V^\alpha = -\frac{\partial x^\alpha}{\partial e^a}\frac{\partial e^a}{\partial t} = -\frac{\partial x^\alpha}{\partial e^a}[\mathbf{W}\times\mathbf{e}]^a - \frac{\dot R}{|J|R}\mathcal{K}^\alpha. \tag{6.2}$$

Правая часть состоит из двух слагаемых. Первое связано с внутренним вращением топологической ячейки, а второе - с перестройкой ячейки, определяемой полем $\mathsf{K}$, тесно связанным с полями $\mathsf{D}$ м $\mathsf{G}$. Рассмотрим эти два слагаемых по отдельности. Первое слагаемое можно представить в следующей форме:

$$\frac{\partial x^\alpha}{\partial e^a}[\mathbf{W}\times\mathbf{e}]^a = \frac{\partial x^\alpha}{\partial e^a}\varepsilon_{abc}W^b e^c = \frac{1}{|J|}\varepsilon_{afg}\varepsilon_{abc}\varepsilon^{\alpha\mu\nu}\frac{\partial e^f}{\partial x^\mu}\frac{\partial e^g}{\partial x^\nu}W^b e^c =$$
$$= \frac{1}{|J|}\Big(\delta^b_f\delta^c_g - \delta^c_f\delta^b_g\Big)\varepsilon^{\alpha\mu\nu}\frac{\partial e^f}{\partial x^\mu}\frac{\partial e^g}{\partial x^\nu}W^b e^c = \frac{2}{|J|}\varepsilon^{\alpha\mu\nu}S_\mu\frac{\partial e^b}{\partial x^\nu}e^b = \frac{\varepsilon}{|J|}\varepsilon^{\alpha\mu\nu}S_\mu\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial x^\nu} = \frac{\varepsilon}{|J|}[\mathbf{S}\times\nabla\mathcal{F}]^\alpha.$$

Здесь $\varepsilon = \pm 1$ - знак заряда ячейки, а поле $\mathbf{S}$ имеет компоненты:

$$S_\alpha = \frac{\partial e^a}{\partial x^\alpha}W^a. \tag{6.3}$$

Теперь уравнение (6.2) можно переписать в следующей форме:

$$|J|\mathbf{V} = -\varepsilon[\mathbf{S}\times\nabla\mathcal{F}] - \frac{\dot R}{R}\mathsf{K}. \tag{6.4}$$

Первое слагаемое справа является векторным полем, касательным к изоповерхностям функции $\mathcal{F}$, поэтому описывает перенос маркеров вдоль этих изоповерхностей, т.е. автоморфизм ячеек типа вращения. Второе слагаемое характеризует изменение структуры ячеек в “почти ортогональном” направлении к изоповерхностям $\mathcal{F}$, связанным с полями $\mathsf{D}$ и $\mathbf{g}$.

Пользуясь (5.1), можно получить выражение и для $\mathbf{Z}$, которое в силу (6.2) можно записать в виде:

$$\mathbf{Z} = -|J|^{-1}[\mathbf{g}\times[\mathbf{S}\times\nabla\mathcal{F}]] = -|J|^{-1}\Big(\mathbf{S}(\mathbf{g},\nabla\mathcal{F}) - \nabla\mathcal{F}(\mathbf{g},\mathbf{S})\Big).$$

Скалярное произведение $(\mathbf{g},\nabla\mathcal{F})$ вычисляется следующим образом:

$$(\mathbf{g},\nabla\mathcal{F}) = \frac{4}{3}\pi G m_0|J|\sqrt{1+R^2/R_0^2}e^a\frac{\partial x^\alpha}{\partial e^a}\frac{\partial\mathcal{F}}{\partial x^\alpha} = \frac{4}{3}\pi G m_0|J|R^2\sqrt{1+R^2/R_0^2}.$$

Далее вычислим скалярное произведение $(\mathbf{g},\mathbf{S})$:

$$(\mathbf{g},\mathbf{S}) = \frac{4}{3}\pi G m_0|J|\sqrt{1+R^2/R_0^2}e^a\frac{\partial x^\alpha}{\partial e^a}\frac{\partial e^a}{\partial x^\alpha}W^a = \frac{4}{3}\pi G m_0|J|\sqrt{1+R^2/R_0^2}e^a W^a.$$

В результате имеем:

$$\mathbf{Z} = -\frac{4}{3}\varepsilon\pi G m_0 \sqrt{1 + R^2/R_0^2}\left(R^2\mathbf{S} - w\nabla\mathcal{F}\right).$$

Здесь $w = w = e^a W^a = R\cos\Theta\Omega_1$. Вычисляя $\mathbf{S}$, находим:

$$\mathbf{S} = \Omega_1\cos\Theta\nabla R - R\sin\Theta\Big(\Omega_1\nabla\Theta - \Omega_2\nabla\Phi\Big) = \Omega_1\cos\Theta\nabla R - R\mathbf{L}\sin\Theta, \tag{6.5}$$

где

$$\mathbf{L} = \Omega_1\nabla\Theta - \Omega_2\nabla\Phi. \tag{6.6}$$

Учитывая, что:

$$w\nabla\mathcal{F} = R\cos\Theta\Omega_1\nabla\mathcal{F} = \varepsilon\cos\Theta\Omega_1\nabla R,$$

окончательно:

$$\mathbf{Z} = -\frac{4}{3}\pi G m_0 R^3\sqrt{1 + R^2/R_0^2}\sin\Theta\left(-\Omega_1\nabla\Theta + \Omega_2\nabla\Phi\right) = V_0 m_0 G C(R)\sin\Theta\cdot\mathbf{L}, \tag{6.7}$$

где $C(R) = R^3\sqrt{1 + R^2/R_0^2}/R_0^3$, $V_0 = 4\pi R_0^3/3$ - плоский объем топологической ячейки. Еще один вариант этого соотношения можно отнести к фундаментальному магнитному полю $\mathsf{H}$:

$$\mathsf{H} = -\frac{1}{c}[\mathsf{D}\times\mathbf{V}] = \frac{\varepsilon}{c}\sin\Theta\cdot\mathbf{L}. \tag{6.8}$$

Это вполне согласуется с общими представлениями о возникновении магнитного поля за счет вращения систем. Однако для более ясного понимания полученных соотношений для полей $\mathsf{Z}$ и $\mathsf{H}$ рассмотрим эти соотношения с несколько иной точки зрения.

## 7. Механический и магнитный моменты

Для анализа соотношений (6.7) и (6.8) по аналогии с определением механического момента точки и магнитного момента частицы, движущейся по окружности, вычислим в пространстве маркеров следующее векторное поле:

$$J_a = \varepsilon_{abc}e^b\frac{\partial e^c}{\partial t}. \tag{7.1}$$

Поскольку вектор $\mathbf{e}$ - это радиус-вектор на декартовой карте пространства маркеров, а $v^c = \dot{e}^c$ - скорость изменения этого радиус-вектора, то $J_a$ - величина, равная моменту импульса с точностью до числового множителя. Вектор магнитного момента также пропорционален вектору $J_a$. Преобразуем этот вектор в координаты на физической гиперплоскости $P^3$. Имеем:

$$J_\alpha = J_a\frac{\partial e^a}{\partial x^\alpha} = \varepsilon_{abc}\frac{\partial e^a}{\partial x^\alpha}\frac{\partial e^b}{\partial x^\beta}\frac{\partial e^c}{\partial x^\gamma}\frac{\partial x^\beta}{\partial e^d}e^d\frac{\partial x^\gamma}{\partial e^f}\frac{\partial e^f}{\partial t}.$$

Учитывая определение полей $\mathsf{K}$ и $\mathbf{V}$, преобразуем это соотношение к следующему виду:

$$J_\alpha = \varepsilon_{\alpha\beta\gamma}\mathcal{K}^\beta V^\gamma$$

или

$$\mathbf{J} = [\mathsf{K}\times\mathbf{V}]. \tag{7.2}$$

Здесь учтено соотношение:

$$\varepsilon_{\alpha\beta\gamma} = \varepsilon_{abc}\frac{\partial e^a}{\partial x^\alpha}\frac{\partial e^b}{\partial x^\beta}\frac{\partial e^c}{\partial x^\gamma}.$$

Соотношение (7.2) показывает, что магнитное и гравимагнитное поля связаны с моментом импульса отдельных точек (точечных маркеров) в пространстве маркеров. Это дает основание для объяснения спина и собственного магнитного момента в рамках данной теории.

Изначально спин частиц связывается с наличием у них собственного магнитного поля с определенным магнитным моментом. Наличие такого поля объясняется с помощью гипотезы о некотором виртуальном собственном вращении частиц с постоянной угловой скоростью. В этом случае заряженная вращающаяся частица порождает магнитное поле, магнитный момент которого связан с собственным механическим моментом частицы, который и называется спином. Поскольку в квантовой теории частицы представляются точечными объектами, то наличие спина объясняется наличием вблизи частиц виртуальных электрон-позитронных пар, которые и создают, предположительно, дополнительный виртуальный ток, порождающий дипольное магнитное поле. При этом собственный магнитный момент частицы $\mu$ складывается из двух частей: $\mu = \mu_s + \mu_a$. Первая подчиняется формуле Уленбека-Гаудсмита: $\mu_s = -2\mu_B s$, где $\mu_B = e/(2mc)$ - магнетон Бора, $s$ - величина спина частицы, а вторая - $\mu_a$ называется аномальным магнитным моментом частицы. Если таким образом рассматривать магнитный момент электрона (позитрона), то квантовая электродинамика дает очень точные значения для спина частиц, включая аномальный магнитный момент. Однако для других типов частиц такой подход уже не дает столь точных значений и вообще оказывается мало пригодным. В частности, для нуклонов аномальный магнитный момент в два-три раза превышает магнитный момент, вычисляемый по формуле Уленбека-Гаудсмита с магнетоном Бора для протона. Это не позволяет применять схемы его расчета, принятые в квантовой электродинамике в рамках теории перенормировок.

В рамках предлагаемой теории частицы рассматриваются как топологические ячейки, магнитное поле которых связано с динамикой их геометрической структуры, как это было показано выше. Фактически это означает, что любая топологическая ячейка обладает собственным магнитным полем, которое определяется соотношением (6.8). Согласно этому соотношению, магнитное поле порождается изменением угловых переменных геометрических маркеров, т.е. “вращательной” динамикой. Согласно классической механике, собственный механический момент (момент импульса) вычисляется как произведение момента инерции на угловую скорость вращения. В квантовой механике эта величина квантуется как отдельная физическая величина без привлечения вычислений в классической форме. Однако квантовый подход фактически не объясняет появления такой квантованной величины, как спин в терминах механического движения. В предлагаемой теории уравнения квантовой теории являются следствием геометрического усреднения. Поэтому при выводе уравнений динамики полей топологических ячеек к квантовым уравнениям обращаться нет возможности. Уравнения должны быть локальными, а не усредненными. Сохраняющиеся величины, такие как момент импульса, должны быть интегралами движения системы полевых уравнений.

Величина момента импульса в механике определяется как произведение угловой скорости на момент инерции. Эта величина играет важную роль в механике в силу того, что она сохраняется при движении частицы в центрально-симметричных полях. Согласно (I.14.3) интегралами движения в данной теории являются величины, представляющие собой интегралы по пространству с весовым множителем $|J|$ от любой функции, зависящей только от геометрических маркеров $e^a$. В связи с этим рассмотрим компоненты $J_a$ вектора $\mathbf{J}$ в сферических координатах на декартовой карте пространства маркеров. Имеем:

$$J_1 = -R^2\Big(\cos(\Phi)\sin(\Theta)\cos(\Theta)\Omega_1 + \sin(\Phi)\Omega_2\Big), \quad J_2 = -R^2\Big(\sin(\Phi)\sin(\Theta)\cos(\Theta)\Omega_1 - \cos(\Phi)\Omega_2\Big),$$
$$J_3 = -R^2\sin\Theta\Omega_1,$$

В случае $\Omega_1 = \mathrm{const}$ и $\Omega_2 = \mathrm{const}$ интегралы по объему с весовым коэффициентом плотности $I(\mathbf{e})$ от величин $J_a$ являются интегралами движения. Причем единственным ненулевым интегралом является следующий:

$$L = \Omega_1 \int\limits_{D^3} R^2\sin\Theta I(\mathbf{e})de^1de^2de^3 = \Omega_1 \int\limits_{D^3} \Big((e^1)^2+(e^2)^2\Big)I(\mathbf{e})de^1de^2de^3 = \Omega_1 \int\limits_{V} \Big((e^1)^2+(e^2)^2\Big)I(\mathbf{e})|J|dV.$$

Этот интеграл представляет собой в пространстве маркеров момент инерции шара с плотностью масс $I(\mathbf{e})$. Величина $I(\mathbf{e})$ на декартовой карте геометрических маркеров равна 1. В этом случае величина $L_0$ принимает стандартное значение момента импульса однородного шара радиуса $R_0$, которое равно:

$$L_0 = 8\Omega_1 R_0^2\pi/15.$$

Если же $L$ рассчитывать, учитывая кривизну пространства маркеров, т.е. полагая $I(\mathbf{e}) = \sqrt{1 + R^2/R_0^2}$, получаем следующую величину:

$$L = \Omega_1 R_0^2 \frac{8\pi}{3}\Big(\frac{7}{48}\sqrt{2} - \frac{1}{16}\ln(\sqrt{2}-1)\Big).$$

Согласно экспериментальным фактам, величина $L_0$ должна быть квантована и равна $\hbar/2$. Отсюда следует, что квантованным должно быть произведение $\Omega_1 R_0^2$, величина которого должна определяться из условия:

$$\frac{15}{16\pi}\hbar = \Omega_1 R_0^2.$$

Это квантование, по всей видимости, должно носить топологический характер, однако в настоящее время соответствующий топологический инвариант пока не отождествлен.

Отличие величин $L_0$ И $L$, как и в других случаях, может быть отнесено к эффекту скрытой массы. Заметим, что обычно момент инерции представляют как произведение некоторой величины, имеющей размерность квадрата длины (линейного масштаба тела), величины массы тела и безразмерного множителя $\gamma$, характеризующего распределение массы внутри тела, т.е. в нашем случае:

$$L = \Omega_1 \gamma R_0^2 M, \quad L_0 = \Omega_1 \gamma_0 R_0^2 M_0.$$

Массы $M$ и $M_0$ рассчитываются в соответствии со стандартными формулами (II.4.3). В нашем случае масса $M_0$ есть объем единичного шара ($R_0 = 1$), т.е. $M_0 = 4\pi/3$, а $M$ в соответствии с (II.4.6) равен:

$$M = \frac{4}{3}\pi + (1 + 4\pi\alpha).$$

Вычисляя величину отклонения $\gamma = L/M$ от $\gamma_0 = L_0/M_0$ при условии $R_0 = 1$, находим:

$$\Delta\gamma = L/(\Omega_1 M) - L_0/(\Omega_1 M_0) = \gamma - \gamma_0 = 2\alpha_1,$$

где $\alpha_1$ равна:

$$\alpha_1 = -\frac{90(3\sqrt{2} + \ln(\sqrt{2}-1))}{19\sqrt{2} + 33\ln(\sqrt{2}-1)} = \frac{1}{136.5584982}$$

Эта величина не сильно отличается от величины постоянной тонкой структуры:

$$\alpha_0 = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137.0359998}$$

и величины $\alpha$ (см. (II.4.7)):

$$\alpha = \left[\frac{3}{8}\sqrt{2} + \frac{1}{8}\ln(\sqrt{2}-1) - \frac{1}{3}\right] - \frac{1}{4\pi} = \frac{1}{137.9770423}. \tag{7.3}$$

Близость величин $\alpha, \alpha_1$ и $\alpha_0$ дает повод считать, что постоянная тонкой структуры в квантовой теории имеет общее геометрическое происхождение. Поскольку в данной теории величина заряда электрона $e$ должна быть равна 1, а скорость света $c$ определяться через некоторые характеристики самой физической гиперповерхности, то величина постоянной структуры должна определять величину постоянной Планка $\hbar$:

$$\hbar = \frac{e^2}{c\alpha_0}.$$

## 8. Уравнения гравитационного поля в случае чистого вращения

### *8.1. Вывод уравнений*

В отсутствии информации о всех составляющих поля переноса рассмотрим случай, когда поле переноса представляет собой поле вращения на плоском пространстве $P^3$ вокруг заданной оси и включает компоненту, связанную с полем $\mathsf{K}$. Пусть ось вращения совпадает с направлением постоянного единичного вектора $\mathbf{n}$. Для удобства будем полагать, что $\mathbf{n}$ совпадает с направлением оси $z$, а функции, входящие в представление полей, будут зависеть от радиальной координаты $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ и координаты $z$. Тогда поле переноса можно записать в виде:

$$\mathbf{V} = \Omega(r, z, t)[\mathbf{n} \times \mathbf{r}] - \frac{1}{|J|}\dot{R}R^{-1}\mathsf{K},$$

где $\Omega(r,z,t)$ - угловая скорость вращения, зависящая, вообще говоря, от $r,z,t$, $\mathbf{r}$ - радиус-вектор: $\mathbf{r}=(x,y,z)$, $\mathbf{n}$ - единичный вектор в направления оси вращения (ось $z$): $(\mathbf{n},\mathbf{r})=z$. Уравнения для $\mathbf{g}$ в этом случае примут следующий вид:

$$\mathrm{div}(\mathbf{g}) = 4\pi G\zeta(R)\rho_D, \tag{8.1}$$

$$\frac{\partial \mathbf{g}}{\partial t} = -\mathrm{rot}\Big(\Omega(r,z,t)[\mathbf{g}\times[\mathbf{n}\times\mathbf{r}]]\Big) - 4\pi G\zeta(R)\rho_D\Omega(r,z,t)[\mathbf{n}\times\mathbf{r}] + 3\zeta(R)\dot{R}R^{-1}\mathbf{g}. \tag{8.2}$$

Будем искать решение для $\mathbf{g}$ в виде:

$$\mathbf{g} = k_0\Big(a(r,z,t)\mathbf{n} + b(r,z,t)\mathbf{r} + c(r,z,t)[\mathbf{n}\times\mathbf{r}]\Big), \tag{8.3}$$

где $k_0 = 4\pi m_0 G/3$. С точки зрения ньютоновской теории тяготения, функции $a,b,c$ должны быть компонентами градиента потенциала $\Phi_G$ гравитационного поля вдоль соответствующих координатных осей. В рассматриваемом случае это условие не выполняется.

Для поля $\mathbf{Z}$ имеем:

$$\mathbf{Z} = -[\mathbf{g}\times\mathbf{V}] = -k_0\Omega(r,z,t)[\mathbf{g}\times[\mathbf{n}\times\mathbf{r}]] = -k_0\Omega(r,z,t)\Big[\mathbf{n}(\mathbf{g},\mathbf{r}) - \mathbf{r}(\mathbf{g},\mathbf{n})\Big] = k_0\Big(A\mathbf{n} + B\mathbf{r}\Big),$$

где

$$\begin{aligned} A &= -\Omega(r,z,t)(\mathbf{g},\mathbf{r}) = -\Omega(r,z,t)(za(r,z,t) + r^2 b(r,z,t)),\\ B &= \Omega(r,z,t)(\mathbf{g},\mathbf{n}) = \Omega(r,z,t)(a(r,z,t) + zb(r,z,t)). \end{aligned} \tag{8.4}$$

Отсюда:

$$\mathrm{rot}\mathbf{Z} = k_0\mathrm{rot}\Big(A(r,z,t)\mathbf{n} + B(r,z,t)\mathbf{r}\Big) = k_0[\nabla A\times\mathbf{n}] + k_0[\nabla B\times\mathbf{r}] = k_0\Big(B_z - A_r r^{-1}\Big)[\mathbf{n}\times\mathbf{r}].$$

В результате уравнение индукции примет следующий вид:

$$\begin{aligned} &\dot{a}\mathbf{n} + \dot{c}[\mathbf{n}\times\mathbf{r}] + \dot{b}\mathbf{r} = \Big(B_z - A_r r^{-1}\Big)[\mathbf{n}\times\mathbf{r}] - 3\zeta(R)\rho_D\Omega(r,z,t)[\mathbf{n}\times\mathbf{r}] + \\ &+3\zeta(R)\dot{R}R^{-1}\Big(a\mathbf{n} + c[\mathbf{n}\times\mathbf{r}] + b\mathbf{r}\Big). \end{aligned}$$

Это уравнение эквивалентно системе из трех уравнений для амплитуд $a,b,c$:

$$\dot{a} = 3\zeta(R)\mu a, \quad \dot{b} = 3\zeta(R)\mu b, \tag{8.5}$$

$$\dot{c} = 3\zeta(R)\mu c - 3\zeta(R)\rho_D\Omega + B_z - A_r r^{-1}, \tag{8.6}$$

где

$$\mu = \dot{R}R^{-1}.$$

К этим уравнениям следует добавить уравнение Пуассона, которое приводится к виду:

$$zr^{-1}a_r + a_z + b_r r + b_z z + 3b = 3\zeta(R)\rho_D, \tag{8.7}$$

и уравнение неразрывности:

$$\dot{\rho}_D + \mathrm{div}\Big(\rho_D\Omega[\mathbf{n}\times\mathbf{r}] - \frac{1}{k_0}\dot{R}R^{-1}\mathbf{g}\Big) = 0.$$

Здесь $k_0 = (4\pi m_0 G/3)^{-1}$. Последнее уравнение преобразуется к следующему виду:

$$\dot{\rho}_D - 3\mu\zeta(R)\rho_D - \Big(a(\mu_r z r^{-1} + \mu_z) + b(\mu_r r + z\mu_z)\Big) = 0. \tag{8.8}$$

### *8.2. Статические решения гравитационного поля*

В начале рассмотрим случай статических полей вращающейся ячейки. Предполагая, что все поля не зависят от времени, приходим всего к двум уравнениям:

$$
\begin{aligned}
&zr^{-1}a_r + a_z + b_r r + b_z z + 3b = 3\zeta(R)\rho_D,\\
&B_z - A_r r^{-1} - 3\zeta(R)\rho_D\Omega(r,z,t) = 0.
\end{aligned}
\tag{8.9}
$$

Первое из этих уравнений является уравнением Пуассона, а второе - следствием уравнения индукции. Уравнение неразрывности обращается автоматически в тождество. Второе уравнение с учетом (8.4), принимает следующий вид:

$$
\frac{\partial\Omega}{\partial z}\Big(a(r,z) + zb(r,z)\Big) + \frac{1}{r}\frac{\partial\Omega}{\partial r}\Big(za(r,z) + r^2 b(r,z))\Big) = 0. \tag{8.10}
$$

В общем случае последнее уравнение можно записать в виде:

$$
a(r,z) + zb(r,z) = f(r,z,t)\frac{1}{r}\frac{\partial\Omega}{\partial r}, \quad za(r,z) + r^2 b(r,z)) = -f(r,z,t)\frac{\partial\Omega}{\partial z},
$$

где $f(r,z,t)$ - новая вспомогательная функция. Отсюда, в частности, следует, что если вращение ячейки происходит как вращение абсолютно твердого тела, т.е. $\Omega = \text{const}$, тогда уравнение (8.10) обращается в тождество и единственным уравнением, описывающим поле, будет уравнение Пуассона. При условии, что поле $\mathbf{g}$ является градиентным с потенциалом $\phi$, приходим к классической теории тяготения Ньютона с тем отличием, что плотность массы включает в себя добавочный эффект, связанный с зависимостью $\zeta(R)$ от $R$. Существенное отличие теории от классической возникает в случае переменных во времени полей.

### *8.3. Нестационарные решения*

Для анализа нестационарных полей, проинтегрируем уравнения для $a(r,z,t)$ и $b(r,z,t)$. Полагая $R_0 = \text{const}$ и вводя переменную $\xi = R/R_0$, для функций $a$ и $b$ находим:

$$
a(r,z,t) = P(\xi)a_0(r,z), \quad b(r,z,t) = P(\xi)b_0(r,z).
$$

Здесь $a_0(r,z)$ и $b_0(r,z)$ - постоянные интегрирования по $t$, и введено обозначение:

$$
P(\xi) = \xi^3\sqrt{1+\xi^2}, \quad P'(\xi) = 3\frac{1}{\xi}\zeta(\xi)P(\xi).
$$

Соотношение (8.7) перепишем в виде:

$$
\begin{aligned}
\rho_D &= \frac{m_0}{3\zeta(R)}\Big(P(\xi)f_1 + P'(\xi)\Big(\frac{z}{r}\xi_r a_0 + \xi_z a_0 + b_0\xi_r r + b_0\xi_z z\Big)\Big) = \\
&= \frac{m_0}{3}\Big[Q(\xi)f_1 + \xi P'(\xi)\Big[a_0(\frac{z}{r}\mu_r + \mu_z) + b_0(\mu_r r + z\mu_z)\Big)\Big].
\end{aligned}
\tag{8.11}
$$

Здесь:

$$
Q(\xi) = \frac{P^2(\xi)}{\xi P'(\xi)}, \quad f_0(r,z) = a_{0,r}zr^{-1} + a_{0,z} + b_{0,r}r + b_{0,z}z + 3b_0.
$$

В совокупности система уравнений сводится к вычислению функции $\xi(r,z,t)$ и $c(r,z,t)$.

Заметим, что функция $c(r,z,t)$, характеризующая наличие составляющей ускорения вращения, не входит в другие уравнения системы и должна интегрироваться отдельно. Если рассматривать такое поле, которое имеет неизменную скорость вращения в поле переноса, то мы должны положить $c = 0$. Отсюда сразу следует, что должно выполняться соотношение (8.10), которое при условии $\Omega = \text{const}$ автоматически превращается в тождество.

Рассмотрим в качестве примеров упрощенные варианты полученной системы уравнений, связанные с некоторыми конкретными предположениями относительно функциональных параметров $a_0(r,z)$, $c_0(r,z)$, $f_0(r,t)$. Первый вариант соответствует условию $f_0 = 0$. В этом случае уравнения упрощаются и принимают такой вид:

$$
\frac{\partial}{\partial t}\left[\frac{\xi P'(\xi)}{\zeta(\xi)}\widehat{L}\phi\right] = 3P(\xi)\frac{\partial}{\partial t}\widehat{L}\phi + 3\mu\frac{\xi P'(\xi)}{\xi}\widehat{L}\phi. \tag{8.12}
$$

Здесь $\phi = \ln \xi$ и введен оператор:

$$\widehat{L} = za_0\Big(\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{z}\frac{\partial}{\partial z}\Big) + b_0\Big(r\frac{\partial}{\partial r} + z\frac{\partial}{\partial z}\Big)$$

Уравнение (8.12) приводится к следующей форме:

$$\frac{\partial}{\partial t}\widehat{L}\phi + \frac{\xi P'(\xi)}{P(\xi)}\frac{\dot{\xi}}{\xi}\widehat{L}\phi = 3\frac{\partial}{\partial t}\widehat{L}\phi + 3\mu\widehat{L}\phi.$$

или

$$\frac{\partial}{\partial t}\widehat{L}\phi = \frac{1}{2}\mu\Big(\zeta(\xi) - 3\Big)\widehat{L}\phi.$$

Это уравнение интегрируется с помощью замены переменных. Учитывая $\mu = \dot{\xi}/\xi$, имеем:

$$\frac{\partial}{\partial \xi}\ln\widehat{L}\phi = \frac{1}{2\xi}\Big(\zeta(\xi) - 3\Big).$$

Отсюда:

$$\ln\widehat{L}\phi = \frac{1}{2}\ln\Big(\xi^3\sqrt{1+\xi^2}\Big) - \frac{3}{2}\ln\xi + \ln D_0(r,z)$$

или

$$\Big[za_0\Big(\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{z}\frac{\partial}{\partial z}\Big) + b_0\Big(r\frac{\partial}{\partial r} + z\frac{\partial}{\partial z}\Big)\Big]\ln\xi = D_0(r,z)(1+\xi^2)^{1/4}. \tag{8.13}$$

Функция $D_0(r,z)$ - постоянная интегрирования по $\xi$.

В случае $f_0 \neq 0$ уравнение (8.12) можно записать в форме:

$$\frac{\partial}{\partial t}\widehat{L}\phi + \frac{\xi P'(\xi)}{P(\xi)}\frac{\dot{\xi}}{\xi}\widehat{L}\phi = 3\frac{\partial}{\partial t}\widehat{L}\phi + 3\mu\widehat{L}\phi + \mu\left(\frac{3Q(\xi) - Q'(\xi)}{P(\xi)}\right)f_0(r,t).$$

Это уравнение приводится к виду:

$$\frac{\partial}{\partial \xi}\widehat{L}\phi = \frac{1}{2\xi}\Big(\zeta(\xi) - 3\Big)\widehat{L}\phi + \left(\frac{Q'(\xi) - 3Q(\xi)}{P(\xi)}\right)f_0(r,t). \tag{8.14}$$

Это уравнение интегрируется относительно $\widehat{L}\phi$ как линейное неоднородное уравнение первого порядка. Общее решение относительно $\widehat{L}\phi$ можно записать в следующей форме:

$$\widehat{L}\ln\xi = (1+\xi^2)^{1/4}\left(D_0(r,z) + f_0(r,z)\int\left(\frac{Q'(\xi) - 3Q(\xi)}{\xi(1+\xi^2)^{1/4}P(\xi)}\right)d\xi\right) \tag{8.15}$$

Интегрирование уравнений (8.13) и (8.15) возможно при заданных функциях $D_0(r,z)$, $a_0(r,z)$ и $b_0(r,z)$.

Как видно из полученных решений, зависимость от времени полученных решений определяется целиком зависимостью от $R(r,t)$ и, как следствие, от $\mathcal{F}$. Решение также определяется набором постоянных по времени величин, определяющихся начальным распределением плотности, угловой скорости и компонентами поля $\mathbf{g}(\mathbf{x},0)$. Поэтому полное решение задачи о динамике полей можно получить лишь при включении в теорию уравнений для поля $\mathcal{F}$. После этого полученные «универсальные» решения будут давать и решение динамики полей.

## 9. Заключительные замечания к Части III

Выведенные уравнения динамики фундаментальных полей основываются на общих свойствах одной функции $\mathcal{F}$ и представляют собой тождества, обусловленные аналитической и топологической структурой этой функции и связанных с ней геометрических маркеров. Присутствие в этой системе тождеств в форме уравнений индукции полей $\mathbf{D}$ и $\mathbf{g}$ показывает, что известные нам электродинамика Максвелла и теория тяготения Ньютона с небольшими дополнениями фактически являются отражением общих свойств геометрии плоской гиперповерхности трех измерений, вложенной в четырехмерное пространство. Именно это делает предлагаемую теорию важным претендентом на построение объединенной теории полей и взаимодействий. Для полного замыкания теории требуется ввести в нее уравнение для функции $\mathcal{F}$, которая целиком определяет геометрию пространства. Эта информация должна быть получена из анализа экспериментальных данных. Однако пока не совсем ясно, какие именно данные должны стать решающим звеном в построении теории. Дело в том, что большинство важных закономерностей, связанных с наблюдаемыми явлениями, описываются именно выведенными соотношениями в данной и предыдущих частях работы. Поэтому необходимы дополнительные соображения, которые могут помочь понять, какого типа уравнения должны соответствовать $\mathcal{F}$. Дополнительным блоком информации, который может дать полезные сведения о недостающем уравнении, может служить классификация структур топологических ячеек, которые допускаются данной теорией. Сопоставление такой информации с реальными объектами, например, элементарными частицами, может дать основания для выбора того или иного уравнения или принципа для его выбора. Частично такая работа была проведена в [1,4].

## 10. Приложение. Вычисления в сферических координатах маркеров

Вычислим поле $\mathsf{K}$ в сферических координатах на декартовой карте геометрических маркеров. Имеем:

$$\mathcal{K}^\alpha = |J|\frac{\partial x^\alpha}{\partial e^{(a)}}e^{(a)} = \sum_{a=1}^{3}\frac{\partial x^\alpha}{\partial e^{(a)}}\frac{\partial x^\beta}{\partial e^{(a)}}\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial x^\beta} = \gamma^{\alpha\beta}\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial x^\beta}.$$

Матрица $\partial x^\alpha/\partial e^{(a)}$ обратна матрице $\partial e^{(a)}/\partial x^\alpha$, поэтому

$$\frac{\partial x^\alpha}{\partial e^{(a)}} = \frac{1}{|J|}\varepsilon_{abc}\Big[\nabla e^{(b)}\times\nabla e^{(c)}\Big]^\alpha.$$

Отсюда

$$\mathcal{K}^\alpha = \varepsilon_{abc}\Big[\nabla e^{(b)}\times\nabla e^{(c)}\Big]^\alpha e^{(a)}. \tag{10.1}$$

Маркеры в сферических координатах имеют вид:

$$e^{(1)} = R\sin\Theta\cos\Phi,\quad e^{(1)} = R\sin\Theta\sin\Phi,\quad e^{(3)} = R\cos\Theta$$

Проводя простые вычисления:

$$\begin{aligned}
\nabla e^{(1)} &= \nabla R\sin\Theta\cos\Phi + R\cos\Theta\cos\Phi\nabla\Theta - R\sin\Theta\sin\Phi\nabla\Phi,\\
\nabla e^{(2)} &= \nabla R\sin\Theta\sin\Phi + R\cos\Theta\sin\Phi\nabla\Theta + R\sin\Theta\cos\Phi\nabla\Phi,\\
\nabla e^{(3)} &= \nabla R\cos\Theta - R\sin\Theta\nabla\Theta.
\end{aligned}$$

Подставляя эти соотношения выражение для $\mathsf{K}$, находим:

$$\mathsf{K} = \Big[\nabla e^{(1)}\times\nabla e^{(2)}\Big]e^{(3)} + \Big[\nabla e^{(2)}\times\nabla e^{(3)}\Big]e^{(1)} + \Big[\nabla e^{(3)}\times\nabla e^{(1)}\Big]e^{(2)} = R^3\sin\Theta\Big[\nabla\Theta\times\nabla\Phi\Big].$$

Отсюда следует соотношение (5.3). Проводя аналогичные вычисления для якобиана $J$, получаем следующее полезное выражение его в сферических координатах маркеров:

$$J = R^2\sin\Theta\Big(\nabla R, \Big[\nabla\Theta\times\nabla\Phi\Big]).$$

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Zhuravlev V.M. A topological interpretation of quantum theory and elementary particle structure // Gravitation and Cosmology – 2011 – Vol. 17 – No. 3 – PP. 201–217.

2. Журавлев В.М. Геометрия, топология и физические поля (Часть I). Пространство, время и фундаментальные взаимодействия, 2014, вып. 4. С. 6–24. http://www.stfi.ru/ru/issues.htm.

3. Журавлев В.М. Геометрия, топология и физические поля. (Часть II). Масса и гравитация, 2014, вып. 4. С. 25–39. http://www.stfi.ru/ru/issues.html.

4. Журавлев В.М. Электродинамика с целочисленными зарядами, топология и структура элементарных частиц // Сб. Критич. технол. и фундамент. пробл. физики конденсир. сред – Ульяновск, УлГУ, 2001 – С.42–72.

Поступила в редакцию 01.10.2015

Журавлев Виктор Михайлович, д. ф.-м. н., профессор, кафедра Теоретической физики, Ульяновский государственный университет, 432017, Россия, г. Ульяновск, ул. Л.Толстого, 42.
E-mail: zhvictorm@gmail.com

***В. М. Журавлев***

**Geometry, topology and phiscal fields. Part III. Equation of induction of a fundamental fields**

*Keywords*: The equations of the induction electromagnetic and gravitational fields, variable gravitational field gravimagnetic field its own magnetic field particle

PACS: 02.40.-k, 03.65.-w, 04.50.Kd, 11.90.+t

In the third part of the work is a derivation of the equations of induction of fundamental fields as a direct consequence of the transport equation of geometric markers. I'll leave the induction equation of the electromagnetic and gravitational fields. Establishes a direct link between fundamental and magnetic fields and gravimagnetic fields induce electric and gravitational fields. Examples of analysis of solutions of these equations for the simple structures, in particular for rotating a simple topological cell. Condemned question describe the intrinsic magnetic field and the spin of particles in the proposed topological-geometrical approach.

REFERENCES

1. Zhuravlev V.M. A topological interpretation of quantum theory and elementary particle structure. *Gravitation and Cosmology*, 2011. Vol. 17. № 3. PP. 201–217.

2. Zhuravlev V.M. Geometriya, topologiya i pfysicheskie polya (Chast I). Elektrikal zarayd i elektromagnitnye polya. *Prostranstvo, vremya i phundamentalnye vzaimodeystvia*, 2014, vyp. 4. Pp. 6–24. http://www.stfi.ru/ru/issues.htm.

3. Zhuravlev V.M. Geometriya, topologiya i pfysicheskie polya (Chast II). Massa i gravitaciya. *Prostranstvo, vremya i phundamentalnye vzaimodeystvia*, 2014, vyp. 4. Pp. 25-p39. http://www.stfi.ru/ru/issues.html.

4. Zhuravlev V.M. Elektrodinamika s tcelochislennymi zaryadami, topologiay i struktura elementarnykh chastitc. *Sbornik "Kriticheckie tekhnologii i problemy fiziki kondensirovannykh sred"* , Ulyanovsk, Ulyanovsk State University, 2001. Pp. 42–72.

Received 01.10.2015

Zhuravlev Victor Mikhailovich, Doctor of Physics and Mathematics, Professor, Theoretical Physics department, Ulyanovsk State University, ul. Leo Tolstoy, 42, Ulyanovsk, 432017, Russia.
E-mail: zhvictorm@gmail.com