УРОК 4. ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ГРАВИТАЦИИ

В этом разделе построена и проанализирована модель гравитации (массодинамики) по аналогии с моделью электродинамики. Суть подхода состоит в реализации математической и физической аналогии электродинамики и гравитации. Поскольку уравнения электродинамики базируются на паре кватернионов, естественно рассмотреть модель гравитации, базирующуюся на тройке антикватернионов. Поскольку кватернионы и антикватернионы объединены в единую группу, успех этого шага дополнительно свидетельствовал бы о физическом единстве электромагнетизма и гравитации. Так должно быть согласно структурной модели частиц света. В них объединены в систему два объекта: электрически нейтральный пролон и гравитационно нейтральный элон. Но тогда теория гравитации должна как-то «вытекать» из теории электромагнитных явлений. Этот факт также удалось доказать. Структурная модель частиц света инициирует построение структурной модели гравитации. В рассматриваемом варианте гравитация выступает в роли тонкой материи, из которой, в частности, получаются частицы света. Тогда, обратно, теория электромагнитных явлений вытекает из теории гравитации.

Рассмотрим спинорную модель массодинамики в форме уравнений, ассоциированных с антикватернионами группы заполнения. При построении простейшей модели массодинамики используем аналогию с электродинамикой. Для этого, во-первых, введём через новые четырехпотенциалы $A_n(\mu)$ аналоги «электрических» $\vec{L} \approx \vec{E}$ и «магнитных» $\vec{K} \approx \vec{B}$» полей. Во-вторых, используем в качестве исходного шага уравнения для $\vec{L}, \vec{K}$ на паре антикватернионов (учитывая тот факт, что спинорная электродинамика построена в форме линейных уравнений на паре кватернионов). Рассмотрим в качестве начального шага уравнения

$$r^{ij} f_i \partial_j \phi^* + g^{ij} e_i \partial_j \phi = s.$$

Здесь

$$r^{ij} = diag(1,1,1,-1), g^{ij} = diag(1,1,1,1),$$

$$\partial_1 = \partial_x, \partial_2 = \partial_y, \partial_3 = \partial_z, \partial_0 = \pm i c_g \partial_t.$$

В матричном виде получим вариант модели с оператором времени $\partial_0 = -ic_g\partial_t$:

$$\left\{\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}\partial_x + \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix}\partial_y + \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{pmatrix}\partial_z + \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}\frac{i}{c_g}\partial_t\right\}\begin{pmatrix} L_x - iK_x \\ L_y - iK_y \\ L_z - iK_z \\ L_0 - iK_0 \end{pmatrix} +$$

$$\left\{\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}\partial_x + \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}\partial_y + \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}\partial_z + \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}\frac{(-i)}{c_g}\partial_t\right\}\begin{pmatrix} L_x + iK_x \\ L_y + iK_y \\ L_z + iK_z \\ L_0 + iK_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} s_x \\ s_y \\ s_z \\ s_0 \end{pmatrix}.$$

Получим уравнения в векторной форме:

$$-\partial_x\left(L_0 - iK_0\right) + \partial_y\left(L_z - iK_z\right) + \partial_z\left(L_y - iK_y\right) + \frac{i}{c_g}\partial_t\left(L_x - iK_x\right) +$$
$$+\partial_x\left(L_0 + iK_0\right) + \partial_y\left(L_z + iK_z\right) + \partial_z\left(L_y + iK_y\right) - \frac{i}{c_g}\partial_t\left(L_x + iK_x\right) = s_x,$$

$$\partial_x\left(L_z - iK_z\right) - \partial_y\left(L_0 - iK_0\right) + \partial_z\left(L_x - iK_x\right) + \frac{i}{c_g}\partial_t\left(L_y - iK_{yx}\right) +$$
$$+\partial_x\left(L_z + iK_z\right) + \partial_y\left(L_0 + iK_0\right) + \partial_z\left(L_x + iK_x\right) - \frac{i}{c_g}\partial_t\left(L_y + iK_y\right) = s_y,$$

$$\partial_x\left(L_y - iK_y\right) + \partial_y\left(L_x - iK_x\right) - \partial_z\left(L_0 - iK_0\right) + \frac{i}{c_g}\partial_t\left(L_z - iK_z\right) +$$
$$+\partial_x\left(L_y + iK_y\right) + \partial_y\left(L_x + iK_x\right) + \partial_z\left(L_0 + iK_0\right) - \frac{i}{c_g}\partial_t\left(L_z + iK_z\right) = s_z,$$
$$-\partial_x\left(L_x - iK_x\right) - \partial_y\left(L_y - iK_y\right) - \partial_z\left(L_z - iK_z\right) + \frac{i}{c_g}\partial_t\left(L_0 - iK_0\right) +$$
$$+\partial_x\left(L_x + iK_x\right) + \partial_y\left(L_y + iK_y\right) + \partial_z\left(L_z + iK_z\right) - \frac{i}{c_g}\partial_t\left(L_0 + iK_0\right) = s_0.$$

Их можно записать компактно:

$$\partial_y L_z + \partial_z L_y + \frac{1}{c_g}\partial_t K_x = -i\partial_x K_0 + s_x, \partial_x L_z + \partial_z L_x + \frac{1}{c_g}\partial_t K_y = -i\partial_y K_0 + s_y,$$
$$\partial_x L_y + \partial_y L_x + \frac{1}{c_g}\partial_t K_z = -i\partial_z K_0 + s_z, \partial_x K_x + \partial_y K_y + \partial_z K_z = \frac{i}{c_g}K_0 + s_0.$$

Введем дифференциальный оператор:

$$rat\vec{L} = \begin{Bmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ \partial_x & \partial_y & \partial_z \\ L_x & L_y & L_z \end{Bmatrix} = \vec{i}\left(\partial_y L_z + \partial_z L_y\right) + \vec{j}\left(\partial_x L_z + \partial_z L_x\right) + \vec{k}\left(\partial_x L_y + \partial_y L_x\right).$$

Он позволяет представить эти уравнения в векторном виде, формально аналогичном уравнениям электродинамики Максвелла:

$$rat\vec{L} = -\frac{1}{c_g}\partial_t \vec{K} - igradK_0 + \vec{s}, div\vec{K} = \frac{i}{c_g}K_0 + s_0.$$

При использовании оператора времени $\partial_0 = ic_g\partial_t$ мы получим уравнения

$$rat\vec{L} = \frac{1}{c_g}\partial_t \vec{K} - igradK_0 + \vec{s}, div\vec{K} = -\frac{i}{c_g}K_0 + s_0.$$

Чтобы достичь большего сходства с электродинамикой, рассмотрим частный случай с $K_0 = const = 0, \vec{s} = 0, s_0 = 0$. Получим уравнения

$$rat\vec{L} = \mp\frac{1}{c_g}\partial_t \vec{K}, div\vec{K} = 0.$$

В электродинамике в силу антисимметричности тензоров для полей и индукций у них отсутствуют диагональные элементы. Для симметричного тензора массодинамики их нужно как-то учесть. Используем для этого третий антикватернион, образующий подгруппу диагональных матриц Картана c^i в группе $SL(4,C)$. Будем рассматривать диагональные элементы симметричных тензоров независимо. Для этого используем проекционные матрицы:

$$\Pi^0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \Pi^1 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \Pi^2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \Pi^0 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Они сконструированы из матриц Картана $c^i, i = 0,1,2,3$ в виде:

$$\Pi^1 = 0,25\left(c_0 + c^1 + c^2 + c^3\right), \Pi^2 = 0,25\left(c_0 - c^1 + c^2 - c^3\right),$$
$$\Pi^1 = 0,25\left(c_0 + c^1 - c^2 - c^3\right), \Pi^0 = 0,25\left(c_0 - c^1 - c^2 + c^3\right).$$

Их можно записать в виде формул:

$$\Pi^k = \xi_{ij}(k)c^i c^j, \xi_{ij}(k) \Rightarrow c^k.$$

Здесь

$$c^0 = E = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, c^1 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}, c^2 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}, c^3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Применим их таким образом, чтобы система дифференциальных уравнения допускала «волновые» уравнения для четырехпотенциала массодинамики $A_n(\mu)$. Рассмотрим *дополнение* предыдущих уравнений новыми слагаемыми:

$$r^{ij} f_i \partial_j \phi^* + g^{ij} e_i \partial_j \phi + 2\Pi^i \Pi^j \partial_i \partial_j A(\mu) = s, A = column(A_1, A_2, A_3, A_0).$$

Пусть также, по аналогии с электродинамикой, $K_0 = L_0 = 0.$ Получим уравнения вида

$$rat\vec{L} = \mp \frac{1}{c_g} \partial_t \vec{K} - 2grad^2 \vec{A} + \vec{s}, div\vec{K} = \pm \frac{2}{c^2{}_g} \frac{\partial A_0}{\partial t} + s_0.$$

Здесь использован оператор

$$grad^2 \vec{A} = \vec{i}\,\partial_x^2 A_x + \vec{j}\,\partial_y^2 A_y + \vec{k}\,\partial_z^2 A_z.$$

Уравнения построены с использованием двух новых дифференциальных операторов: $rat\vec{L}, grad^2 \vec{A}.$ Их нет в электродинамике, они не использовались в других разделах физики. Мы получаем некую качественно новую физическую модель. Выполним ее начальный анализ. Обратим внимание на возможные новые физические следствия.

$$\partial_y L_z + \partial_z L_y \pm \frac{1}{c_g} \partial_t K_x = -2\partial^2{}_x A_x + s_x, \partial_x L_z + \partial_z L_x \pm \frac{1}{c_g} \partial_t K_y = -2\partial^2{}_y A_y + s_y,$$
$$\partial_x L_y + \partial_y L_x \pm \frac{1}{c_g} \partial_t K_z = -2\partial^2{}_z A_z + s_z, \partial_x K_x + \partial_y K_y + \partial_z K_z = s_0.$$

Проанализируем структуру полученной модели. В декартовой системе координат введём симметричный тензор (он не связан пока с известными теориями гравитации):

$$\phi_{kl}(\mu) = \partial_k A_l(\mu) + \partial_l A_k(\mu).$$

Запишем его в матричном виде:

$$\phi_{ij}\left(\mu\right)=\begin{pmatrix} 2\partial_x A_x & \partial_x A_y+\partial_y A_x & \partial_x A_z+\partial_z A_x & \partial_x A_0+\partial_0 A_x \\ \partial_x A_y+\partial_y A_x & 2\partial_y A_y & \partial_y A_z+\partial_z A_y & \partial_y A_0+\partial_0 A_y \\ \partial_x A_z+\partial_z A_x & \partial_y A_z+\partial_z A_y & 2\partial_z A_z & \partial_z A_0+\partial_0 A_z \\ \partial_x A_0+\partial_0 A_x & \partial_y A_0+\partial_0 A_y & \partial_z A_0+\partial_0 A_z & 2\partial_0 A_0 \end{pmatrix}=\begin{pmatrix} L^{11} & L_z & L_y & K_x \\ L_z & L^{22} & L_x & K_y \\ L_y & L_x & L^{33} & K_z \\ K_x & K_y & K_z & L^{00} \end{pmatrix}.$$

Введённые выше дифференциальные уравнения, которые претендуют на роль уравнений массодинамики, могут быть записаны через четырёхпотенциал. Так, например, из условия

$$\partial_y L_z+\partial_z L_y\pm\frac{1}{c}\partial_t K_x=-2\partial_x^2 A_x+s_x$$

следует уравнение

$$\partial_x\left(2\partial_x A_x\right)+\partial_y\left(\partial_x A_y+\partial_y A_x\right)+\partial_z\left(\partial_x A_z+\partial_z A_x\right)\pm\partial_0\left(\partial_x A_0+\partial_0 A_x\right)=s_x.$$

Из полной системы векторных уравнений, предлагаемых для описания гравитации, получим систему уравнений для четырёхпотенциала:

$$\nabla^2 A_x\pm\partial_0{}^2 A_x+\partial_x\left(div\vec{A}\pm\partial_0 A_0\right)=s_x,$$
$$\nabla^2 A_y\pm\partial_0{}^2 A_y+\partial_y\left(div\vec{A}\pm\partial_0 A_0\right)=s_y,$$

$$\nabla^2 A_z\pm\partial_0{}^2 A_z+\partial_z\left(div\vec{A}\mp\partial_0 A_0\right)=s_z,$$
$$\nabla^2 A_0\pm\partial_0{}^2 A_0+\partial_0\left(div\vec{A}\pm\partial_0 A_0\right)=s_0.$$

Примем калибровочное условие

$$div\vec{A}\pm\partial_0 A_0=const=0.$$

Для четырехпотенциала массодинамики получим уравнения, «аналогичные» используемым в электродинамике. Компоненты четырехпотенциала массодинамики подчинены «волновому» уравнению вида

$$\nabla^2 A_n\left(\mu\right)\pm\partial_0{}^2 A_n\left(\mu\right)=s_n, n=1,2,3,0.$$

Заметим, что для четырехметрики

$$\Gamma^{ij}\Rightarrow(\gamma^{ij}\left(1\right)=diag\left(1,1,1,1\right),\gamma^{ij}\left(-1\right)=diag\left(1,1,1,-1\right))$$

динамические уравнения массодинамики имеют тензорный вид:

$$\Gamma^{kl}\partial_k\partial_l A_n(\mu) = s_n,$$

$$\Gamma^{kl}\partial_k A_l = 0.$$

Такова простейшая возможность ожидаемого описания гравитации симметричным тензором, зависимым от четырёхпотенциала $A_n(\mu)$. Мы убедились в алгебраической и математической аналогии массодинамики и электродинамики. Обе модели задаются на основе четырёхпотенциалов $A_n(q), A_n(\mu)$. Антисимметричные и симметричные тензоры образуются из них по аналогичному закону. Уравнения записаны в спинорной форме на одной и той же группе заполнения. Напомним математическую структуру электродинамики Фарадея-Ампера. Уравнения

$$\partial_k F_{mn} + \partial_m F_{nk} + \partial_n F_{km} = 0, F_{mn} = \partial_m A_n - \partial_n A_m$$

для тензора электромагнитного поля

$$F_{mn} = \begin{pmatrix} 0 & B_z & -B_y & -iE_x \\ -B_z & 0 & B_x & -iE_y \\ B_y & -B_x & 0 & -iE_z \\ iE_x & iE_y & iE_z & 0 \end{pmatrix}$$

имеют векторный вид:

$$\begin{aligned}
&\partial_1 F_{23} + \partial_2 F_{31} + \partial_3 F_{12} = 0 \Rightarrow \partial_x B_x + \partial_y B_y + \partial_z B_z = 0, \\
&\partial_2 F_{30} + \partial_3 F_{02} + \partial_0 F_{23} = 0 \Rightarrow (-i)\left(\partial_y E_z - \partial_z E_y + \frac{1}{c}\frac{\partial B_x}{\partial t}\right), \\
&\partial_3 F_{01} + \partial_0 F_{13} + \partial_1 F_{30} = 0 \Rightarrow i\left(\partial_z E_x - \partial_x E_z + \frac{1}{c}\frac{\partial B_y}{\partial t}\right), \\
&\partial_0 F_{12} + \partial_1 F_{20} + \partial_2 F_{01} = 0 \Rightarrow (-i)\left(\partial_x E_y - \partial_y E_x + \frac{1}{c}\frac{\partial B_z}{\partial t}\right).
\end{aligned}$$

Они соответствуют выборке тройки несовпадающих индексов из четверки индексов. Векторный вид уравнений соответствует формулам

$$\nabla\times\vec{E}=-\frac{1}{c}\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}, div\vec{B}=0,$$

$$\nabla\times\vec{E}=\begin{vmatrix} i & j & k \\ \partial_x & \partial_y & \partial_z \\ E_x & E_y & E_z \end{vmatrix}=i\left(\partial_x E_y-\partial_y E_x\right)+\ldots,$$

$$\vec{B}=\nabla\times\vec{A},\vec{E}=\frac{1}{c}\frac{\partial\vec{A}}{\partial t}-\nabla\varphi.$$

При построении модели, способной совместно описывать электромагнитное и гравитационное поле, будем использовать не только математическую, но и физическую аналогию гравитации с электромагнетизмом.

С одной стороны, такая задача естественна для объектов, у которых есть как электрический, так и гравитационный заряд. В такой роли выступают, в частности, электрон и протон.

С другой стороны, мы получаем предпосылки для анализа поведения предзарядов, из которых образованы частицы света, так как, согласно ранее принятой гипотезе, электрические и гравитационные предзаряды по-разному изготовлены из одних и тех же ориентированных струн.

Покажем, что возможность искомого объединения следует из электродинамики. Рассмотрим уравнения Фарадея-Ампера:

$$Q_{kmn}=\partial_k F_{mn}+\partial_m F_{nk}+\partial_n F_{km}=0=\partial_{[k}F_{mn]}.$$

Так как

$$F_{mn}=\partial_m A_n-\partial_n A_m,$$

получим

$$\partial_k\left(\partial_m A_n-\partial_n A_m\right)+\partial_m\left(\partial_n A_k-\partial_k A_n\right)+\partial_n\left(\partial_k A_m-\partial_m A_k\right)\equiv 0.$$

Продифференцируем эти уравнения по производным с индексом, дополнительным тем индексам, по которым проводился цикл. Дополним их слагаемыми, сумма которых равна нулю. Получим

$$\partial_l(\partial_k\left(\partial_m A_n-\partial_n A_m\right)+\partial_m\left(\partial_n A_k-\partial_k A_n\right)+\partial_n\left(\partial_k A_m-\partial_m A_k\right))+\partial_k\partial_m\partial_n A_l-\partial_k\partial_m\partial_n A_l\equiv 0.$$

Их можно записать в другой форме:

$$\partial_k\partial_m(\partial_n A_l-\partial_l A_n)+\partial_m\partial_n(\partial_l A_k-\partial_k A_l)+\partial_n\partial_l(\partial_k A_m-\partial_m A_k)+\partial_l\partial_k(\partial_m A_n-\partial_n A_m)\equiv 0.$$

Получим систему циклических уравнений

$$\partial_k\partial_m F_{nl}+\partial_m\partial_n F_{lk}+\partial_n\partial_l F_{km}+\partial_l\partial_k F_{mn}=0.$$

Переставим индексы в этих уравнениях, учитывая, что тензор, описывающий электромагнитное поле, антисимметричен. Получим систему уравнений

$$\partial_m(\partial_k\Phi_{nl}-\partial_n\Phi_{kl})+\partial_l(\partial_n\Phi_{km}-\partial_k\Phi_{nm})=0.$$

Подставим в неё выражение для симметричного тензора, который предлагается использовать в качестве тензора напряжений гравитационного поля в тензорной теории гравитации, названной массодинамикой

$$G_{mn}=\partial_m B_n+\partial_n B_m.$$

Получим тождество

$$\partial_m(\partial_k(\partial_n B_l+\partial_l B_n)-\partial_n((\partial_k B_l+\partial_l B_k))+\partial_l(\partial_n(\partial_k B_m+\partial_m B_k)-\partial_k(\partial_n B_m+\partial_m B_n))\equiv 0.$$

Следовательно, рассматриваемая система уравнений в качестве решений даёт не только не только антисимметричный $F_{mn}(q,q)$, но и симметричный $F_{mn}(q,\mu)$ тензоры напряженности электромагнитного поля. Аналогично есть решения для антисимметричного $F_{mn}(\mu,q)$ и симметричного $F_{mn}(\mu,\mu)$ гравитационного поля. Решение, учитывающее все указанные возможности, имеет вид

$$\Phi_{mn}=\vec{i}\,\alpha F_{mn}(q,q)+\vec{j}\beta F_{mn}(q,\mu)+\vec{k}\gamma F_{mn}(\mu,q)+\vec{l}\,\delta F_{mn}(\mu,\mu).$$

Решение в форме суперпозиции симметричных и антисимметричных тензоров напряженности как электромагнитного, так и гравитационного полей является качественно новой чертой данной системы уравнений.

Мы имеем дело с системой дифференциальных уравнений третьего порядка для пары четырехпотенциалов, посредством которых задаются симметричные и антисимметричные тензоры электромагнитного и гравитационного полей.

Мы получили систему единых уравнений, пригодную для совместного описания электромагнитного и гравитационного полей. Эти поля заданы соответственно антисимметричным и симметричным тензорами.

Согласование с моделью Ньютона

Оставим ненулевой только четвертую компоненту четырехпотенциала. Отождествим величину s_0 с плотностью массы ρ. Получим уравнение Пуассона для гравитационного поля.

Поэтому начальная «волновая» модель массодинамики согласуется с теорией Ньютона.

Слово «волновая» взято в кавычки потому, что дифференциальный оператор второго порядка в массодинамике может иметь не только к гиперболический, но и эллиптический тип. Алгоритм вывода спинорных уравнений массодинамики учитывает это обстоятельство на основе выбора разных выражений для координаты времени и компонент четырехпотенциала $A_n(\mu)$.

Волновой оператор обычной теории гравитации является гиперболическим. Для него известны решения и поведение полей. Аналогичный волновой процесс хорошо изучен в электродинамике.

Однако в массодинамике есть принципиальное отличие от электродинамики: в ней возможны продольные колебания, так как гравитация представляется в этой теории через состояния и движения тонкой материи. По указанной причине массодинамика может быть «близка» к акустике. В рамках данной гипотезы видимый и звуковой макромир имеет свою аналогию в микромире. В этом случае физические объекты, имеющие электрический заряд и массу, могут не только порождать свет, но также создавать «звук».

Примем соответствие порождения и восприятия для физического объекта как пары фундаментальных дополнительных свойств физического мира. В упрощенной трактовке эта идея сводится, соответственно, к дополнительности поперечных и продольных колебаний физической среды, а также самих физических объектов. Следовательно, элементарные частицы будут реагировать на световую и на звуковую информацию на своём уровне материи. Это обстоятельство позволяет по-новому подойти к анализу, как структуры, так и взаимодействия элементарных частиц.

При моделировании массодинамики мы вправе использовать общее выражение для активной четырехметрики, полученное в электродинамике

$$\Gamma^{ij} = diag\left(1,1,1,w_g\right).$$

Оно зависит от динамической скалярной функции w_g. Её изменение делает возможным изменение сигнатуры четырёхметрики. В электродинамике движущихся это обстоятельство является ключом к пониманию релятивистских эффектов. Однако в электродинамике активная четырёхметрика применялась только в материальных уравнениях: связях между полями и индукциями.

В массодинамике возможна модель для дифференциальных уравнений, описывающих поля, учитывающая возможность изменения сигнатуры четырёхметрики.

Тогда возможны разные физические ситуации, сопровождающиеся изменением типа уравнений, описывающих явления. Такие ситуации встречаются в теории движения газов и жидкостей. Но так и должно быть, если физика гравитации базируется на движениях тонкой материи, ассоциированной с «грубой» материей.

Конечно, важно исследовать физические свойства такой материи, равно как и законы взаимодействия объектов, принадлежащих разным уровням материи.

Для эллиптического оператора меняется структура решений. Известно, что изменение сигнатуры приводит к потере устойчивости решений. Следовательно, массодинамика изначально содержит возможность модели, которая обладает свойствами потери устойчивости решений, характерной для динамического хаоса.

Если гравитация подчинена паре систем уравнений, принципиально различающихся по математической структуре, следует ожидать, что у гравитации есть пара принципиально различных физических свойств. Они могут проявляться в некоторых комбинациях, что дополнительно усложнит анализ.

Есть и другие специфические моменты. Действительно, рассмотрим решения в форме плоской волны для эллиптического уравнения вида

$$A_p = A_{p0} \exp\left\{i\left(\vec{k}\vec{r} - \omega t\right)\right\}.$$

По стандартной методике получим дисперсионное уравнение

$$k^2 + \frac{\omega^2}{c_g^2} = 0.$$

Из него следует, что уравнения массодинамики для первого четырехпотенциала обладают свойством задавать мнимую скорость для гравитационного взаимодействия:

$$c_g = \pm i \frac{\omega}{k}.$$

Мы приняли точку зрения, что мнимые величины свидетельствуют о «внутренних» движениях. Тогда из простейшей модели гравидинамики следует, что у гравитации могут быть практически необнаружимые внешние движения и скрытое изменение внутреннего состояния. Таким может быть поведение конструкций, ассоциированных с массами. В частности, это могут быть некоторые периодические изменения в структуре масс и тех элементов, из которых они изготовлены. По этой причине анализируемые процессы и состояния могут быть сложны для измерения.

«Слабость» гравитации может оказаться иллюзорной потому, что для нее могут быть более важны внутренние движения, а внешние проявления могут быть достаточно малы. Более того, внутренние движения могут реализоваться в тонкой материи, а внешние проявления будут иметь место в грубой материи. Принимая аналогию в устройстве и поведении макро и микромира, мы вправе использовать накопленный опыт для анализа поведения микромира. Для этого могут быть недостаточны используемые экспериментальные средства. Однако математическое исследование способно дать новый импульс в исследовании и понимании микромира.

Согласование с моделями гравитации Эйнштейна и Логунова

Рассмотрим систему уравнений массодинамики для первого четырехпотенциала без учета конвективных движений в виде

$$\gamma^{kl} \partial_k \partial_l A_p = 0, \gamma^{kl} \partial_k A_l = 0.$$

Покажем, что из неё следует релятивистская модель гравитации Логунова. Выразим четырехпотенциал гравидинамики $A_p(g)$ через четырехскорость праматерии u^s и новую переменную - симметричный тензор второго ранга $\sigma_{ps}, \sigma = \det|\sigma_{ps}|$. Он согласован с тензором энергии-импульса праматерии. Пусть

$$A_p = \sigma_{ps}\sqrt{-\sigma}\,\frac{u^s}{\sqrt{-\sigma}} = \tilde{\sigma}_{ps}\hat{u}^s.$$

Тогда

$$\gamma^{kl}\partial_k\partial_l A_p = \gamma^{kl}\partial_k\partial_l\left(\tilde{\sigma}_{ps}\hat{u}^s\right) = \left(\gamma^{kl}\partial_k\partial_l\tilde{\sigma}_{ps}\right)\hat{u}^s + 2\gamma^{lk}\partial_l\tilde{\sigma}_{ps}\partial_k\hat{u}^s + \tilde{\sigma}_{ps}\gamma^{kl}\partial_k\partial_l\hat{u}^s.$$

Примем предположения:

- поведение праматерии согласовано со свойствами грубой материи, в частности, с тензором энергии-импульса материи $\tilde{T}_{ps}$ (алгоритм позволяет учесть дополнительно тензор энергии-импульса самого гравитационного поля $\tilde{T}_{ps}(g)$),
- зададим сумму конвективных и волновых движений праматерии условием

$$2\gamma^{lk}\partial_l\tilde{\sigma}_{ps}\partial_k\hat{u}^s + \tilde{\sigma}_{ps}\gamma^{kl}\partial_k\partial_l\hat{u}^s = (k\tilde{T}_{ps} + \varepsilon\tilde{\sigma}_{ps})\hat{u}^s.$$

Получим уравнения массодинамики, согласованные с поведением праматерии:

$$\gamma^{kl}\partial_k\partial_l\tilde{\sigma}_{ps} = k\tilde{T}_{ps} + \varepsilon\tilde{\sigma}_{ps}.$$

Найдем дополнительные ограничения, которые следуют из калибровочных условий:

$$\gamma^{kl}\partial_k A_l = \gamma^{kl}\partial_k\left(\tilde{\sigma}_{ls}\hat{u}^s\right) = \left(\gamma^{kl}\partial_k\tilde{\sigma}_{ls}\right)\hat{u}^s + \tilde{\sigma}_{ls}\gamma^{kl}\partial_k\hat{u}^s = 0.$$

Если

$$\tilde{\sigma}_{ls}\gamma^{kl}\partial_k\hat{u}^s = \tilde{\chi}_s\hat{u}^s,$$

то

$$\gamma^{kl}\partial_k\tilde{\sigma}_{ls} = \tilde{\chi}^s.$$

В предлагаемой системе уравнений массодинамики кроме анализа «метрического тензора» проводится расчет поведения праматерии. Ее поведение зависит от многих факторов: от поведения массивных тел, от состояния гравитационного излучения…

Эта модель является новой по ряду признаков. Она двухуровневая. У нее есть возможности, не учитываемые в обычных моделях гравитации. Кроме этого, в ней «метрический тензор» или физическое тензорное поле являются частью общей конструкции в массодинамике. Простейшая тензорная модель массодинамики, учитывающая движение праматерии, зависящее от массивных тел, имеет вид:

$$\gamma^{kl}\partial_k\partial_l\tilde{\sigma}_{ps} = k\tilde{T}_{ps} + \varepsilon\tilde{\sigma}_{ps}, \gamma^{kl}\partial_k\tilde{\sigma}_{ls} = \chi_s,$$

$$2\gamma^{lk}\partial_l\tilde{\sigma}_{ps}\partial_k\hat{u}^s + \tilde{\sigma}_{ps}\gamma^{kl}\partial_k\partial_l\hat{u}^s = (k\tilde{T}_{ps} + \varepsilon\tilde{\sigma}_{ps})\hat{u}^s,$$

$$\tilde{\sigma}_{ls}\gamma^{kl}\partial_k\hat{u}^s = \tilde{\chi}_s\hat{u}^s.$$

Введем контрвариантные компоненты используемых тензоров по правилу

$$\tilde{\sigma}_{ps} = \lambda_{pr}\lambda_{sq}\tilde{\sigma}^{rq}, \tilde{T}_{ps} = \lambda_{pr}\lambda_{sq}\tilde{T}^{rq}.$$

Пусть $\lambda_{ij} = const$. Указанные выше уравнения преобразуются в систему вида

$$\gamma^{kl}\partial_k\partial_l\tilde{\sigma}^{ps} = k\tilde{T}^{ps} + \varepsilon\tilde{\sigma}^{ps},$$

$$\gamma^{kl}\partial_k\delta_{lp}\tilde{\sigma}^{ps} = \tilde{\chi}^s,$$

$$2\gamma^{lk}\partial_l\tilde{\sigma}_{ps}\partial_k\hat{u}^s + \tilde{\sigma}_{ps}\gamma^{kl}\partial_k\partial_l\hat{u}^s = (k\tilde{T}_{ps} + \varepsilon\tilde{\sigma}_{ps})\hat{u}^s,$$

$$\tilde{\sigma}_{ls}\gamma^{kl}\partial_k\hat{u}^s = \tilde{\chi}_s\hat{u}^s.$$

Они обобщают систему уравнений релятивистской теории гравитации. Мы используем в ней систему четырехметрик, гравитационные явления зависят от поведения праматерии. К таким выводам мы приходим, используя только один тензор для полей гравитации в данной модели массодинамики. Однако мы не учли тензор индукций в массодинамике, который подчинен, как показано выше, более сложным уравнениям, чем уравнения для полей. В любом случае предлагаемая модель массодинамики качественно отлична от моделей, используемых ранее в физике. Поскольку релятивистская теория гравитации не только согласуется с подходом и моделью Эйнштейна, а развивает и обобщает ее, предлагаемая простая модель массодинамики содержит в себе в частном случае теорию гравитации Эйнштейна.

Учет материальных тел, как это уже обнаружено в теории электрона и в гидродинамической модели микродинамики, может и должен выполняться через конструирование правых частей предлагаемых уравнений. Однако это только одна возможность. Есть и другие возможности. Поскольку материя многоуровневая, требуется задавать структурные и динамические уравнения для каждого уровня материи. Затем их нужно согласовывать друг с другом. Такие задачи не решались физиками. К ним подойти нужно со всем вниманием и осторожностью. Из общих соображений следует, что простой вариант массодинамики значительно выходит за рамки стандартной классической релятивистской теории гравитации.

Обратимся к релятивистской теории гравитации Логунова. В его модели введено соответствие

$$g_{rl} = \sqrt{-\gamma}\gamma_{rl} + \sqrt{-\gamma}\varphi_{rl}.$$

Здесь $\gamma = Det\gamma_{rl}, \gamma_{rl} = diag(1,1,1,-1)$ – метрика Минковского, φ_{rl} - тензорное физическое поле гравитации.

Поскольку поля инерции могут и должны быть присущи любому материальному объекту (а «поля» относятся к таким объектам), то и гравитационное поле тоже владеет инерцией и тяготением. Поэтому может и должна быть пара тензорных физических полей, что обнаруживается при построении массодинамики по аналогии с электродинамикой. В электродинамике эффекты инерции скрыты из-за тождественного выполнения первой пары уравнений электродинамики при переходе к четырехпотенциалам. Но они учитываются во второй паре уравнений через связи между полями и индукциями. В случае пространства постоянной кривизны метрика инерции подчинена уравнениям

$$R_{ij} - \frac{1}{2}\Omega_{ij}R = 0.$$

Логунов показал, что уравнения релятивистской теории гравитации приводят к формальному соответствию с теорией гравитации Эйнштейна, хотя физические их основы и выводы во многом различаются. В этом случае «эффективная» метрика будет подчинена уравнениям

$$R_{ij} - \frac{1}{2}\Omega_{ij}R = \kappa T_{ij}.$$

В силу указанных обстоятельств мы вправе ожидать, с общих позиций анализа, что простейшая модель массодинамики представляет собой дальнейшее развитие известных моделей гравитации. Аналогия с электродинамикой может облегчить понимание физических ситуаций в гравитации и, по-видимому, стимулирует создание технических устройств, пригодных для новой физической практики.

Предложенная модель является простейшей. Происходит это по многим причинам. Во-первых, не детализирован тензор напряжений праматерии и ее составляющие. Поскольку мы выделили систему базовых физических объектов и допускаем существование большого количества изделий, изготовленных из них, указанные выше величины будут зависеть от всех физических слагаемых. Во-вторых, следует учесть всю систему ранговых движений: размеры, скорости, ускорений и т.п. В частности, требует усложнения зависимость 4-потенциала массодинамики от всей совокупности обозначенных величин и их свойств. Например, можно рассмотреть выражение

$$A_k(g) = a_s \sigma_{kl}{}^{sp} v_p^l + b_s \kappa_{kl}{}^{sp} v_p^l.$$

Здесь индекс s выражает ранг учитываемого движения, индекс p выражает тип микрообъекта, принадлежащего тонкой материи (открытые или замкнутые струны, электрические или гравитационные предзаряды…). Тензоры $\sigma_{kl}^{sp}, \kappa_{kl}^{sp}$ - задают слагаемые напряжений в тонкой материи, обусловленные наличием разных объектов, изготовленных из неё. В-третьих, нужно решить проблему замыкания уравнений для тонкой материи, решение которой станет возможным после достаточно сложной экспериментальной работы. В-четвёртых, нами принята концепция тонкой материи. Она наполняется новым физическим содержанием в рамках концепции трансфинитности материи. Речь идет о системе уровней материи и об алгоритмах их учета на практике.

В частности, требуется выполнить согласование структур и активностей любого изделия, изготовленного из материи разных уровней.

К новой феноменологической теории гравитации

Многоуровневость материи позволяет по-новому подойти к известной информации о поведении объектов. Так, закон взаимодействия масс допускает новую интерпретацию в модели гравитации, базирующейся на концепции тонкой материи.

Из проведенного ранее анализа взаимосвязи уравнений микромира и макромира следует, что в атомах и молекулах тонкая материя «покоится». Это обстоятельство позволяет предположить, что движущаяся тонкая материя распределяется между грубой материей.

Примем точку зрения, что она концентрируется за пределами макроскопических тел. Пусть плотность тонкой материи, индуцированная массой M, подчинена закону

$$n = n(M)\ln(r + r_a), n(M) = \kappa M, r_0 \le \varepsilon .$$

Пусть сила, действующая на массу m, зависит не только от градиента плотности тонкой материи, но и от качества силовых линий, связывающих тела и управляемых некоторой функцией Φ. Рассмотрим вариант, когда

$$\vec{F} = \alpha \cdot m\Phi \frac{dn}{d\vec{r}}, \Phi(r + r_b) = \beta = const..$$

Тогда получим обобщение закона Ньютона для гравитационного взаимодействия масс:

$$\vec{F} = \gamma \frac{Mm}{(r + r_a)(r + r_b)} \vec{s} \cong \gamma \frac{mM}{r^2} \vec{s}.$$

Принятив гипотезу, что плотность тонкой материи растет по мере удаления от грубой материи, мы приходим к наглядной физической модели гравитации. Физический механизм гравитации состоит в том, что плотная тонкая материя «толкает» грубые материальные тела в сторону менее плотной тонкой материи.

Говоря о качестве гравитационных силовых линий, связывающих тела, имеющие массу, друг с другом, мы принимаем механическую аналогию со структурой электростатического поля, заданной системой электрических силовых нитей. В силу указанных обстоятельств электроны и протоны могут иметь пару систем силовых линий: электрического и гравитационного типа.

При анализе взаимодействия тел мы обязаны принять в расчет их структуру и специфику их взаимодействия между собой.

На простейшем примере учтём указанные факторы. Пусть масса M расположена на расстоянии r от массы m.

Введем нормированную плотность тонкой материи, выражая ее через систему её изделий, в виде, косвенно учитывающем указанные свойства:

$$n = a\sqrt{M}\left(\ln(r + r_0) + \frac{b}{r + r_b} + \frac{c}{(r + r_c)^2}\right).$$

Первое слагаемое считаем главным членом, «константы» b, c малы. Рассмотрим, например, закон взаимодействия для масс вида

$$\vec{F} = \alpha \cdot m\left(\frac{dn}{dr}\right)^2 \frac{\vec{r}}{r}.$$

Получим выражение

$$\vec{F} = \alpha^2 amM\left(\frac{1}{(r + r_0)} - \frac{b}{(r + r_b)^2} - \frac{2c}{(r + r_c)^3}\right)^2 \frac{\vec{r}}{r}.$$

Отметим, что сила обладает уникальными свойствами для малых значений r. Это обстоятельство может сыграть важную роль в анализе динамике Солнца. Величины α, a, b, r_0, r_b следует выбирать, используя экспериментальные данные. Полученный закон выражает, в частности, известные эмпирические факты, присущие гравитации. Для движения планет они установлены Ньютоном в форме

$$\vec{F} = \gamma \frac{mM}{r^3}\vec{r}.$$

Для смещения перигелия планет можно получить закон

$$\vec{F}^* = \sigma \frac{mM}{r^4}\vec{r}.$$

Следуя анализу, проведенному для частиц света, они образованы из тонкой материи. Электрические заряды также образованы из тонкой материи и они порождают электромагнитное излучение.

При аналогии гравитации с электромагнетизмом аналогичная точка зрения пригодна для гравитационного излучения. Возможны тогда частицы гравитационного излучения, изготовленные из тонкой материи. Покажем, что предложенная наглядная модель гравитационных явлений указывает вариант уточнения общей теории в форме спинорной массодинамики. В ней тензор гравитационного поля выражен в форме

$$F_{mn} = \partial_m A_n + \partial_n A_m .$$

Четырехпотенциал $A_n(\mu)$ выражен через тензор напряжений тонкой материи и её четырехскорость в форме $A_n(\mu) = \sigma_{np} v^p$. В этом варианте массодинамика имеет **механическое представление**. Понятно, что аналогично можно рассматривать **и электродинамику**. Для скалярного потенциала имеем зависимость $\varphi = \sigma_{0p} v^p$. С другой стороны, следуя эмпирической модели, получим

$$\varphi = \sqrt{M}\,\frac{dn}{dr} .$$

Следовательно, тензор напряжений может иметь связь с градиентом плотности тонкой материи

$$\sigma_{kp} = \kappa_{kp}^{rs} \frac{dn_s}{dQ^r} .$$

Величина Q^r не обязана быть метрикой, она может быть некоторым метрическим функционалом, учитывающим тонкости гравитационного взаимодействия.

Перспективы объединения электромагнетизма и гравитации

Модель частицы света в форме объединения в систему базовых объектов – баронов – инициирует построение модели, в которой гравитационные предзаряды описываются согласованно с электрическими предзарядами. С математической точки зрения нам нужны уравнения, посредством которых описываются как электрические, так и гравитационные явления.

В таком варианте мы пытаемся объединить и совместно рассматривать абелево калибровочное поле и тензорное поле, которое не является калибровочным. По этой причине речь идет об исследовании простейших «несовместимых» структур. При успехе желаемого объединения речь может идти о построении в перспективе аналогичной модели для неабелевых полей.

Проанализируем объединение пары указанных явлений на основе использования системы уравнений вида

$$\partial_m\left(\partial_k\Phi_{nl}-\partial_n\Phi_{kl}\right)+\partial_l\left(\partial_n\Phi_{km}-\partial_k\Phi_{nm}\right)=0.$$

Она порождает обобщенные уравнения электродинамики Максвелла:

$$\partial_0\left(\partial_3\Phi_{12}-\partial_1\Phi_{32}\right)+\partial_2\left(\partial_1\Phi_{30}-\partial_3\Phi_{10}\right)=0\rightarrow\ \partial_0 div\vec{B}+\partial_y\left(\partial_x E_z-\partial_z E_x-\partial_0 B_y\right)=0,$$
$$\partial_0\left(\partial_3\Phi_{21}-\partial_2\Phi_{31}\right)+\partial_1\left(\partial_2\Phi_{30}-\partial_3\Phi_{20}\right)=0\rightarrow-\partial_0 div\vec{B}+\partial_x\left(\partial_y E_z-\partial_z E_y+\partial_0 B_x\right)=0,$$
$$\partial_0\left(\partial_1\Phi_{23}-\partial_2\Phi_{13}\right)+\partial_3\left(\partial_2\Phi_{10}-\partial_1\Phi_{20}\right)=0\rightarrow\ \partial_0 div\vec{B}+\partial_z\left(\partial_y E_x-\partial_x E_y-\partial_0 B_z\right)=0,$$

$$\partial_1\left(\partial_2\Phi_{00}-\partial_0\Phi_{20}\right)+\partial_0\left(\partial_0\Phi_{21}-\partial_2\Phi_{01}\right)=0\rightarrow\partial_0\left(-\partial_x E_y-\partial_0 B_z+\partial_y E_x\right)=0,$$
$$\partial_2\left(\partial_1\Phi_{00}-\partial_0\Phi_{10}\right)+\partial_0\left(\partial_0\Phi_{12}-\partial_1\Phi_{02}\right)=0\rightarrow\partial_0\left(-\partial_y E_x+\partial_0 B_z+\partial_x E_y\right)=0,$$
$$\partial_1\left(\partial_3\Phi_{00}-\partial_0\Phi_{30}\right)+\partial_0\left(\partial_0\Phi_{31}-\partial_3\Phi_{01}\right)=0\rightarrow\partial_0\left(-\partial_x E_z+\partial_0 B_y+\partial_z E_x\right)=0,$$
$$\partial_3\left(\partial_1\Phi_{00}-\partial_0\Phi_{10}\right)+\partial_0\left(\partial_0\Phi_{13}-\partial_1\Phi_{03}\right)=0\rightarrow\partial_0\left(-\partial_z E_y-\partial_0 B_y+\partial_x E_z\right)=0,$$
$$\partial_2\left(\partial_3\Phi_{00}-\partial_0\Phi_{30}\right)+\partial_0\left(\partial_0\Phi_{32}-\partial_3\Phi_{02}\right)=0\rightarrow\partial_0\left(-\partial_y E_z-\partial_0 B_x+\partial_z E_y\right)=0,$$
$$\partial_3\left(\partial_2\Phi_{00}-\partial_0\Phi_{20}\right)+\partial_0\left(\partial_0\Phi_{23}-\partial_2\Phi_{03}\right)=0\rightarrow\partial_0\left(-\partial_z E_y+\partial_0 B_x+\partial_y E_z\right)=0,$$

$$\partial_0\left(\partial_2\Phi_{11}-\partial_1\Phi_{21}\right)+\partial_1\left(\partial_1\Phi_{20}-\partial_2\Phi_{10}\right)=0\rightarrow\partial_x\left(\partial_0 B_z+\partial_x E_y-\partial_y E_x\right)=0,$$
$$\partial_0\left(\partial_3\Phi_{11}-\partial_1\Phi_{31}\right)+\partial_1\left(\partial_1\Phi_{30}-\partial_3\Phi_{10}\right)=0\rightarrow\partial_x\left(-\partial_0 B_y+\partial_x E_z-\partial_z E_x\right)=0,$$
$$\partial_0\left(\partial_1\Phi_{22}-\partial_2\Phi_{12}\right)+\partial_2\left(\partial_2\Phi_{10}-\partial_1\Phi_{20}\right)=0\rightarrow\partial_y\left(-\partial_0 B_z+\partial_y E_x-\partial_x E_y\right)=0,$$
$$\partial_0\left(\partial_3\Phi_{22}-\partial_2\Phi_{32}\right)+\partial_2\left(\partial_2\Phi_{30}-\partial_3\Phi_{20}\right)=0\rightarrow\partial_y\left(\partial_0 B_x+\partial_y E_z-\partial_z E_y\right)=0,$$
$$\partial_0\left(\partial_1\Phi_{33}-\partial_3\Phi_{13}\right)+\partial_3\left(\partial_3\Phi_{10}-\partial_1\Phi_{30}\right)=0\rightarrow\partial_z\left(\partial_0 B_y+\partial_z E_x-\partial_x E_z\right)=0,$$
$$\partial_0\left(\partial_2\Phi_{33}-\partial_3\Phi_{23}\right)+\partial_3\left(\partial_3\Phi_{20}-\partial_2\Phi_{30}\right)=0\rightarrow\partial_z\left(-\partial_0 B_z+\partial_z E_y-\partial_y E_z\right)=0.$$

Система базируется на антисимметричном тензоре, посредством которого задается электромагнитное поле:

$$F_{mn}\left(q\right)=\begin{pmatrix}0 & B_z & -B_y & E_x\\ -B_z & 0 & B_x & E_y\\ B_y & -B_x & 0 & E_z\\ -E_x & -E_y & -E_z & 0\end{pmatrix}.$$

Обобщение уравнения Максвелла в этой модели естественно, так как возможен учет некоторых дополнительных условий.

Для гравитационного поля уравнения имеют другой вид:

$$\partial_0\left(\partial_3\Phi_{12}-\partial_1\Phi_{32}\right)+\partial_2\left(\partial_1\Phi_{30}-\partial_3\Phi_{10}\right)=0\rightarrow\partial_0\left(\partial_z L_z-\partial_x L_x\right)+\partial_y\left(\partial_x K_z-\partial_z K_x\right)=0,$$
$$\partial_0\left(\partial_3\Phi_{21}-\partial_2\Phi_{31}\right)+\partial_1\left(\partial_2\Phi_{30}-\partial_3\Phi_{20}\right)=0\rightarrow\partial_0\left(\partial_z L_z-\partial_y L_y\right)+\partial_x\left(\partial_y K_z-\partial_z K_y\right)=0,$$
$$\partial_0\left(\partial_1\Phi_{23}-\partial_2\Phi_{13}\right)+\partial_3\left(\partial_2\Phi_{10}-\partial_1\Phi_{20}\right)=0\rightarrow\partial_0\left(\partial_x L_x-\partial_y L_y\right)+\partial_z\left(\partial_y K_x-\partial_x K_y\right)=0,$$

$$\partial_1\left(\partial_2\Phi_{00}-\partial_0\Phi_{20}\right)+\partial_0\left(\partial_0\Phi_{21}-\partial_2\Phi_{01}\right)=0\rightarrow\partial_x\left(\partial_y L_{00}-\partial_0 K_y\right)+\partial_0\left(\partial_0 L_z-\partial_y K_x\right)=0,$$
$$\partial_2\left(\partial_1\Phi_{00}-\partial_0\Phi_{10}\right)+\partial_0\left(\partial_0\Phi_{12}-\partial_1\Phi_{02}\right)=0\rightarrow\partial_y\left(\partial_x L_{00}-\partial_0 K_x\right)+\partial_0\left(\partial_0 L_z-\partial_x K_y\right)=0,$$
$$\partial_1\left(\partial_3\Phi_{00}-\partial_0\Phi_{30}\right)+\partial_0\left(\partial_0\Phi_{31}-\partial_3\Phi_{01}\right)=0\rightarrow\partial_x\left(\partial_z L_{00}-\partial_0 K_z\right)+\partial_0\left(\partial_0 L_y-\partial_z K_x\right)=0,$$
$$\partial_3\left(\partial_1\Phi_{00}-\partial_0\Phi_{10}\right)+\partial_0\left(\partial_0\Phi_{13}-\partial_1\Phi_{03}\right)=0\rightarrow\partial_z\left(\partial_x L_{00}-\partial_0 K_x\right)+\partial_0\left(\partial_0 L_y-\partial_x K_z\right)=0,$$
$$\partial_2\left(\partial_3\Phi_{00}-\partial_0\Phi_{30}\right)+\partial_0\left(\partial_0\Phi_{32}-\partial_3\Phi_{02}\right)=0\rightarrow\partial_y\left(\partial_z L_{00}-\partial_0 K_z\right)+\partial_0\left(\partial_0 L_x-\partial_z K_y\right)=0,$$
$$\partial_3\left(\partial_2\Phi_{00}-\partial_0\Phi_{20}\right)+\partial_0\left(\partial_0\Phi_{23}-\partial_2\Phi_{03}\right)=0\rightarrow\partial_z\left(\partial_y L_{00}-\partial_0 K_y\right)+\partial_0\left(\partial_0 L_x-\partial_y K_z\right)=0,$$

$$\partial_0\left(\partial_2\Phi_{11}-\partial_1\Phi_{21}\right)+\partial_1\left(\partial_1\Phi_{20}-\partial_2\Phi_{10}\right)=0\rightarrow\partial_0\left(\partial_y L_{11}-\partial_x L_z\right)+\partial_x\left(\partial_x K_y-\partial_y K_x\right)=0,$$
$$\partial_0\left(\partial_3\Phi_{11}-\partial_1\Phi_{31}\right)+\partial_1\left(\partial_1\Phi_{30}-\partial_3\Phi_{10}\right)=0\rightarrow\partial_0\left(\partial_z L_{11}-\partial_x L_y\right)+\partial_x\left(\partial_x K_z-\partial_z K_x\right)=0,$$
$$\partial_0\left(\partial_1\Phi_{22}-\partial_2\Phi_{12}\right)+\partial_2\left(\partial_2\Phi_{10}-\partial_1\Phi_{20}\right)=0\rightarrow\partial_0\left(\partial_x L_{22}-\partial_y L_z\right)+\partial_y\left(\partial_y K_x-\partial_x K_y\right)=0,$$
$$\partial_0\left(\partial_3\Phi_{22}-\partial_2\Phi_{32}\right)+\partial_2\left(\partial_2\Phi_{30}-\partial_3\Phi_{20}\right)=0\rightarrow\partial_0\left(\partial_z L_{22}-\partial_y L_x\right)+\partial_y\left(\partial_y K_z-\partial_z K_y\right)=0,$$
$$\partial_0\left(\partial_1\Phi_{33}-\partial_3\Phi_{13}\right)+\partial_3\left(\partial_3\Phi_{10}-\partial_1\Phi_{30}\right)=0\rightarrow\partial_0\left(\partial_x L_{33}-\partial_z L_z\right)+\partial_z\left(\partial_z K_x-\partial_x K_z\right)=0,$$
$$\partial_0\left(\partial_2\Phi_{33}-\partial_3\Phi_{23}\right)+\partial_3\left(\partial_3\Phi_{20}-\partial_2\Phi_{30}\right)=0\rightarrow\partial_0\left(\partial_y L_{33}-\partial_z L_x\right)+\partial_z\left(\partial_z K_y-\partial_y K_z\right)=0.$$

Система базируется на симметричном тензоре, описывающем гравитационное поле:

$$F_{mn}\left(\mu\right)=\begin{pmatrix} L_{11} & L_z & L_y & K_x \\ L_z & L_{22} & L_x & K_y \\ L_y & L_x & L_{33} & K_z \\ K_x & K_y & K_z & L_{00} \end{pmatrix}.$$

Для замыкания системы уравнений предложено условие, вытекающее из тройки уравнений для компоненты L_{00}. Оно имеет вид:

$$\partial_x \partial_y \partial_z L_{00} = \frac{1}{3}\Phi,$$

$$\Phi = \partial_0 \left(\partial_x \left(\partial_y K_z + \partial_z K_y \right) + \partial_y \left(\partial_z K_x + \partial_x K_z \right) + \partial_z \left(\partial_y K_x + \partial_x K_y \right) \right) - \partial_0 \partial_0 div\vec{L}.$$

Запишем второй блок уравнений для гравитации несколько иначе:

$$\partial_0 \left(\partial_2 \Phi_{11} - \partial_1 \Phi_{21} \right) + \partial_1 \left(\partial_1 \Phi_{20} - \partial_2 \Phi_{10} \right) = 0 \rightarrow \partial_0 \left(\partial_y L_{11} \right) + \partial_x (-\partial_0 L_z + \partial_x K_y - \partial_y K_x) = 0,$$
$$\partial_0 \left(\partial_3 \Phi_{11} - \partial_1 \Phi_{31} \right) + \partial_1 \left(\partial_1 \Phi_{30} - \partial_3 \Phi_{10} \right) = 0 \rightarrow \partial_0 \left(\partial_z L_{11} \right) + \partial_x (-\partial_0 L_y + \partial_x K_z - \partial_z K_x) = 0,$$
$$\partial_0 \left(\partial_1 \Phi_{22} - \partial_2 \Phi_{12} \right) + \partial_2 \left(\partial_2 \Phi_{10} - \partial_1 \Phi_{20} \right) = 0 \rightarrow \partial_0 \left(\partial_x L_{22} \right) + \partial_y (-\partial_0 L_z + \partial_y K_x - \partial_x K_y) = 0,$$
$$\partial_0 \left(\partial_3 \Phi_{22} - \partial_2 \Phi_{32} \right) + \partial_2 \left(\partial_2 \Phi_{30} - \partial_3 \Phi_{20} \right) = 0 \rightarrow \partial_0 \left(\partial_z L_{22} \right) + \partial_y (-\partial_0 L_x + \partial_y K_z - \partial_z K_y) = 0,$$
$$\partial_0 \left(\partial_1 \Phi_{33} - \partial_3 \Phi_{13} \right) + \partial_3 \left(\partial_3 \Phi_{10} - \partial_1 \Phi_{30} \right) = 0 \rightarrow \partial_0 \left(\partial_x L_{33} \right) + \partial_z (-\partial_0 L_z + \partial_z K_x - \partial_x K_z) = 0,$$
$$\partial_0 \left(\partial_2 \Phi_{33} - \partial_3 \Phi_{23} \right) + \partial_3 \left(\partial_3 \Phi_{20} - \partial_2 \Phi_{30} \right) = 0 \rightarrow \partial_0 \left(\partial_y L_{33} \right) + \partial_z (-\partial_0 L_x + \partial_z K_y - \partial_y K_z) = 0.$$

По форме эти уравнения аналогичны уравнениям электродинамики Максвелла. Отличие в том, что они неоднородны. Кроме этого, уравнения содержат два типа производных по времени:

$$\partial_0 L_x + \partial_z K_y - \partial_y K_z = a_x (+),$$
$$-\partial_0 L_x + \partial_z K_y - \partial_y K_z = a_x (-).$$

Из-за этих обстоятельств решения уравнений гравитации и следствия из них могут существенно отличаться от решений и следствий, привычных для теории электромагнетизма. Заметим, что циклические уравнения вида

$$\partial_m \partial_k \Phi_{nl} - \partial_k \partial_n \Phi_{lm} + \partial_n \partial_l \Phi_{mk} - \partial_l \partial_m \Phi_{kn} = 0$$

порождают указанные выше уравнения гравитации, но не дают решений в форме тензора электромагнитного поля. Другими словами, гравитационное поле может быть описано разными моделями. Возможен вариант описания гравитационного поля согласованно с электромагнитным полем. Возможен вариант описания гравитационного поля без согласования с электромагнитным полем.

Аналогично есть система циклических уравнений, которой описывается антисимметричный тензор и, в частности, электромагнитное поле, но он не описывает гравитационного поля:

$$\partial_m \partial_k \Phi_{nl} + \partial_k \partial_n \Phi_{lm} + \partial_n \partial_l \Phi_{mk} + \partial_l \partial_m \Phi_{kn} = 0.$$

Заметим, что в варианте единого описания электромагнетизма и гравитации мы фактически исследуем обобщенную модель электромагнитных явлений:

$$\begin{aligned}
&\partial_0 B_x + \partial_y E_z - \partial_z E_y = \alpha\sigma_x + a_{0x},\\
&\partial_0 B_y + \partial_z E_x - \partial_x E_z = \alpha\sigma_y + b_{0y},\\
&\partial_0 B_z + \partial_x E_y - \partial_y E_x = \alpha\sigma_z + c_{oz}.
\end{aligned}$$

Из первой тройки уравнений следует новое условие

$$\partial_0 div\vec{B} = \alpha div\vec{\sigma}.$$

Оно обобщает известное условие на дивергенцию, принятое в электродинамике Максвелла. В векторном виде получим обобщенные уравнения Максвелла:

$$\begin{aligned}
&rot\vec{E} + \frac{1}{c}\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} = \alpha\vec{\sigma} - \vec{b},\\
&\partial_0 div\vec{B} = \beta div\vec{\sigma}.
\end{aligned}$$

При дополнительных условиях

$$\alpha\vec{\sigma} - \vec{b} = 0, \beta div\vec{\sigma} = 0,$$

физический смысл которых пока неясен, так как не обоснованы введенные «токи», мы получаем стандартную модель:

$$rot\vec{E} + \frac{1}{c}\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} = 0, divB = 0.$$

Ранее было показано, что уравнения для электромагнитного поля можно записать через компоненты четырехпотенциала в матричной форме, используя пару кватернионов. Аналогично записываются уравнения для гравитационного поля на тройке антикватернионов. Тогда возможно рассмотрение единых матричных уравнений для совокупности, состоящей из электромагнитного и гравитационного полей. Для этого будем использовать «единицы» для волновой функции в форме идеалов

$$i_q \to \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0\\ 1 & 0 & 0 & 0\\ 1 & 0 & 0 & 0\\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, i_m \to \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0\\ 0 & 1 & 0 & 0\\ 0 & 1 & 0 & 0\\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

а при нахождении решений использовать произведение по Даламберу (поэлементное). Получим уравнения вида

$$\left[\left(a^i\partial_i\right)\left(\alpha^j\partial_j\right)+\left(b^i\partial_i\right)\left(\beta^j\partial_j\right)\right]i_q\Phi+\left[\left(e^i\partial_i\right)\left(\sigma^j\partial_j\right)+\left(f^i\partial_i\right)\left(\kappa^j\partial_j\right)+\left(c^i\partial_i\right)\left(\xi^j\partial_j\right)\right]i_m\Phi=0.$$

Их решения таковы:

$$\Phi=i_q a_0 col\left(A_q\right)+i_m b_0 col\left(A_m\right).$$

В зависимости от выбора коэффициентов a_0, b_0 мы имеем совокупность моделей: только электромагнетизм, только гравитация, учет пары физических факторов.