

# О потоке воды в воронку и из трубы

## Оглавление

1. Введение
  2. Основная математическая модель
  3. Вычислительный алгоритм
  4. Анализ уравнений
  5. Выводы
- Литература

## Аннотация

Показывается, что вращение воды, втекающей в воронку, или вытекающей из трубы под действием силы тяжести, может быть объяснено существованием значительных по величине гравитоманнитных сил.

## 1. Введение

До настоящего времени не построена (насколько известно автору) строгая модель потока воды, втекающего в трубу под действием силы тяжести и образующего вращающийся вихрь - воронку. Эксперименты позволяют установить только то, что вихрь образуется, когда скорость потока превышает некоторое пороговое значение [1]. Вода закручивается не только в воронке, но и при вылете из брансбойта, в отвесном водопаде, при вытекании из крана под большим напором и т.п.

В предлагаемой ниже математической модели воронки используется система максвеллоподобных уравнений гравитации [3]. Модель основана на следующих предположениях. Движение воды уподобляется массовым токам. Массовые токи в гравитационном поле описываются максвеллоподобными уравнениями гравитации [3] (далее – МПГ-уравнениями). Взаимодействие между движущимися массами описывается гравитоманнитными силами Лоренца (далее ГЛ-силы), аналогичными силам Лоренца в электродинамике, действующими между движущимися электрическими зарядами. ГЛ-силы имеют вид

$$F_L = J \times B, \quad (1)$$

где гравитоманнитная индукция

---

$$B = G\xi H, \quad (2)$$

Здесь  $G$  - гравитационная постоянная,  $\xi$  - гравитомагнитная проницаемость среды. Необходимо пояснить смысл этой величины. В [3] анализируются недавние результаты работ Самохвалова, который задумал и выполнил серию неожиданных и удивительных экспериментов. Эти эксперименты в [3] объясняются наличием гравитомагнитных сил Лоренца. Важно отметить, что наблюдаемые эффекты настолько значительны, что для их объяснения в рамках указанных максвеллоподобных уравнений гравитации необходимо дополнить эти уравнения некоторым эмпирическим коэффициентом  $\xi$ . Грубая оценка гравитационной проницаемости вакуума  $\xi \approx 10^{10}$ , но она резко уменьшается с увеличением давления. Можно полагать, что воздух является экраном для магнитогравитационной индукции благодаря тому, что в нем под действием этой индукции возникают массовые токи (аналогичные токам Фуко. Тогда надо ожидать, что в воде, где массовые токи воды взаимодействуют без воздушного экрана, величина гравитационной проницаемости приближается к указанному значению для вакуума.

Итак, в потоках воды действуют ГЛ-силы (1, 2) или

$$F_L = G\xi(J \times H). \quad (3)$$

В водовороте токи создают напряженности; токи вместе с напряженностями создают силы Лоренца; силы Лоренца воздействуют на массы, движущиеся в токе, изменяя тем самым направление токов. Все эти процессы вместе описываются уравнениями Максвелла, в которых силы Лоренца исключены. Однако эти процессы можно проследить последовательно и связать их с уравнениями Максвелла [4].

## 2. Основная математическая модель

МПП-уравнения для гравитомагнитных напряженностей  $H$  и плотностей массовых токов  $J$  в стационарном гравитомагнитном поле имеют вид:

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

$$\operatorname{rot}(H) = J, \quad (2)$$

При моделировании водоворота будем использовать цилиндрические координаты  $r, \varphi, z$ . Тогда МПП-уравнения примут вид:

$$\frac{H_r}{r} + \frac{\partial H_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{\partial H_z}{\partial z} = 0, \quad (3)$$

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial H_\varphi}{\partial z} = J_r, \quad (4)$$

$$\frac{\partial H_r}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial r} = J_\varphi, \quad (5)$$

$$\frac{H_\varphi}{r} + \frac{\partial H_\varphi}{\partial r} - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_r}{\partial \varphi} = J_z. \quad (6)$$

Кроме того, токи должны удовлетворять условию непрерывности  $\text{div}(J) = 0$ , (7)

или, в цилиндрических координатах,

$$\frac{J_r}{r} + \frac{\partial J_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial J_\varphi}{\partial \varphi} = 0. \quad (8)$$

Эти уравнения описывают, в сущности, процессы взаимодействия токов, напряженностей и сил Лоренца, что подробно описано в [4].

ГЛ-силы можно найти следующим образом. Преобразуем (1.3):

$$F_L = G \cdot \xi \cdot S_o. \quad (9)$$

где

$$S_o = (J \times H). \quad (10)$$

Это векторное произведение в цилиндрических координатах имеет вид [2]:

$$S_o = \begin{bmatrix} S_r \\ S_\varphi \\ S_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} J_\varphi H_z - J_z H_\varphi \\ J_z H_r - J_r H_z \\ J_r H_\varphi - J_\varphi H_r \end{bmatrix} \quad (11)$$

Таким образом, при известном решении системы уравнений (3-6, 8) могут быть найдены ГЛ-силы по (9-11).

Решение будем искать для случая, когда вода вытекает под действием напора - силы давления, действующего на уровне выходного отверстия, в свободное пространство. Этот напор может создаваться силой тяжести некоторого объема воды. Для дальнейшего важно, что на уровне выходного отверстия вода имеет значительную начальную скорость  $v_o$ . Важно еще отметить, что предложенная модель не учитывает силы тяжести.

### 3. Вычислительный алгоритм

Рассматривается решение уравнений (1.3-1.6, 1.8). Из физических соображений ясно, что поле должно быть однородным вдоль вертикальной оси, т.е. должны отсутствовать производные по аргументу  $\varphi$ . При этом решение указанной системы имеет следующий вид (что можно проверить непосредственной подстановкой):

$$H_r = \eta \cdot f_8(r) \cdot \exp(\eta \cdot z) \quad (1)$$

$$H_\varphi = \eta \cdot f_2(r) \cdot \exp(\eta \cdot z) \quad (2)$$

$$H_z = f_3(r) \cdot \exp(\eta \cdot z) \quad (3)$$

$$J_r = -\eta^2 f_2(r) \cdot \exp(\eta \cdot z), \quad (4)$$

$$J_\varphi = -\eta^2 f_8(r) \cdot \exp(\eta \cdot z). \quad (5)$$

$$J_z = \eta \cdot f_{10}(r) \cdot \exp(\eta \cdot z), \quad (6)$$

где

$$f_8(r) = h(1 - X)e^{-\ln(r)}, \quad (7)$$

$$f_2(r) = q \cdot r(1 - X), \quad (8)$$

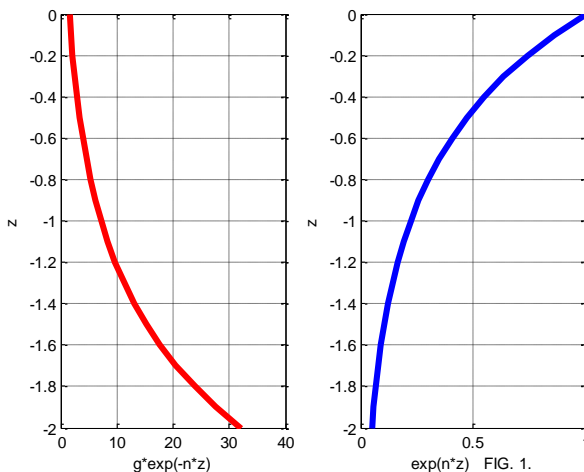
$$f_{10}(r) = f_2(r) / r, \quad (9)$$

$$f_3(r) = 2r^2 f_8(r), \quad (10)$$

$$X(r, s) = 1 / (1 + \exp(-2g(r - s))), \quad (11)$$

$$s = \gamma \cdot \exp(-\eta \cdot z), \quad (12)$$

$h, q, \eta, g, \gamma$  – некоторые константы.



Здесь  $X$  – аппроксимация функции Хевисайда, а  $s$  – то значение координаты  $r$ , в которой функция меняет значение с 0 на 1. На рис. 1 показаны функции (14) и  $\exp(\eta \cdot z)$  при  $\eta = 1.5$ ,  $\gamma = 1.6$ . При этом предполагается, что ось  $oz$  направлена вверх, а на уровне отверстия  $z = 0$ .

#### 4. Анализ уравнений

Функция  $s$  определяет форму потока. Функция  $\exp(\eta \cdot z)$  определяет плотность силы тока  $J_z$  при постоянных  $r$ ,  $\varphi$  в зависимости от  $z$  – см. (6). Следовательно,

$$J_z \equiv \exp(\eta \cdot z). \quad (15)$$

Функция  $s$  определяет площадь сечения струи в зависимости от  $z$ . Поскольку масса струи постоянна по сечению, то плотность струи в сечении на уровне  $z$

$$\rho \equiv 1/s. \quad (16)$$

Плотность тока через сечение этой струи

$$J_z = \rho \cdot v_z. \quad (17)$$

где  $v_z$  – вертикальная скорость струи. Произведение

$$s \cdot \exp(\eta \cdot z) = \gamma. \quad (18)$$

Из (15, 16, 18) следует, что

$$\frac{1}{\rho} \cdot J_z \equiv \gamma. \quad (19)$$

Из (17, 19) следует, что

$$v_z \equiv \gamma. \quad (20)$$

Таким образом, из предложенной модели следует постоянство вертикальной скорости струи, а параметр  $\gamma$  пропорционален этой скорости. Это соответствует тому, что (как указывалось) предложенная модель не учитывает силы тяжести.

Из (5, 7) следует, что плотность массового тока, текущего по окружности внутри струи при данном  $z$

$$J_\varphi = h e^{-\ln(r)}. \quad (21)$$

В то же время

$$J_\varphi = \rho v_\varphi, \quad (22)$$

где  $\rho$ ,  $v_\varphi$  – плотность струи и окружная скорость соответственно.

Из (21, 22) следует, что угловая окружная скорость

$$\omega = \frac{v_\varphi}{r} = \frac{h}{\rho} \frac{e^{-\ln(r)}}{r}. \quad (23)$$

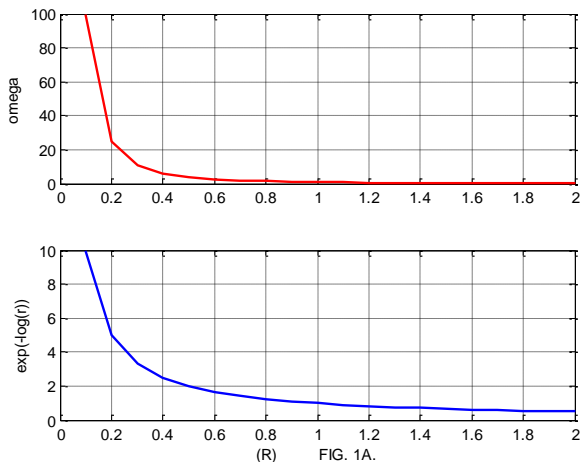


FIG. 1A.

На рис. 1а показаны функции (23) и  $e^{-\ln(r)}$ . Таким образом, угловая скорость изменяется в зависимости от радиуса. Из (14, 16, 23) находим:

$$\omega \equiv \gamma \cdot \exp(\eta \cdot z), \quad (24)$$

т.е. угловая скорость уменьшается книзу – см. рис. 1а.

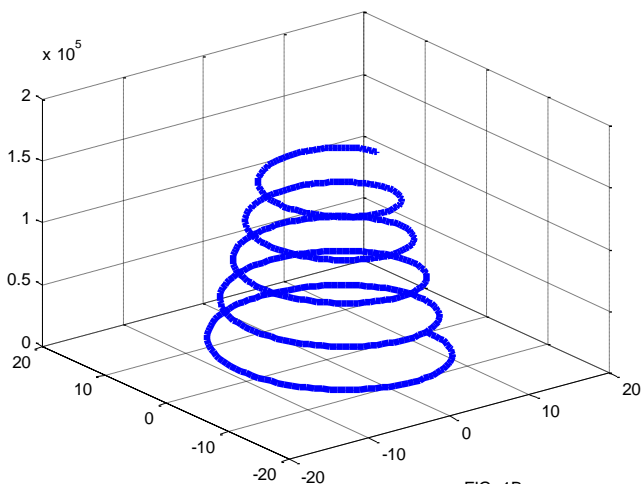


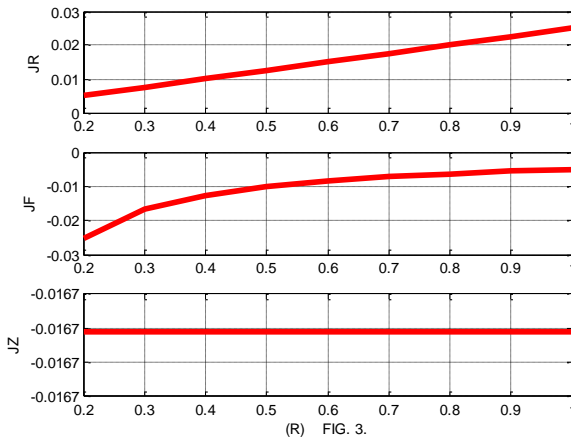
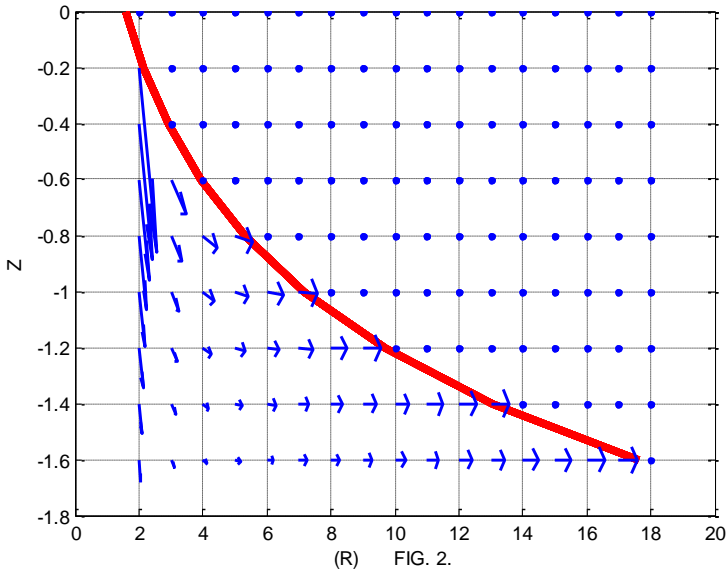
FIG. 1B.

Итак, каждый элемент массы струи воды вращается с угловой скоростью (24), опускается вниз со скоростью  $v_z \equiv \gamma$  (сопротивление воздуха не учитывается в модели) и тем самым перемещается по винтовой линии. Кроме того, этот элемент

отходит от центральной линии столба с радиальной скоростью  $v_r \equiv J_r$ , т.е. струя расширяется книзу и при этом уменьшается её плотность - см. рис. 1в.

Далее мы будем анализировать решение (4.1-4.6).

Рассмотрим векторное поле токов  $J_r, J_z$  в вертикальной плоскости сечения водоворота. На рис. 2 представлен фрагмент этого поля для части плоскости  $r = 0, 20$  и  $z = [0, -2]$  при  $h = 0.01, q = -0.05, \eta = 1.5, g = 33, \gamma = 1.6$ . Показана также функция (15).



Рассмотрим те части сепарабельных функций токов  $j_r$ ,  $j_\varphi$ ,  $j_z$ , которые зависят от координаты  $r$ . На рис. 3 представлены графики этих частей токов при  $z = -1$ .

Рассмотрим теперь векторное поле токов  $J_r$ ,  $J_\varphi$  на окружностях с радиусами  $r \approx 0.3k$ ,  $k = \overline{1, 8}$  в горизонтальной плоскости при  $z = 0$  и том же значении констант – см. рис. 4, где представлено векторное поле токов  $J_r$ ,  $J_\varphi$  на этих окружностях. Видно, что на окружностях с радиусами  $r > r_o$  круговые токи практически отсутствуют.

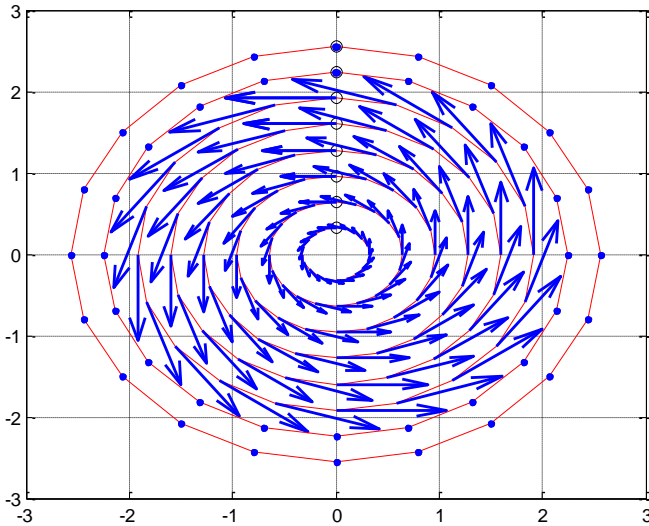


FIG. 4.

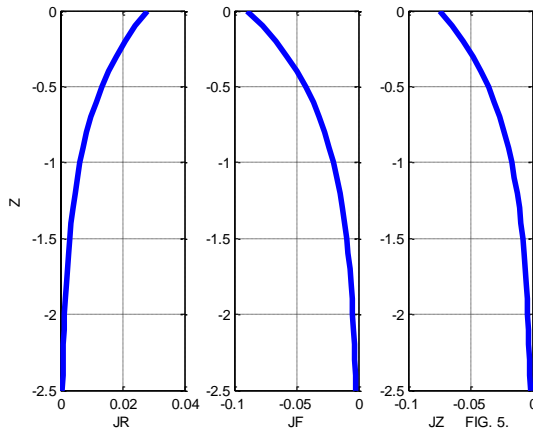


FIG. 5.



---

Рассмотрим еще зависимости токов  $j_r$ ,  $j_\varphi$ ,  $j_z$  от координаты  $z$ . На рис. 5 показаны эти зависимости при  $\varphi = 0.3$ ,  $r = 0.25$  и тех же значениях констант.

## 5. ВЫВОДЫ

Вращение воды, втекающей в воронку или вытекающей из трубы, может быть описано максвеллоподобными уравнениями гравитации. При этом движение воды уподобляется массовым токам. Существует такое решение этих уравнений, которое согласуется с наблюдаемым движением: масса струи воды вращается с угловой скоростью, уменьшающейся книзу, опускается вниз с постоянной вертикальной скоростью и тем самым перемещается по винтовой линии; кроме того, существует радиальная скорость расширения струи книзу и уменьшения её плотности.

## Литература

1. R. Fernandez-Feria and E. Sanmiguel-Rojas. On the appearance of swirl in a confined sink flow. Universidad de Ma' laga, E.T.S. Ingenieros Industriales, 29013 Ma' laga, Spain. Received 3 March 2000; accepted 2 August 2000, <http://atarazanas.sci.uma.es/docs/articulos/16669083.pdf>
2. Хмельник С.И. Структура потока электромагнитной энергии в проводе с постоянным током, там же и <http://vixra.org/pdf/1504.0061v1.pdf>
3. 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, вып. 25, ISBN 978-1-304-86256-3, <http://lib.izdatelstwo.com/Papers/25.62.pdf>, см. также <http://vixra.org/pdf/1404.0089v1.pdf>
4. Хмельник С. И. Уравнение водоворота, <http://vixra.org/pdf/1506.0090v2.pdf>