

Шестиугольный шторм на Сатурне

Оглавление

1. Введение
 2. Краткое описание математической модели Земного водоворота
 3. Математическая модель эллиптического водоворота
 4. Математическая модель шестиугольного водоворота
- Приложение 1. Решение уравнений Максвелла в эллиптических цилиндрических координатах.
- Приложение 2. Разложение шестиугольника на эллипсы.
- Литература

Аннотация

На северном полюсе Сатурна уже более 30 лет существует гигантский шторм в форме шестиугольника, каждая сторона которого больше диаметра Земли. Этот шестиугольник не перемещается на планете, вращается и сохраняет свою форму. Это явление до сих пор не имеет объяснения. Ниже предлагается математическая модель такого шторма, аналогичная математической модели океанского водоворота (предложенной автором ранее). При этом показывается, что источником энергии, позволяющей шторму длительное время вращаться, является гравитационное поле Сатурна.

1. Введение

На северном полюсе Сатурна уже более 30 лет существует гигантский шторм в форме шестиугольника, каждая сторона которого больше диаметра Земли [1, 2, 3]. Этот шестиугольник не перемещается на планете, вращается и сохраняет свою форму. Он обладает удивительной устойчивостью – существует уже более 30 лет. Построению математической модели такого шторма посвящено много работ, но общепризнанная модель отсутствует [3].

Очевидна внешняя аналогия этого шторма и океанского водоворота – см. рис. 1 и рис. 2. Основное отличие состоит в форме поверхности. Можно сказать, подчеркивая эту аналогию, что на Сатурне существует шестиугольный "газоворот", в отличие от круглого океанского водоворота на Земле.

Отметим еще, что шестиугольные газовороты наблюдаются и в земных условиях: анализ спутниковых снимков показал присутствие над аномальной зоной в Атлантическом океане известной как Бермудский треугольник, облаков шестиугольной формы – см. рис. 3 [4].

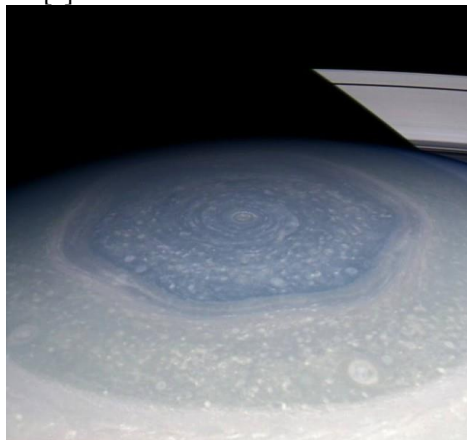


Рис. 1.



Рис. 2.



Рис. 3.

Далее вначале строится математическая модель эллиптического водоворота. Она строится по аналогии с математической моделью кругового водоворота [5] на основе решения уравнений Максвелла для гравитомагнетизма [6].

Затем показывается, что шестиугольный газоворот является суммой эллиптических газоворотов. Каждый газоворот определяется собственными начальными условиями в уравнениях Максвелла. При существовании нескольких независимых начальных условий появляются несколько решений - эллиптических газоворотов. Поскольку система уравнений Максвелла является линейной, то реальное решение является суммой этих решений. Сумма имеет вид шестиугольного водоворота.

2. Краткое описание математической модели Земного водоворота

В математической модели водоворота [5] используется система максвеллоподобных уравнений гравитации [6]. Модель основана на следующих предположениях. Движение воды уподобляется массовым токам. Массовые токи в гравитационном поле описываются уравнениями Максвелла для гравитомагнетизма максвеллоподобными уравнениями гравитации [6] (далее – МПГ-уравнениями). Взаимодействие между движущимися массами описывается гравитомагнитными силами Лоренца (далее ГЛ-силы), аналогичными силам Лоренца в электродинамике, действующими между движущимися электрическими зарядами.

Массовые токи в водовороте циркулируют по горизонтальным сечениям водоворота и по вертикали. Кинетическая энергия такой циркуляции расходуется на потери от внутреннего трения. Она поступает от гравитирующего тела - Земли. Потенциальная энергия водоворота не изменяется и, следовательно, не расходуется. Т.е. в этом случае нет преобразования потенциальной энергии в кинетическую и обратно. Однако гравитирующее тело расходует свою энергию на создание и поддержание массовых токов, т.е. на сохранение водоворота

Водоворот, как движение воды, удовлетворяет также уравнению Навье-Стокса для вязкой несжимаемой жидкости. В [5] показано, что давление воды в водовороте можно рассчитать по уравнению Навье-Стокса в зависимости от массовых токов. При этом обнаруживается, что геометрическое место точек с постоянным

значением вертикальной составляющей давления на свободной поверхности является окружностью данного радиуса. Давление на свободной поверхности отражает форму поверхности водоворота. Следовательно, на поверхности водоворота должны быть концентрические выступы и впадины, соответствующие волнообразной зависимости давления от радиуса. На основе этого в [5] построена картина поверхности водоворота – см. рис. 4.

Аналогичный подход используется ниже. Остается только показать, что существует решение уравнений Максвелла для эллиптического водоворота и, далее, для шестиугольного водоворота.

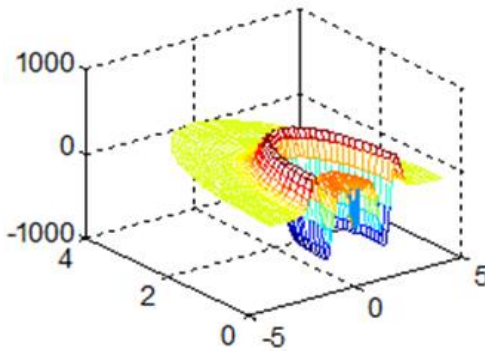


Рис. 4.

3. Математическая модель эллиптического водоворота

Уравнения Максвелла для стационарного гравитоманнитного поля имеют вид:

$$\operatorname{div}(H) = 0, \quad (1)$$

$$\operatorname{div}(J) = 0, \quad (2)$$

$$\operatorname{rot}(H) = J, \quad (3)$$

где H - гравитоманнитные напряженности, J - плотности массовых токов.

Рассмотрим эти уравнения в эллиптических координатах ξ, φ, z [7, стр. 161] - см. также рис. 5:

$$\operatorname{div}(H) = \left(\frac{1}{a\Delta^3} (\operatorname{sh}(\xi)\operatorname{ch}(\xi)H_\xi + \sin(\varphi)\cos(\varphi)H_\varphi) + \frac{1}{a\Delta} \left(\frac{\partial H_\xi}{\partial \xi} + \frac{\partial H_\varphi}{\partial \varphi} \right) + \frac{\partial H_z}{\partial z} \right) = 0, \quad (4)$$

$$\text{rot}_{\xi}(H) = \left(\frac{1}{a\Delta} \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial H_{\varphi}}{\partial z} \right) = J_{\xi}, \quad (5)$$

$$\text{rot}_{\varphi}(H) = \left(\frac{\partial H_{\xi}}{\partial z} - \frac{1}{a\Delta} \frac{\partial H_z}{\partial \xi} \right) = J_{\varphi}, \quad (6)$$

$$\text{rot}_z(H) = \left(\frac{1}{a\Delta^3} (\text{ch}(\xi)\text{sh}(\xi)H_{\varphi} - \cos(\varphi)\sin(\varphi)H_{\xi}) + \frac{1}{a\Delta} \left(\frac{\partial H_{\varphi}}{\partial \xi} - \frac{\partial H_{\xi}}{\partial \varphi} \right) \right) = J_z, \quad (7)$$

$$\text{div}(J) = \left(\frac{1}{a\Delta^3} (\text{sh}(\xi)\text{ch}(\xi)J_{\xi} + \sin(\varphi)\cos(\varphi)J_{\varphi}) + \frac{1}{a\Delta} \left(\frac{\partial J_{\xi}}{\partial \xi} + \frac{\partial J_{\varphi}}{\partial \varphi} \right) + \frac{\partial J_z}{\partial z} \right) = 0, \quad (7a)$$

где

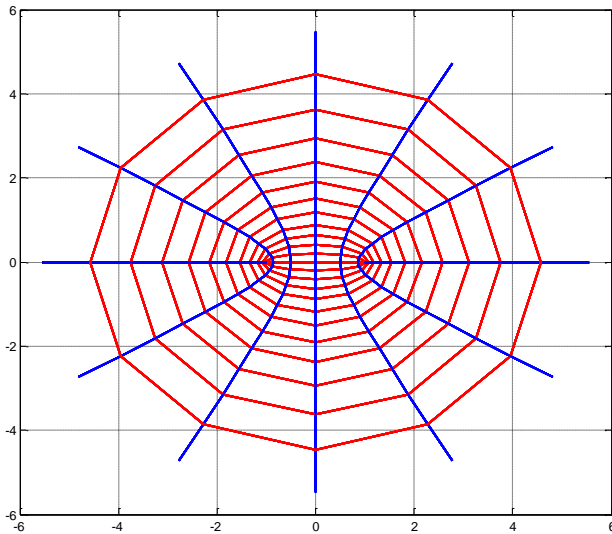
$$\Delta = \sqrt{(\text{ch}^2(\xi) - \cos^2(\varphi))}, \quad (7b)$$

a - полуфокусное расстояние,

координаты ξ , φ , z связаны с прямоугольными координатами

x , y , z формулами вида

$$x = a\text{ch}(\xi)\cos(\varphi), \quad y = a\text{sh}(\xi)\sin(\varphi), \quad z = z. \quad (7c)$$



Saturn.m: Fig.5.

При фиксированных ξ, z точка описывает эллипс в горизонтальной плоскости. При фиксированных φ, z точка описывает гиперболу в горизонтальной плоскости. В частности, на рис. 5 показаны эллипсы и гиперболы, построенные по (7с) при $a = 1$ в зависимости от $0 \leq \xi < 1.2, 0 \leq \varphi < 2\pi$.

Одно из возможных решений уравнений (4-7а) имеет следующий вид (что показано в приложении 1):

$$H_{\xi} = h_{\xi} \Delta^{-2} \sin(\varphi) \cos(\varphi), \quad (8)$$

$$H_{\varphi} = h_{\varphi} \Delta^{-2} \operatorname{sh}(\xi) \operatorname{ch}(\xi), \quad (9)$$

$$H_z = \Delta^{-2}, \quad (10)$$

$$J_{\xi} = \frac{2}{a\Delta^5} \sin(\varphi) \cos(\varphi), \quad (11)$$

$$J_{\varphi} = -\frac{2}{a\Delta^5} \operatorname{sh}(\xi) \operatorname{ch}(\xi), \quad (12)$$

$$J_z = \frac{3}{a\Delta^5} (h_{\varphi} \operatorname{sh}^2(\xi) \operatorname{ch}^2(\xi) - h_{\xi} \sin^2(\varphi) \cos^2(\varphi)), \quad (13)$$

где константы h_{ξ}, h_{φ} связаны соотношением вида

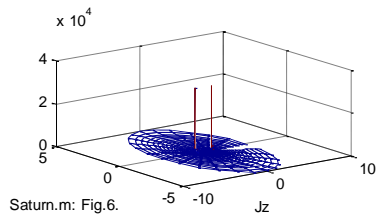
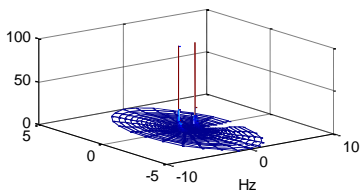
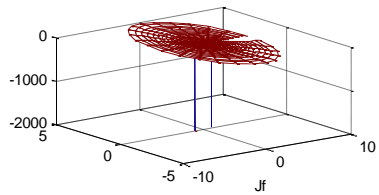
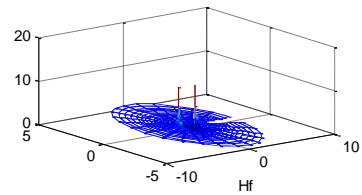
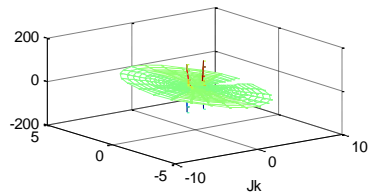
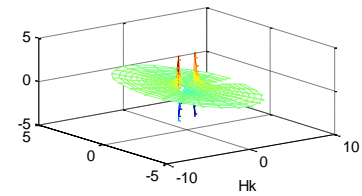
$$h_{\xi} + h_{\varphi} = 0. \quad (14)$$

На рис. 6 показаны графики функций (8-13) при $a = 1, h_{\xi} = 1, h_{\varphi} = -1$ на плоскости (x, y) , где (x, y) определены по (7с) в зависимости от $0 \leq \xi < \xi_{\max}, 0 \leq \varphi < 2\pi$. На рис. 6а для наглядности показаны те же графики, но в логарифмическом масштабе.

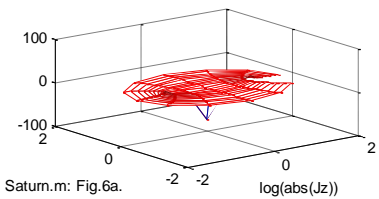
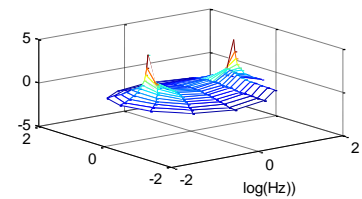
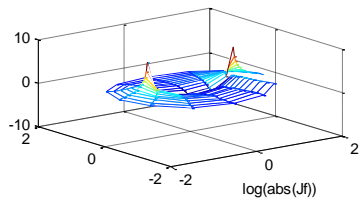
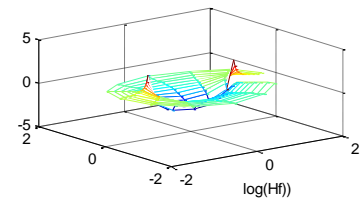
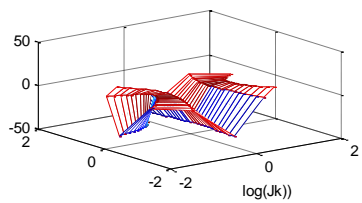
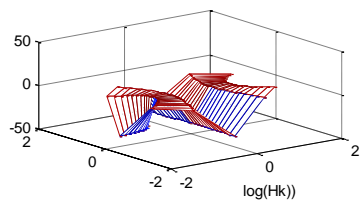
На рис. 7 в левом столбце показаны функции $H_{\xi}(\xi), H_{\varphi}(\xi), H_z(\xi)$ при данном значении φ . При этом сплошной линией, точками и пунктиром показаны эти функции при $\varphi = 1.05, 1.83, 3.67$ соответственно.

На рис. 7 в правом столбце показаны функции $H_{\xi}(\varphi), H_{\varphi}(\varphi), H_z(\varphi)$ при данном значении ξ . При этом сплошной линией, точками и пунктиром показаны эти функции при $\xi = 0.4, 0.7, 1.4$ соответственно.

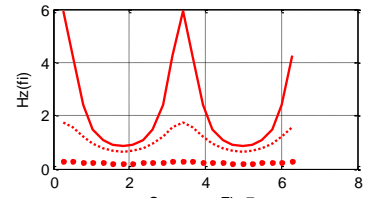
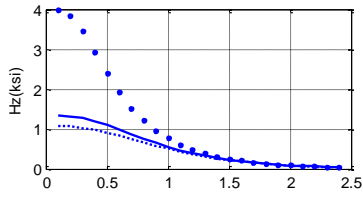
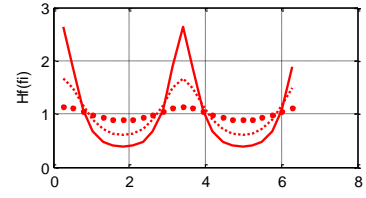
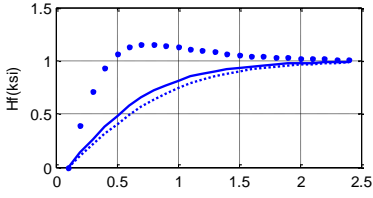
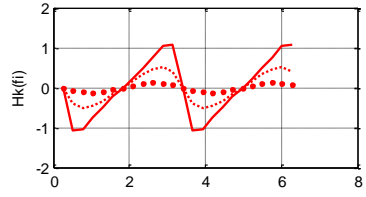
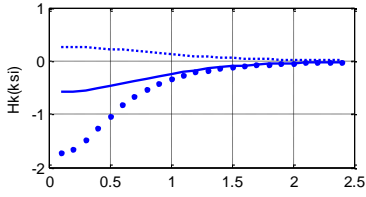
Наконец, на рис. 8 таким же образом показаны функции $J_{\xi}(\xi), J_{\varphi}(\xi), J_z(\xi)$ и $J_{\xi}(\varphi), J_{\varphi}(\varphi), J_z(\varphi)$.



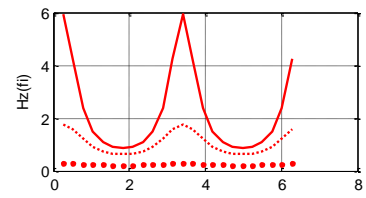
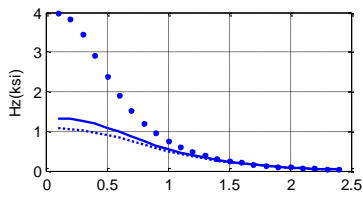
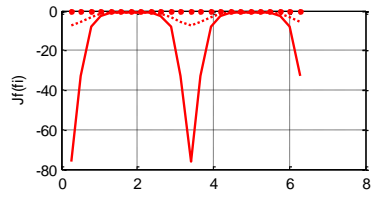
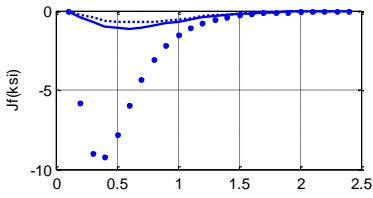
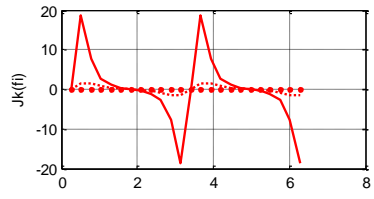
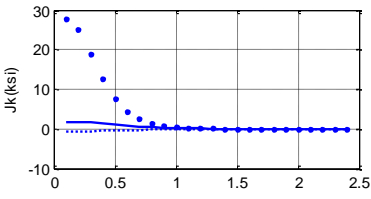
Saturn.m: Fig.6.



Saturn.m: Fig.6a.



Saturn.m: Fig.7.



Saturn.m: Fig.8.

4. Математическая модель шестиугольного водоворота

Показанная на рис. 4 картина определяется начальными условиями – массовыми токами в основании водоворота. При существовании нескольких групп независимых начальных условий появляются несколько решений указанного вида. Поскольку система уравнений Максвелла является линейной, то реальное решение является суммой этих нескольких решений. Если группа начальных условий определяет группу эллиптических водоворотов с общим центром, то суммарное решение будет определять водоворот, имеющий конфигурацию суммы эллипсов.

Можно показать, что конфигурация суммы эллипсов имеет вид замкнутой кривой Γ . Это означает, что геометрическое место точек с постоянным значением вертикальной составляющей давления на свободной поверхности отличается от окружности данного радиуса и имеет вид замкнутой кривой Γ . На этой кривой Γ значение вертикальной составляющей давления будет иметь одну и ту же величину. Следовательно, на поверхности водоворота в этом случае вместо концентрических окружностей должны будут наблюдаться концентрические кривые Γ .

Любая замкнутая выпуклая кривая Γ может быть разложена на сумму эллипсов. Для доказательства заметим следующее. Любую такую кривую можно представить двумя функциями угла φ :

$$x = f_x(\varphi), \quad (1)$$

$$y = f_y(\varphi). \quad (2)$$

Представленные таким образом дискретные функции (1, 2) можно разложить в тригонометрические ряды вида

$$x = \sum_{n=2}^N x_n, \quad (3)$$

$$y = \sum_{n=2}^N y_n, \quad (4)$$

где

$$x_n = \left(\alpha_n \cos\left(\frac{2\pi(n-1)}{N}\varphi\right) + \beta_n \sin\left(\frac{2\pi(n-1)}{N}\varphi\right) \right), \quad (5)$$

$$y_n = \left(\eta_n \cos\left(\frac{2\pi(n-1)}{N}\varphi\right) + \lambda_n \sin\left(\frac{2\pi(n-1)}{N}\varphi\right) \right). \quad (6)$$

Здесь каждая пара слагаемых (x_n, y_n) представляет эллипс. Следовательно, кривая Γ является суммой эллипсов.

В приложении 2 описано разложение шестиугольника на эллипсы. Существование решения для эллиптического водоворота показано выше. Следовательно, возможно существование группы начальных условий для образования шестиугольного водоворота. Наблюдения на Сатурне и Бермудском треугольнике показывают, упомянутые выше сочетания начальных условий могут существовать.

Приложение 1. Решение уравнений Максвелла в эллиптических цилиндрических координатах.

В разделе 3 приведены уравнения Максвелла в эллиптических координатах ξ, φ, z (3.4- 3.7a).

Будем искать решение этих уравнений в предположении, что все переменные не изменяются вдоль оси z . Тогда уравнения (2, 11-13, 14) примут вид:

$$\frac{1}{\Delta^2} (\text{sh}(\xi)\text{ch}(\xi)H_\xi + \sin(\varphi)\cos(\varphi)H_\varphi) + \left(\frac{\partial H_\xi}{\partial \xi} + \frac{\partial H_\varphi}{\partial \varphi} \right) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{1}{a\Delta} \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} = J_\xi, \quad (2)$$

$$-\frac{1}{a\Delta} \frac{\partial H_z}{\partial \xi} = J_\varphi, \quad (3)$$

$$\left(\frac{1}{a\Delta^3} (\text{ch}(\xi)\text{sh}(\xi)H_\varphi - \cos(\varphi)\sin(\varphi)H_\xi) + \frac{1}{a\Delta} \left(\frac{\partial H_\varphi}{\partial \xi} - \frac{\partial H_\xi}{\partial \varphi} \right) \right) = J_z, \quad (4)$$

$$\frac{1}{\Delta^2} (\text{sh}(\xi)\text{ch}(\xi)J_\xi + \sin(\varphi)\cos(\varphi)J_\varphi) + \left(\frac{\partial J_\xi}{\partial \xi} + \frac{\partial J_\varphi}{\partial \varphi} \right) = 0. \quad (5)$$

Из (3.7b) найдем:

$$\frac{\partial(\Delta^{-2})}{\partial \xi} = \frac{\partial((\text{ch}^2(\xi) - \cos^2(\varphi))^{-1})}{\partial \xi} = 2\Delta^{-4} \text{sh}(\xi)\text{ch}(\xi), \quad (6)$$

$$\frac{\partial(\Delta^{-2})}{\partial \varphi} = \frac{\partial((\text{ch}^2(\xi) - \cos^2(\varphi))^{-1})}{\partial \varphi} = 2\Delta^{-4} \sin(\varphi)\cos(\varphi). \quad (7)$$

Пусть

$$H_{\xi.} = h_\xi \Delta^{-2} \sin(\varphi)\cos(\varphi), \quad (8)$$

$$H_{\varphi} = h_{\varphi} \Delta^2 \operatorname{sh}(\xi) \operatorname{ch}(\xi). \quad (9)$$

Тогда

$$\frac{\partial H_{\xi}}{\partial \xi} = h_{\xi} \sin(\varphi) \cos(\varphi) \frac{\partial(\Delta^{-2})}{\partial \xi} = 2\Delta^{-4} h_{\xi} \sin(\varphi) \cos(\varphi) \operatorname{sh}(\xi) \operatorname{ch}(\xi), \quad (10)$$

$$\frac{\partial H_{\xi}}{\partial \varphi} = h_{\xi} \sin(\varphi) \cos(\varphi) \frac{\partial(\Delta^{-2})}{\partial \varphi} = 2\Delta^{-4} h_{\xi} \sin^2(\varphi) \cos^2(\varphi), \quad (11)$$

$$\frac{\partial H_{\varphi}}{\partial \varphi} = h_{\varphi} \operatorname{sh}(\xi) \operatorname{ch}(\xi) \frac{\partial(\Delta^{-2})}{\partial \varphi} = 2h_{\varphi} \Delta^{-4} \operatorname{sh}(\xi) \operatorname{ch}(\xi) \sin(\varphi) \cos(\varphi), \quad (12)$$

$$\frac{\partial H_{\varphi}}{\partial \xi} = h_{\varphi} \operatorname{sh}(\xi) \operatorname{ch}(\xi) \frac{\partial(\Delta^{-2})}{\partial \xi} = 2\Delta^{-4} h_{\varphi} \operatorname{sh}^2(\xi) \operatorname{ch}^2(\xi). \quad (13)$$

Из (1, 8-13) находим:

$$\frac{1}{\Delta^2} \left(\operatorname{sh}(\xi) \operatorname{ch}(\xi) h_{\xi} \Delta^2 \sin(\varphi) \cos(\varphi) + \right) + \left(2\Delta^{-4} h_{\xi} \sin(\varphi) \cos(\varphi) \operatorname{sh}(\xi) \operatorname{ch}(\xi) + \right) = 0$$

или

$$3h_{\xi} \sin(\varphi) \cos(\varphi) \operatorname{sh}(\xi) \operatorname{ch}(\xi) + 3h_{\varphi} \operatorname{sh}(\xi) \operatorname{ch}(\xi) \sin(\varphi) \cos(\varphi) = 0$$

или

$$h_{\xi} + h_{\varphi} = 0. \quad (14)$$

Из (4, 8-13) находим:

$$\left(\frac{1}{a\Delta^3} (\operatorname{ch}(\xi) \operatorname{sh}(\xi) h_{\varphi} \Delta^2 \operatorname{sh}(\xi) \operatorname{ch}(\xi) - \cos(\varphi) \sin(\varphi) h_{\xi} \Delta^2 \sin(\varphi) \cos(\varphi)) + \right) = J_z$$

$$\left(\frac{1}{a\Delta} (2\Delta^{-4} h_{\varphi} \operatorname{sh}^2(\xi) \operatorname{ch}^2(\xi) - 2\Delta^{-4} h_{\xi} \sin^2(\varphi) \cos^2(\varphi)) \right)$$

или

$$\left((h_{\varphi} \operatorname{ch}(\xi) \operatorname{sh}(\xi) \operatorname{sh}(\xi) \operatorname{ch}(\xi) - h_{\xi} \cos(\varphi) \sin(\varphi) \sin(\varphi) \cos(\varphi)) + \right) = a\Delta^{-5} J_z$$

$$\left((2h_{\varphi} \operatorname{sh}^2(\xi) \operatorname{ch}^2(\xi) - 2h_{\xi} \sin^2(\varphi) \cos^2(\varphi)) \right)$$

или

$$3h_{\varphi} \operatorname{sh}^2(\xi) \operatorname{ch}^2(\xi) - 3h_{\xi} \sin^2(\varphi) \cos^2(\varphi) = a\Delta^{-5} J_z$$

или

$$J_z = \frac{3}{a\Delta^5} (h_{\varphi} \operatorname{sh}^2(\xi) \operatorname{ch}^2(\xi) - h_{\xi} \sin^2(\varphi) \cos^2(\varphi)) \quad (15)$$

Подставим (2, 3) в (4). Тогда получим

$$\frac{1}{\Delta^2} \left(\text{sh}(\xi) \text{ch}(\xi) \frac{1}{a\Delta} \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} - \sin(\varphi) \cos(\varphi) \frac{1}{a\Delta} \frac{\partial H_z}{\partial \xi} \right) + \left(\frac{1}{a\Delta} \frac{\partial^2 H_z}{\partial \varphi \partial \xi} - \frac{1}{a\Delta} \frac{\partial^2 H_z}{\partial \varphi \partial \xi} \right) = 0$$

или

$$\left(\text{sh}(\xi) \text{ch}(\xi) \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} - \sin(\varphi) \cos(\varphi) \frac{\partial H_z}{\partial \xi} \right) = 0. \quad (16)$$

Из (6, 7) находим, что

$$\left(\text{sh}(\xi) \text{ch}(\xi) \frac{\partial(\Delta^{-2})}{\partial \varphi} - \sin(\varphi) \cos(\varphi) \frac{\partial(\Delta^{-2})}{\partial \xi} \right) = 0. \quad (17)$$

Сравнивая (16, 17), замечаем, что

$$H_z = \Delta^{-2}. \quad (18)$$

Из (2, 3, 18) получаем:

$$J_\xi = \frac{1}{a\Delta} \frac{\partial(\Delta^{-2})}{\partial \varphi}, \quad (19)$$

$$J_\varphi = -\frac{1}{a\Delta} \frac{\partial(\Delta^{-2})}{\partial \xi}. \quad (20)$$

или, с учетом (6, 7),

$$J_\xi = \frac{2}{a\Delta^5} \sin(\varphi) \cos(\varphi), \quad (21)$$

$$J_\varphi = -\frac{2}{a\Delta^5} \text{sh}(\xi) \text{ch}(\xi). \quad (22)$$

Итак, если переменные H_ξ и H_φ определяются по (8, 9) соответственно, то переменные H_z , J_ξ , J_φ , J_z определяются по (18, 21, 22, 15) соответственно и выполняется условие (14).

Приложение 2. Разложение шестиугольника на эллипсы.

Рассмотрим шестиугольник, изображенный на рис. 1. Его можно представить двумя функциями угла φ :

$$x = f_x(\varphi), \quad (1)$$

$$y = f_y(\varphi). \quad (2)$$

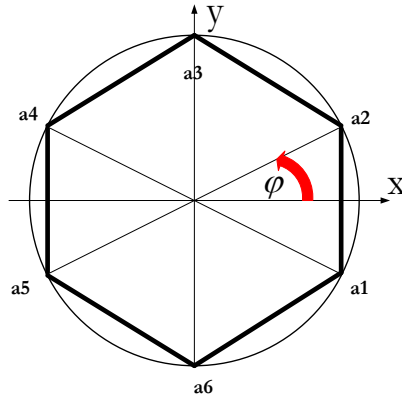


Рис. 1.

Эти функции показаны на рис. 2. Представим эти функции множеством точек. На рис. 2 каждый отрезок представлен тремя точками: $n = 3$, а отрезок $[a_1, a_2]$ повторен дважды. При этом каждая функция представляется $N = 7n$ точками. Представленные таким образом дискретные функции (1, 2) можно разложить в тригонометрические ряды вида (4.1, 4.2).

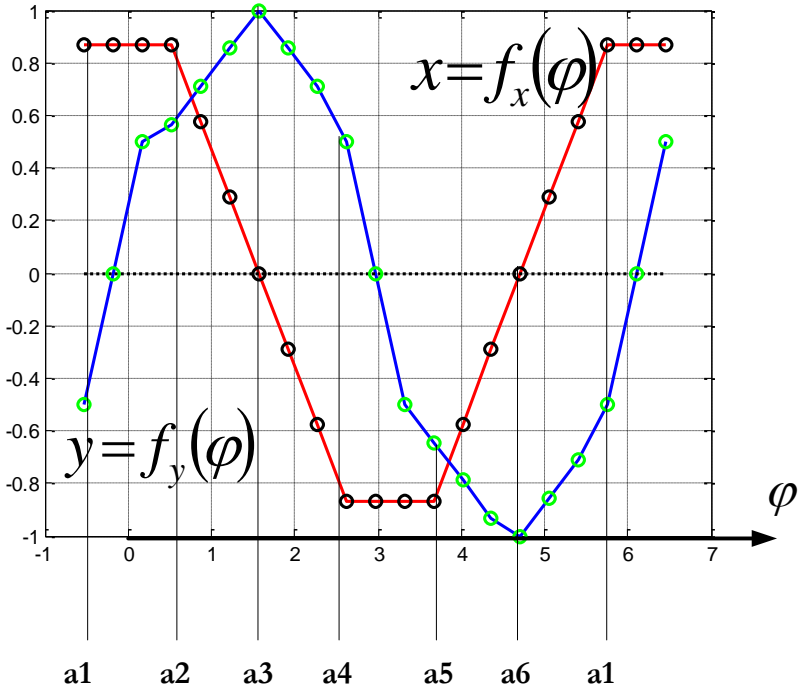
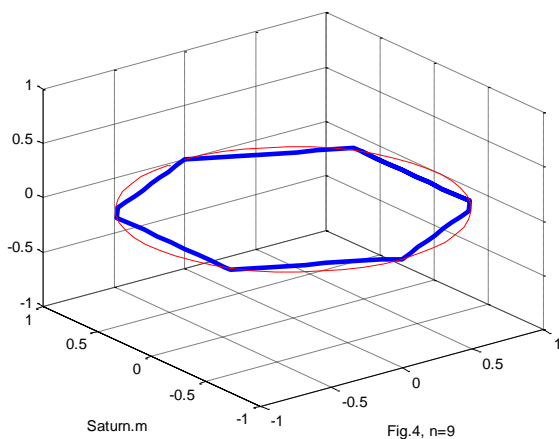
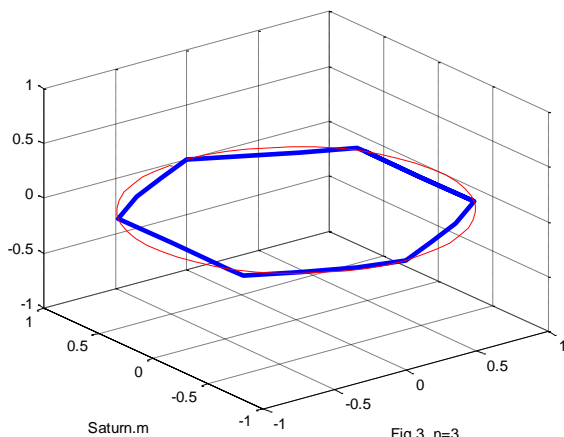
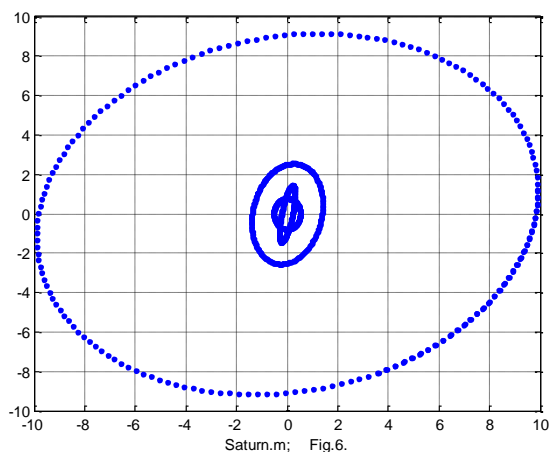


Рис. 2.

Моделирование показывает, что постоянной величиной первых слагаемых при $n=1$ можно пренебречь. Следовательно, функции (1, 2) в полярных и цилиндрических координатах можно аппроксимировать множеством $(N-1)$ функций, описывающих **ЭЛЛИПСЫ**. Сумма таких функций изображает шестиугольник. Например, на рис. 3 и 4 показаны фигуры, как результат такой аппроксимации при $n=3$ и $n=9$ соответственно. На рис. 6 показаны первые 4 эллипса в разложении шестиугольника при $n=3$. Точками выделен первый эллипс.





Литература

1. Шестиугольник Сатурна,
<http://naucaitechnika.ru/blog/43524663032/10-strannyih-obektov-Solnechnoy-sistemyi,-o-kotoryih-nam-malo-ch>
2. Шестиугольник Сатурна, <http://fishki.net/1592643-krupnye-inoplanetnye-buri-i-uragany.html>
3. Saturn's hexagon,
https://en.wikipedia.org/wiki/Saturn%27s_hexagon
4. Раскрыта тайна Бермудского треугольника,
<https://lenta.ru/news/2016/10/24/bt/>
5. Хмельник С.И. Уравнение водоворота, «Доклады независимых авторов», изд. «DNA», printed in USA, ISSN 2225-6717, Lulu Inc., ID 19737854, Россия-Израиль, 2016, №38, ISBN 978-1-365-50615-4, <http://vixra.org/abs/1504.0169>
6. Хмельник С.И. Еще об экспериментальном уточнении максвеллоподобных уравнений гравитации, «Доклады независимых авторов», изд. «DNA», printed in USA, ISSN 2225-6717, Lulu Inc., ID 14407999, Россия-Израиль, 2014, №25, ISBN 978-1-304-86256-3,
<http://lib.izdatelstwo.com/Papers/25.62.pdf>, см. также <http://vixra.org/abs/1404.0089>
7. Андре Анго. Математика для электро- и радиоинженеров, изд. «Наука», Москва, 1964, 772 с.