Расширение действительных чисел и решение первой системы уравнений метасистемы как модель индуктора Серла

©2020 Кравчик Юрий Сулевич

В данной статье рассматривается получение решений первой системы уравнений метасистемы с помощью функций над вариантом расширения действительных чисел, и с помощью метода разделения переменных. Первая система уравнений метасистемы является вариантом дополнения системы уравнений Максвелла. Решения системы уравнений Максвелла описывают электромагнитное поле, а один из вариантов нерешений описывается решениями первой системой уравнений метасистемы. Показана возможность описания индуктора Серла как расслоения решения первой системы уравнений метасистемы.

Рассмотрим расширение действительных чисел, позволяющее получать функции – решения первой системы уравнений метасистемы [1]. Это расширение получим по аналогии с числами M для системы уравнений Максвелла [2]. Функции, дифференцируемые над этими числами, будут решениями первой системы уравнений. Предположительно, первая система уравнений матасистемы описывает магнитно - гравитационную индукцию *H-K*. Данная статья является продолжением статей автора [10,11].

Рассмотрим числа *F*, являющиеся прямым произведением кватернионов *H* и двойных чисел *D* с гиперболической мнимой единицей *J* со следующим свойством:

$$J^2 = 1; \quad (1)$$

Кватернионные мнимые единицы *i, j, k* коммутируют с гиперболической мнимой единицей *J*:

$$(i \mid j \mid k) \cdot J = J \cdot (i \mid j \mid k); \quad (2)$$

Пространство таких чисел в общем случае будет описываться следующим вектором *F* :

$$F = T + i \cdot x + j \cdot y + k \cdot z + J \cdot t + Ji \cdot X + Jj \cdot Y + Jk \cdot Z; \quad (3)$$

Вследствие теоремы Фробениуса, для таких чисел *F* в общем случае отсутствует деление. Поэтому для определения поля однолистности разделим все пространство чисел $F = F_\Lambda + F_\lambda$ на два листа - Λ большой и λ малой переменной:

$$\Lambda = T + Ji \cdot X + Jj \cdot Y + Jk \cdot Z; \quad (4)$$

$$\lambda = i \cdot x + j \cdot y + k \cdot z + J \cdot t; \quad (5)$$

Видно, что они переходят друг в друга, при умножении на *J*.

В числах *F* присутствуют делители нуля, определяемые выражениями:

$$T \pm J \cdot t = 0; \quad (6)$$

$$(i \cdot x + j \cdot y + k \cdot z)^2 - (Ji \cdot X + Jj \cdot Y + Jk \cdot Z)^2 = 0; \quad (7)$$

Откуда видно, что компоненты делителей нуля разнесены по разным листам переменной. На пространстве чисел *F* можно ввести деление, где делитель выбирается либо из пространства большой *Λ*, либо из пространства малой λ переменной. В рамках этой статьи везде предполагается правое деление. Действительно, если делитель находится на листе λ малой переменной, то такое деление можно свести к умножению, и делению на действительное число:

$$\frac{F}{i\cdot x+j\cdot y+k\cdot z+J\cdot t}=\frac{F\cdot(-i\cdot x-j\cdot y-k\cdot z+J\cdot t)}{(i\cdot x+j\cdot y+k\cdot z+J\cdot t)(-i\cdot x-j\cdot y-k\cdot z+J\cdot t)}$$
$$=\frac{F\cdot(-i\cdot x-j\cdot y-k\cdot z+J\cdot t)}{x^2+y^2+z^2+t^2};\quad (8)$$

Над полученными так пространствами *F(Λ)* и *F(λ)* можно ввести дифференцируемые функции со свойством обратимости. Или, другими словами, функции, удовлетворяющие условию дифференцируемости, могут иметь обратные функции. Функции над *F* и условие дифференцируемости для них рассмотрим ниже.

Функции и условия дифференцирования

Будем рассматривать функции *f* следующего вида:

$$f(\lambda)=F, f(\Lambda)=F;\quad (9)$$

Т.е., функция f имеет аргумент на листе или малой λ, или большой *Λ* переменной, а значение имеет во всем пространстве чисел *F*.

Разделяя пространство значения функции *F* на два листа – большой F_Λ и малой F_λ переменных, можем рассматривать сложные функции. Эта возможность будет ключевой при получении новых дифференцируемых функций.

Условия дифференцирования получим как вариант уравнения непрерывности для функций $F(\lambda)$ и $F(\Lambda)$:

$$\frac{d}{d(i\cdot x+j\cdot y+k\cdot z)}F+\frac{d}{d(J\cdot t)}F=0;\quad (10)$$

$$\frac{d}{d(Ji\cdot X+Jj\cdot Y+Jk\cdot Z)}F+\frac{d}{dT}F=0;\quad (11)$$

Условия дифференцирования будут выглядеть аналогично для обоих листов, поэтому будем рассматривать только один вариант (10). Введем следующие обозначения для компонентов переменных:

$$F=K_t+i\cdot H_x+j\cdot H_y+k\cdot H_z+J\cdot H_t+Ji\cdot K_x+Jj\cdot K_y+Jk\cdot K_z;\quad (12)$$

Выпишем в (10) вместо полных производных частные, приравняем между собой члены с одинаковыми мнимыми и действительными коэффициентами, получим следующие системы уравнений над листом малой переменной:

$$\begin{cases} rot\overline{H} + \dfrac{\partial \overline{K}}{\partial t} - gradK_t = 0; & (13.1) \\ rot\overline{K} + \dfrac{\partial \overline{H}}{\partial t} - gradH_t = 0; & (13.2) \\ div\overline{H} + \dfrac{\partial H_t}{\partial t} = 0; & (13.3) \\ div\overline{K} + \dfrac{\partial K_t}{\partial t} = 0; & (13.4) \end{cases}$$

Здесь: $\overline{H} = i \cdot H_x + j \cdot H_y + k \cdot H_z$; $\overline{K} = Ji \cdot K_x + Jj \cdot K_y + Jk \cdot K_z$. Сравним полученную систему уравнений с первой системой уравнений метасистемы [3]:

$$\begin{cases} rot\overline{H} + \overline{J_K} + g_{K0} \dfrac{\partial \overline{K}}{\partial t} = 0; & (14.1) \\ rot\overline{K} + \overline{J_H} + g_{H0} \dfrac{\partial \overline{H}}{\partial t} = 0; & (14.2) \\ div\overline{H} - \dfrac{1}{g_{H0}} \rho_H = 0; & (14.3) \\ div\overline{K} - \dfrac{1}{g_{K0}} \rho_K = 0; & (14.4) \end{cases}$$

Здесь: $\overline{K}, \overline{H}$ – векторы соответствующих полей, $\overline{J_H}$, $\overline{J_K}$ – фиктивные или реальные векторы токов соответствующих полей, g_{H0}, g_{K0} – проницаемости среды для соответствующих полей, ρ_H, ρ_K – фиктивные или реальные заряды соответствующих полей.

Отсюда видно следующее соответствие:

$$\frac{\partial \overline{K}}{\partial t} - gradK_t = \overline{J_K} + g_{K0} \frac{\partial \overline{K}}{\partial t}; \quad (15.1)$$

$$\frac{\partial \overline{H}}{\partial t} - gradH_t = \overline{J_H} + g_{H0} \frac{\partial \overline{H}}{\partial t}; \quad (15.2)$$

$$\frac{\partial H_t}{\partial t} = -\frac{1}{g_{H0}} \rho_H; \quad (15.3)$$

$$\frac{\partial K_t}{\partial t} = -\frac{1}{g_{K0}} \rho_K; \quad (15.4)$$

Из этого соответствия видно, что если мы сможем получить функцию, удовлетворяющую условиям (15), мы получим решение первой системы уравнений метасистемы [4]. Из уравнений (15) так же виден физический смысл компонент H_t и K_t – это потенциалы соответствующих полей.

Примеры получения дифференцируемых функций

Рассмотрим пример экспоненциальной функции над листом λ малой переменной. С учетом аналогов формулы Эйлера, получим:

$$\exp(i \cdot x + j \cdot y + k \cdot z + J \cdot t) =$$

$$= (cosx + i \cdot sinx)(cosy + j \cdot siny)(cosz + k \cdot sinz)(cosht + J \cdot sinht); (16)$$

Раскроем скобки и введем действительные амплитудные *A,B,C,D* с различными индексами, и нормирующие множители для осей координат:

$$\exp(i\cdot x+j\cdot y+k\cdot z+J\cdot t)=$$

$$=C_0\cosh\omega t\cos x_0\,x\cos y_0 y\cos z_0\,z+D_0\cosh\omega t\sin x_0 x\sin y_0 y\sin z_0 z+$$

$$+i\cdot(A_x\cosh\omega t\sin x_0 x\cos y_0 y\cos z_0 z+B_x\cosh\omega t\cos x_0 x\sin y_0 y\sin z_0 z)+$$

$$+j\cdot\left(A_y\cosh\omega t\cos x_0 x\sin y_0 y\cos z_0 z+B_y\cosh\omega t\sin x_0 x\cos y_0 y\sin z_0 z\right)+$$

$$+k\cdot(A_z\cosh\omega t\cos x_0 x\cos y_0 y\sin z_0 z+B_z\cosh\omega t\sin x_0 x\sin y_0 y\cos z_0 z)+$$

$$+J\cdot(A_0\sinh\omega t\cos x_0 x\cos y_0 y\cos z_0 z+B_0\sinh\omega t\sin x_0\,x\sin y_0\,y\sin z_0 z)$$

$$+Ji\cdot(C_x\sinh\omega t\sin x_0 x\cos y_0 y\cos z_0 z+D_x\sinh\omega t\cos x_0 x\sin y_0 y\sin z_0 z)+$$

$$+Jj\cdot\left(C_y\sinh\omega t\cos x_0 x\sin y_0 y\cos z_0 z+D_y\sinh\omega t\sin x_0 x\cos y_0 y\sin z_0 z\right)+$$

$$+Jk\cdot(C_z\sinh\omega t\cos x_0 x\cos y_0 y\sin z_0 z+D_z\sinh\omega t\sin x_0 x\sin y_0 y\cos z_0 z);\ (17)$$

Подставляя выражение (17) в первую систему уравнений метасистемы (14), можем получить определяющие выражения для амплитудных и размерностных множителей. Здесь уже видна аналогия решения для прямоугольного резонатора для системы уравнений Максвелла [5], описываемая показательной функцией над листом малой переменной в числах M [6]. Отличие состоит в множителе, определяющем зависимость от времени – в (17) это *sinh(ωt)* , а в случае решения для системы уравнений Максвелла – зависимость гармоническая - *sin (ωt)*. Здесь уже видно свойство решения (17) – экспоненциальная зависимость от времени $\sinh\omega t$ и $\cosh\omega t$ напряженностей полей K и H .

Аналогично, можем получить дифференцируемую функцию с листа большой переменной:

$$\mathrm{f}(\Lambda)=\exp(T+Ji\cdot X+Jj\cdot Y+Jk\cdot Z)=$$

$$=expT(\cos X+Ji\cdot\sin X)(\cos Y+Jj\cdot\sin Y)(\cos Z+Jk\cdot\sin Z);\quad(18)$$

Раскрывая скобки (18), вводя амплитудные и нормирующие множители для осей координат, подставляя полученные компоненты в первую систему уравнений метасистемы (14), можем получить решение в конечном виде.

Сложная функция как метод получения решений первой системы уравнений метасистемы

Будем рассматривать такую сложную функцию $F(f_\lambda)$, где $f_\lambda(\lambda)$ - компонент функции $f(\lambda)$ с аргументом на листе малой переменной λ (5) и значением на листе малой переменной (5).

Следующее утверждение может быть сформулировано как **Теорема**. Если функции $F(\lambda)$ и $f(\lambda)$ дифференцируемы в смысле условий (13), то и сложная функция $F(f_\lambda)$ так же будет дифференцируема в смысле условий (13). Доказательство этого утверждения в точности повторяет доказательство для *3D* преобразований в электромагнитном случае HE для системы уравнений Максвелла [7]. Этот подход позволяет получать точные решения первой системы уравнений метасистемы.

Решения первой системы уравнений метасистемы (14) могут быть получены и “традиционным” методом разделения переменных (14).

Рассмотрим следующую подсистему системы уравнений (14):

$$\begin{cases} \frac{\partial H_Z}{\partial y} + g_{K0}\frac{\partial K_X}{\partial t} = 0; & (19.1) \\ -\frac{\partial H_Z}{\partial x} + g_{K0}\frac{\partial K_Y}{\partial t} = 0; & (19.2) \\ \frac{\partial K_Y}{\partial x} - \frac{\partial K_X}{\partial y} + g_{H0}\frac{\partial H_Z}{\partial t} = 0; & (19.3) \end{cases}$$

Решение (19) может быть представлено в виде:

$$H_Z = H_{Z0}\sin(x_0 x + t_0 t) exp y_0 y; \quad (20.1)$$

$$K_X = K_{X0}\cos(x_0 x + t_0 t)\, exp y_0 y; \quad (20.2)$$

$$K_Y = K_{Y0}\sin(x_0 x + t_0 t)\, exp y_0 y; \quad (20.3)$$

Где: $H_{Z0}, K_{X0}, K_{Y0}, x_0, y_0, t_0$ – действительные коэффициенты. При подстановке (20) в (19) получим следующие соотношения для действительных множителей:

$$H_{Z0} y_0 - g_{K0} K_{X0} t_0 = 0; \quad (21.1)$$

$$-H_{Z0} x_0 + g_{K0} K_{Y0} t_0 = 0; \quad (21.2)$$

$$K_{Y0} x_0 - K_{X0} y_0 + g_{H0} H_{Z0} t_0 = 0; \quad (21.3)$$

Решение (20) описывает волну, двигающуюся и колеблющуюся по оси *x*, и экспоненциально изменяющуюся по оси *y.* Из этого решения видно, что амплитуда переменных полей *H-K* может изменятся экспоненциально.

Дальнейшее изложение во многом повторяет теорию электромагнитного поля *EH* для цилиндрического резонатора [5]. Поэтому не будем полностью повторять вывод всех компонент решения для системы уравнений (14). Ограничимся выводом уравнения для магнитной компоненты H_Z и рассмотрим некоторые ее свойства.

Для упрощения изложения примем систему единиц, в которой $g_{K0} = g_{Ho} = 1$. Рассмотрим следующую подсистему системы уравнений (14):

$$\begin{cases} \frac{\partial K_Y}{\partial x} - \frac{\partial K_X}{\partial y} - \frac{\partial H_t}{\partial z} + \frac{\partial H_Z}{\partial t} = 0; & (22.1) \\ \frac{\partial H_Z}{\partial z} + \frac{\partial H_t}{\partial t} = 0; & (22.2) \\ \frac{\partial H_X}{\partial x} + \frac{\partial H_Y}{\partial y} = 0; & (22.3) \end{cases}$$

Следует заметить, что возможность (22.2-22.3) требует пересмотра понятия заряда.

Выполним дифференцирование по времени t уравнения (22.1) и по координате z (22.2), поменяем порядок дифференцирования rot и $\frac{\partial}{\partial t}$ в (22.1). Получим следующие два новых уравнения:

$$\frac{\partial^2 K_Y}{\partial x \partial t} - \frac{\partial^2 K_X}{\partial y \partial t} - \frac{\partial^2 H_t}{\partial z \partial t} + \frac{\partial^2 H_Z}{\partial t^2} = 0; \quad (23.1)$$

$$\frac{\partial^2 H_Z}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 H_t}{\partial t \partial z} = 0; \quad (23.2)$$

Вместо производных $\frac{\partial K_Y}{\partial t}$ и $\frac{\partial K_X}{\partial t}$ подставим их значения из (14.1), а вместо $\frac{\partial^2 H_t}{\partial z \partial t}$ значение из (23.2). С учетом (22.3) получим уравнение Лапласа [5]:

$$\frac{\partial^2 H_Z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_Z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 H_Z}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 H_Z}{\partial t^2} = 0; \quad (24)$$

Запишем (24) в цилиндрической системе координат:

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial H_Z}{\partial r}\right) + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 H_Z}{\partial \alpha^2} + \frac{\partial^2 H_Z}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 H_Z}{\partial t^2} = 0; \quad (25)$$

Где: r, α – полярные координаты.

Разделением переменных [5] уравнение (25) сводится к следующей системе уравнений:

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \mathcal{T}}{\partial t^2} = -\chi^2 \mathcal{T}; & (26.1) \\ \frac{\partial^2 \mathcal{Z}}{\partial z^2} = z_0^2 \mathcal{Z}; & (26.2) \\ \frac{\partial^2 \mathcal{A}}{\partial \alpha^2} = -n^2 \mathcal{A}; & (26.3) \\ \frac{\partial^2 \mathcal{R}}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial \mathcal{R}}{\partial r} + \left(\chi^2 - \frac{n^2}{r^2}\right)\mathcal{R} = 0; & (26.3) \end{cases}$$

Где: $H_Z = \mathcal{R}(r)\mathcal{A}(\alpha)\mathcal{T}(t)\mathcal{Z}(z)$ - представление функции H_Z; действительные коэффициенты связаны соотношением: $z_0^2 = n^2 + \chi^2$.

Решение (23) будет произведением функций решений (26) :

$$H_Z = H_{Z0}(AJ_n(\chi r) + BN_n(\chi r))\cos(n\alpha + \chi t)exp z_0 z\,; \quad (27)$$

Где: H_{Z0}, A, B – действительные множители, $J_n(\chi r)$, $N_n(\chi r)$ – соответственно, функции Бесселя и Неймана n порядка. Множитель $\cos(n\alpha + \chi t)$ дает знакопеременную волну, бегущую по окружности и, видимо, и является той магнитной волной, про которую говорит Серл при описании его устройства. Радиальный множитель $(AJ_n(\chi r) + BN_n(\chi r))$ имеет особенность при $r = 0$.

Остальные члены решения могут быть получены подстановкой члена (27) в систему уравнений (14), либо записаны по аналогии с решением системы уравнений Максвелла для цилиндрического резонатора [5] с последующей проверкой подстановки в систему уравнений (14). Тогда получим для следующих компонент:

$$H_r = H_{r0}(AJ_n'(\chi r) + BN_n'(\chi r))\cos(n\alpha + \chi t)exp z_0 z\,; \quad (28)$$

$$H_\alpha = H_{\alpha 0}\frac{n}{r}(AJ_n(\chi r) + BN_n(\chi r))\sin(n\alpha + \chi t)\, exp z_0 z; \quad (29)$$

$$K_r = K_{r0}\frac{n}{r}(AJ_n(\chi r) + BN_n(\chi r))\sin(n\alpha + \chi t)expz_0 z; \qquad (30)$$

$$K_\alpha = K_{\alpha 0}(AJ_n'(\chi r) + BN_n'(\chi r))\cos(n\alpha + \chi t)expz_0 z\,; \qquad (31)$$

Исходя из решения (27-31) сделаем следующие выводы об устройстве Серла.

Устройство, демонстрируемое Серлом, описывается расслоением решения (27-31).

n равно числу вращающихся магнитов. Угловая волна в (27) должна быть знакопеременной, иначе не будет возникать индукция и генерация поля *Н-К.* Большое расстояние между вращающимися магнитами может приводить к провалу магнитного поля *Н* между ними и разрыву волны, и остановке системы. Маленькое расстояние между магнитами так же плохо, т.к. ведет к малой вариации магнитного поля между магнитами вдоль окружности. Это видно и из фильма Серла, где самовозбуждение и вращение системы возникает только при числе магнитов 6. При 4 магнитах возникает разрыв магнитного поля на окружности их движения между ними. Для исключения разрывов между вращающимися магнитами нужно либо увеличить их число, либо увеличить их диаметр.

При росте скорости вращения нарастает гравитационное и магнитное поля, поэтому можно ожидать, что центробежная сила будет уравновешена магнитной центростремительной. Особенность решения говорит о возможности неограниченного накопления и выделения энергии в центре системы при $r = 0$. Отбор энергии может быть произведен через обмотки на П - образных сердечниках, в зазоре между которыми проходят магниты. Регулируя нагрузку и ток этих обмоток, можно разгонять или тормозить систему и отбирать энергию из системы. Кольцевой магнит, в первом приближении, в индукции *Н-К* не участвует, т.к. его магнитное поле постоянно, а для участия в индукции оно должно меняться. Роль этого магнита сводится к удержанию вращающихся магнитов на окружности. В данном варианте основное варирование магнитного поля *Н* происходит по координате *z.* Но в компонентах решения (27-29) присутствует варирование и по осям α и r. Следовательно, следует предположить, что возможны конструкции индукторов и с ориентацией оси магнитов и вдоль осей α и r. Примеры таких устройств можно видеть в интернет.

В данной статье рассмотрен метод получения решений для первой системы уравнений метасистемы на основе функций над вариантом расширения действительных чисел. Этот метод позволяет получать решения на основе ранее полученных решений. Так же предложен вариант модели индуктора Серла на основе одного из решений первой системы уравнений метасистемы, предположительно, описывающей грави - магнитную индукцию *Н-К*. Эта модель позволяет описать поведение индуктора Серла и открывает возможность его расчета, моделирования и модификации под разные задачи. Использоваться могут варианты, описываемые Серлом – генератор - источник энергии, двигатель и движетель.

Другие работы автора можно посмотреть на сайтах [12,13].

Ссылки

1. http://kravchik-yuriy.ru/kravchik-yu-s-statya-matematika-fizika-i-texnika-neelektromagnitnyx-polej

2. Кравчик Ю.С. Обобщение комплексных чисел и их применение в электродинамике // Праці УНДІРТ. – 2003. - №4(36).
3. http://kravchik-yuriy.ru/neelektromagnitnye-polya/10-primery-nablyudeniya-neelektromagnitnyx-polej-s-magnitnoj-sostavlyayushhej.html
4. http://yuriykravchik.ru:8080/fields/PdfContent?id=15
5. Никольский Н.Н. Электродинамика и распространение радиоволн. – М.: Наука, 1978. – 543 с.
6. http://yuriykravchik.ru:8080/fields/PdfContent?id=18
7. http://kravchik-yuriy.ru/tochnye-resheniya-sistemy-uravnenij-maksvella/1-primenenie-3d-preobrazovanij-dlya-polucheniya-reshenij-sistemy-uravnenij-maksvella.html
8. https://vseedino.ru/dzhon-sjorl-izobretatel-diska-nlo/
9. https://www.youtube.com/watch?v=mzmwBEBZmmI
10. http://kravchik-yuriy.ru/neelektromagnitnye-polya/gipoteza-o-gravi-magnitnoj-indukcii.html
11. http://kravchik-yuriy.ru/neelektromagnitnye-polya/obosnovanie-sushhestvovaniya-gravi-magnitnoj-indukcii-na-primere-ustrojstva-serla.html
12. http://yuriykravchik.ru:8080/fields/pages/articles.xhtml
13. http://kravchik-yuriy.ru/