УДК 530.12

БАРЫКИН В.Н.

К ГРАВИДИНАМИКЕ

(часть 1)

Построена новая модель гравитационных явлений, названная гравидинамикой, по аналогии с двухтензорной электродинамикой в ее спинорном виде. Получена пара уравнений для пары четырехпотенциалов в гравидинамике. Выполнено ее конвективное обобщение. Показано, что новая модель содержит в себе модель Ньютона. Установлено ее соответствие с моделью гравитации Эйнштейна. Выяснено, что она обобщает релятивистскую теорию гравитации Логунова. Указаны нерешенные проблемы и ростковые точки модели.

ВВЕДЕНИЕ

Нами детально рассмотрен вариант электродинамики в спинорной форме, выраженной через пару кватернионов, которые ассоциированной с матричной группой $SL(4,C)$ в мономиальном представлении $[1]$. В такой модели величины, дифференциальные уравнения и связи между полями и индукциями имеют вид $G-$ модуля на указанной матричной группе

Известно, на примере закона Кулона и закона притяжения Ньютона, что взаимодействия между электрическими и гравитационными зарядами схожи между собой. Но видно и другое: для масс используются динамические уравнения, описывающие их поведение, а электрические заряды «не имеют» своей механики. Такой подход, по меньшей мере, странен, если принять предположение, что электрический и гравитационный заряды составлены по-разному, но из одних и тех же составных элементов. Мы понимаем, что электрические и гравитационные взаимодействия и силы имеют физически и математически схожую природу, различаясь не только по типу зарядов. Исходя из этого и предположения об аналогии двух видов взаимодействия, построим гравидинамику (динамику гравитационных зарядов), реализуя модель в спинорной форме на тройке антикватернионов группы $SL(4,C)$.

Построим вначале простой вариант гравидинамики, исходя из предположения о возможной аналогии ее уравнений со структурой электродинамики в спинорной форме. Учтем факт, что стандартная модель электромагнитных явлений базируется на паре антисимметричных тензоров $[1]$. Они порождаются, как и дифференциальные уравнения и связи между ними, парой кватернионов мономиального представления группы $SL(4,C)$ $[2]$. Для гравидинамики, принимая описание ее парой симметричных тензоров, естественно использовать тройку антикватернионов, которые содержатся в мономиальном представлении группы $SL(4,C)$.

Отметим, что современные модели представляют собой попытки понять и описать гравитацию, изучая ее «внешние», видимые проявления $[3]$. Например, так исследуется поведение планет Солнечной системы. Они моделируются массой и скоростью, присоединенными к физическому пространству и времени. Такой подход не в состоянии достичь «внутренней» сущности гравитации, гравитационного заряда, например. Не изучаются и внутренние движения, присущие гравитации. По форме и по сути подхода они продолжают модели одноуровневого материального мира, когда базовым физическим элементом анализа являются макротела. Практика давно уже свидетельствует, что реальность многоуровнева, материя имеет множество структурных элементов, софистатных друг другу. Поэтому становится актуальным и неизбежным анализ структурных составляющих материи, относящихся к гравитации. Требуется структурная теория гравитационных зарядов, а также физический анализ взаимодействий. Движение в этом направлении объективно приведет к структурной модели гравитации. В ней должна быть как-то отражена «квантовая» версия гравитации.

1. ПРОСТЕЙШАЯ ВЕКТОРНАЯ ГРАВИДИНАМИКА

Построим векторную модель гравидинамики в форме спинорных уравнений, ассоциированных с антикватернионами. Она позволит выразить математическое единство гравидинамики и электродинамики, а также приблизиться к ее физической сути. Модель позволит обсуждать конструкцию гравитационных зарядов и сравнивать ее с конструкцией электрических зарядов. Появятся новые возможности для прояснения сущности взаимодействий, ассоциированных с указанными зарядами и внешними условиями, в которой они находятся.

И по форме и сути спинорную структуру уравнений гравидинамики можно рассматривать как начало многоуровневой модели гравитационных явлений. Она ранее была обнаружена в электродинамике, однако в этом случае многоуровневость «скрыта». Произошло так потому, что электродинамика базируется на алгебре, качественно отличной от алгебры для гравидинамики. В гравидинамике возможно добавление конвективных слагаемых, что делает ее близкой к микродинамике. Более того, в таком варианте обнаруживаются естественные софистатности новой модели с известными, если на движение разных уровней материи накладываются дополнительные условия.

При построении простейшей модели гравидинамики используем аналогию с абелевой электродинамикой. Для этого, во-первых, введём через новые четырехпотенциалы 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 *пробного шага* уравнения вида

$$r^{ij} f_i \partial_j \varphi^* + g^{ij} e_i \partial_j \varphi = 0.$$

В матричном виде (следуя ранее принятым обозначениям) они выглядят так:

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

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

Отсюда следуют векторные уравнения

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

$$+\partial_x(L_0+iK_0)+\partial_y(L_z+iK_z)+\partial_z(L_y+iK_y)-\frac{i}{c_g}\partial_t(L_x+iK_x)=0,$$

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

$$+\partial_x(L_z+iK_z)+\partial_y(L_0+iK_0)+\partial_z(L_x+iK_x)-\frac{i}{c_g}\partial_t(L_y+iK_y)=0$$

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

$$+\partial_x(L_y+iK_y)+\partial_y(L_x+iK_x)+\partial_z(L_0+iK_0)-\frac{i}{c_g}\partial_t(L_z+iK_z)=0,$$

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

$$+\partial_x(L_x+iK_x)+\partial_y(L_y+iK_y)+\partial_z(L_z+iK_z)-\frac{i}{c_g}\partial_t(L_0+iK_0)=0.$$

Их можно записать в иной форме:

$$\partial_y L_z+\partial_z L_y+\frac{1}{c_g}\partial_t K_x=-i\partial_x K_0,\ \partial_x L_z+\partial_z L_x+\frac{1}{c_g}\partial_t K_y=-i\partial_y K_0,$$

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

Введем новый дифференциальный оператор:

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

Он позволяет записать предложенные уравнения гравидинамики для одного тензора в векторном виде, формально аналогичном уравнениям электродинамики Максвелла. Действительно, получим

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

Чтобы достичь большего сходства с электродинамикой, рассмотрим частный случай с $K_0 = const = 0$. Получим упрощенные уравнения

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

В электродинамике в силу антисимметричности тензоров отсутствуют диагональные элементы. Для симметричного тензора гравидинамики 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:

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

Они получаются операцией самообъединения в соответствии со структурой самих матриц c^i:

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

Применим их таким образом, чтобы конструируемые дифференциальные уравнения естественно давали «волновые» уравнения для четырехпотенциала гравидинамики. Рассмотрим вариант *дополнения* предыдущих уравнений новыми слагаемыми:

$$r^{ij} f_i \partial_j \varphi^* + g^{ij} e_i \partial_j \varphi + 2\Pi^i \partial_i^{\,2} A = 0, A = column(A_1, A_2, A_3, A_0).$$

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

Получим уравнения вида

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

Здесь использован оператор

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

Предлагаемые уравнения построены с использованием двух новых дифференциальных операторов:

$$rat\vec{L}, grad^2 \vec{A}.$$

Их нет в электродинамике, они не использовались и в других разделах физики. Понятно, что мы получаем некую качественно новую физическую модель. Выполним ее начальный анализ. Обратим внимание на возможные новые физические следствия.

2. ОДНОТЕНЗОРНАЯ ГРАВИДИНАМИКА

Выразим симметричный тензор гравидинамики формулой

$$\varphi_{kl} = \partial_k A_l + \partial_l A_k .$$

Получим компоненты тензора, образованные дифференцированием четырехпотенциала по координатам. Рассматриваемый вариант можно назвать абелевой гравидинамикой. В матричном виде

$$\varphi_{ij} = \begin{pmatrix} 2\partial_x A_1 & \partial_x A_2 + \partial_y A_1 & \partial_x A_3 + \partial_z A_1 & \partial_x A_0 + \partial_0 A_1 \\ \partial_x A_2 + \partial_y A_1 & 2\partial_y A_2 & \partial_y A_3 + \partial_z A_2 & \partial_y A_0 + \partial_0 A_2 \\ \partial_x A_3 + \partial_z A_1 & \partial_y A_3 + \partial_z A_2 & 2\partial_z A_3 & \partial_z A_0 + \partial_0 A_3 \\ \partial_x A_0 + \partial_0 A_1 & \partial_y A_0 + \partial_0 A_2 & \partial_z A_0 + \partial_0 A_3 & 2\partial_0 A_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} L^{11} & L_z & L_y & K_x \\ L_z & L^{22} & L_x & K_y \\ L_y & L_x & L^{33} & K_z \\ K_x & K_y & K_z & L^{00} \end{pmatrix}.$$

Антисимметричный тензор, в котором аналогично рассматривается разность дифференциальных выражений, используется в абелевой электродинамике. В этом случае

$$h_{ij} = \partial_i A_j - \partial_j A_i = \begin{pmatrix} 0 & \partial_x A_2 - \partial_y A_1 & \partial_x A_3 - \partial_z A_1 & \partial_x A_0 - \partial_0 A_1 \\ \partial_x A_2 - \partial_y A_1 & 0 & \partial_y A_3 - \partial_z A_2 & \partial_y A_0 - \partial_0 A_2 \\ \partial_x A_3 - \partial_z A_1 & \partial_y A_3 - \partial_z A_2 & 0 & \partial_z A_0 - \partial_0 A_3 \\ \partial_x A_0 - \partial_0 A_1 & \partial_y A_0 - \partial_0 A_2 & \partial_z A_0 - \partial_0 A_3 & 0 \end{pmatrix}.$$

Введем тензор

$$\varphi^{ij} = \gamma^{ik}\gamma^{jl}\varphi_{kl}, \gamma^{ik} = diag(1,1,1,1).$$

Рассмотрим уравнения тензорного вида

$$\partial_i \varphi^{ij} = s^j .$$

Они совпадут с векторными уравнениями гравидинамики при $K_0 = 0$, полученными нами ранее. Проведем их анализ. Заметим, что «электрический» вектор гравидинамики построен из уравнений для четырехпотенциалов гравидинамики по аналогии с «магнитным» вектором электродинамики. Заметим, что дифференциальные операторы используются разные, поэтому эта аналогия является только формальн*ой.*

Запишем дифференциальные уравнения для четырехпотенциалов гравидинамики. Они имеют вид

$$\partial_x(2\partial_x A_1) + \partial_y(\partial_x A_2 + \partial_y A_1) + \partial_z(\partial_x A_3 + \partial_z A_1) + \partial_0(\partial_x A_0 + \partial_0 A_1) ... \Rightarrow$$
$$\nabla^2 A_1 + \partial_0{}^2 A_1 + \partial_x\left(div\vec{A} + \partial_0 A_0\right) = s_1 ,$$
$$\nabla^2 A_2 + \partial_0{}^2 A_2 + \partial_y\left(div\vec{A} + \partial_0 A_0\right) = s_2 ,$$
$$\nabla^2 A_3 + \partial_0{}^2 A_3 + \partial_z\left(div\vec{A} + \partial_0 A_0\right) = s_3 ,$$
$$\nabla^2 A_0 + \partial_0{}^2 A_0 + \partial_0\left(div\vec{A} + \partial_0 A_0\right) = s_0 .$$

Примем условие

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

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

$$\nabla^2 A_p + \partial_0{}^2 A_p = s_p.$$

Отметим, что предложенные уравнения в частном случае содержат модель Ньютона. Действительно, если оставить ненулевой только четвертую компоненту четырехпотенциала и отождествить величину s_0 с плотностью массы ρ, получим уравнение Лапласа для гравитационного поля. Поэтому начальная модель гравидинамики согласуется с теорией Ньютона.

Слово «волновому» взято в кавычки потому, что дифференциальный оператор второго порядка может относиться не только к гиперболическому, но и к эллиптическому типу. Это зависит от выбора выражения для координаты времени и компонент четырехпотенциала гравидинамики. Обычный волновой оператор является гиперболическим. Для него известны решения и поведение полей. Этот волновой процесс хорошо изучен в электродинамике

Для эллиптического оператора меняется структура решений. Если исходным является общее выражение для четырехметрики, полученное в электродинамике, которое зависит от динамической скалярной функции, то становится возможным изменение сигнатуры. Известно, что изменение сигнатуры приводит к потере устойчивости решений. Следовательно, гравидинамика изначально приводит к модели, которая обладает свойствами потери устойчивости решений, характерной для динамического хаоса.

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 гравидинамики для первого четырехпотенциала обладают свойством задавать мнимую скорость для гравитационного взаимодействия:

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

Мы ранее 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 самой структуре масс и тех элементов, из которых они изготовлены. По этой причине анализируемые процессы и состояния может быть трудно измерить. «Слабость» гравитации может оказаться иллюзорной потому, что для нее могут быть более важны внутренние движения, а внешние проявления могут быть достаточно малы.

4. СРАВНЕНИЕ С ДРУГИМИ МОДЕЛЯМИ

Рассмотрим систему уравнений гравидинамики 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, как из неё следует релятивистская модель гравитации Логунова. *Во-первых*, выразим четырехпотенциал гравидинамики $A_p(g)$ через четырехскорость праматерии u^s и симметричный тензор второго ранга $\sigma_{ps}, \sigma = \det|\sigma_{ps}|$,задающий «связи» между частицами праматерии. Пусть

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

Тогда

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

Во-вторых, примем предположения:
- конвективные слагаемые значительно «меньше» волновых слагаемых,
- поведение праматерии согласовано со свойствами материи, в частности, с тензором энергии-импульса материи $\widetilde{T}_{ps}$ (алгоритм позволяет учесть дополнительно тензор энергии-импульса самого гравитационного поля $\widetilde{T}_{ps}(g)$),
- конкретизируем движение праматерии условием

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

Получим уравнения гравидинамики, согласованные с поведением праматерии:

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

В-третьих, найдем дополнительные ограничения, которые следуют из калибровочных условий:

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

Если

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

то

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

В предлагаемой системе уравнений гравидинамики кроме анализа «метрического тензора» проводится расчет поведения праматерии. Ее поведение обязано зависеть от массивных тел, а также от гравитационного излучения. Эта модель является новой по ряду признаков. Она многоуровнева. У нее много возможностей, не учитываемых в обычных моделях гравитации. Кроме этого, в ней «метрический тензор» или физическое тензорное поле являются частью общей конструкции в гравидинамике. Получим тензорную модель гравидинамики, учитывающую движение праматерии, зависящее от массивных тел:

$$\gamma^{kl}\partial_k\partial_l\widetilde{\sigma}_{ps} = k\widetilde{T}_{ps} + \varepsilon\widetilde{\sigma}_{ps}, \gamma^{kl}\partial_k\widetilde{\sigma}_{ls} = \chi_s ,$$
$$2\gamma^{lk}\partial_l\widetilde{\sigma}_{ps}\partial_k\widehat{u}^s + \widetilde{\sigma}_{ps}\gamma^{kl}\partial_k\partial_l\widehat{u}^s = (k\widetilde{T}_{ps} + \varepsilon\widetilde{\sigma}_{ps})\widehat{u}^s ,$$
$$\widetilde{\sigma}_{ls}\gamma^{kl}\partial_k\widehat{u}^s = \widetilde{\chi}_s\widehat{u}^s .$$

В-четвертых, введем контрвариантные компоненты используемых тензоров по правилу

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

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

$$\gamma^{kl}\partial_k\partial_l\widetilde{\sigma}^{ps} = k\widetilde{T}^{ps} + \varepsilon\widetilde{\sigma}^{ps},$$
$$\gamma^{kl}\partial_k\delta_{lp}\widetilde{\sigma}^{ps} = \widetilde{\chi}^{s},$$
$$2\gamma^{lk}\partial_l\widetilde{\sigma}_{ps}\partial_k\widehat{u}^{s} + \widetilde{\sigma}_{ps}\gamma^{kl}\partial_k\partial_l\widehat{u}^{s} = (k\widetilde{T}_{ps} + \varepsilon\widetilde{\sigma}_{ps})\widehat{u}^{s},$$
$$\widetilde{\sigma}_{ls}\gamma^{kl}\partial_k\widehat{u}^{s} = \widetilde{\chi}_s\widehat{u}^{s}.$$

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 гравидинамики. Примем предположение, что он описывает структуру и влияние 0-РИТОВ для гравитации. Однако есть еще второй тензор гравидинамики, который подчинен более сложным уравнениям. Он описывает структуру и поведение 1-РИТОВ, ассоциированных с массами. Поэтому предлагаемая модель гравидинамики качественно отлична от моделей, используемых ранее.

Поскольку релятивистская теория гравитации не только согласуется с подходом и моделью Эйнштейна, а развивает и обобщает ее, предлагаемая модель гравидинамики 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, которые следует учесть. Поскольку материя многоуровнева, требуется задавать структурные и динамические уравнения для каждого уровня материи. Затем их нужно согласовывать друг с другом. Таких задач мы не решали ранее. К ним подойти нужно совсем вниманием и осторожностью. Поэтому из общих соображений следует, что вариант абелевой гравидинамики 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 гравидинамики 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, что, с общих позиций анализа, бипотенциальная абелева гравидинамика представляет собой дальнейшее развитии известных моделей гравитации. Возможность рассмотрения метрического тензора гравитации как тензорного произведения пары четырехпотенциалов гравидинамики свидетельствует о том, что мы имеем модель, учитывающую глубинные стороны и свойства гравитации. Аналогия с электродинамикой облегчает понимание физических ситуаций в гравитации и, по-видимому, стимулирует создание технических устройств для новой физической практики.

Наличие первого четырехпотенциала позволяет ввести в рассмотрение семейство решений в форме постоянных значений четырехпотенциала. При переходе к четырехметрикам эффективного риманова пространства на основе тензорного произведения четырехпотенциалов мы получим систему постоянных четырехметрик. В частности, из уравнений для первого четырехпотенциала гравидинамики следует также метрика Ньютона.

Система постоянных четырехметрик является качественно новым звеном электродинамики в спинорной форме. Она важна и для других разделов физики.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Построены модели гравидинамики по аналогии с электродинамикой. Установлена их связь с известными моделями. Указаны новые элементы и ростковые точки теории гравитации. Установлена аналогия гравидинамики и микродинамики. Предложено рассматривать гравитацию на основе модели движения праматерии, в которой расположены материальные тела.

ЛИТЕРАТУРА

1. Барыкин В.Н. Новая физика света. Мн.: Ковчег, 2003,-434 с.
2. Барыкин В.Н. Атом света. Мн.: изд. Скакун, 2001, -278 с.
3. Логунов А.А. Лекции по теории относительности и гравитации. М.: Наука, 1987, 271с.

Приложение 1. ГЕОМЕТРИЗАЦИЯ СПОСОБНА СКРЫВАТЬ ФИЗИКУ

В подходе, предложенном Эйнштейном, гравитация описывается на основе структуры псевдориманова многообразия, свойства которого ассоциированы с тензором энергии-импульса материи.

Физика (структурные составляющие, их движение…) скрыта качественно новым способом: без обращения к волновой функции. И здесь, как и в микротеориях, из рассмотрения выпали как физическое пространство-время, которому принадлежат измерительные приборы, так и процесс, а, равно, и алгоритм измерения. Отсутствуют в модели структурные составляющие гравитации, конструкции, которые «стоят» за ними, нет никакой физической модели гравитационного заряда.

Совершенно искажена физическая сущность системы пространств, ассоциированных с физическими конструкциями и их движениями. Произошло это потому, что не были приняты во внимание важные физические обстоятельства и факты. Перечислим некоторые из них:

1.Есть универсальное (имеющее единые свойства для всех уровней материи) пространство размеров со своими абсолютными и относительными свойствами. Оно имеет свои симметрии, но существуют независимо от них.

2. Есть универсальное (в указанном смысле) пространство скоростей, свойства и стороны которого следует изучать на основе анализа реальных экспериментов. Оно софистатно пространству размеров, но не обязано быть ему идентичным.

3. Есть универсальное пространство ускорений, как-то ассоциированное с пространством размеров и с пространством скоростей.

4. Есть пространство скоростей изменения ускорений….

Эта цепочка, вообще говоря, бесконечна…

Не учтена многоуровневость материи, признание которой требует построения трансфинитных моделей физического мира, в том числе и гравитации, как одного из ее свойств.

Выпал из рассмотрения вопрос об отрицательных массах, а также о движениях со сверхсветовыми скоростями, а также с очень высокими ускорениями (которые чрезвычайно высоки в задачах изменения параметров электромагнитных частиц света, когда они распространяются в средах с дискретно меняющимся показателем преломления).

Не рассмотрена связь теории гравитации с теорией электромагнитного поля, так как нейтральные частицы света, содержащие в себе предзаряды положительного и отрицательного электрического типа, «требуют» для своей стабильности положительных и отрицательных гравитационных зарядов.

Подход к гравитации на основе методов и средств деформации алгебры заполнения может позволить нам, как и в случае квантовых микросистем, избавиться от вспомогательного описания гравитации на основе псевдориманова многообразия. Откроются новые возможности для конструирования гравитационного заряда и для выяснения условий и обстоятельств его функционирования. Должны быть открыты пути и средства для анализа и практического использования ожидаемого взаимного превращения электрических и гравитационных зарядов.