

О потоке воды в воронку и из трубы

Оглавление

1. Введение
 2. Основная математическая модель
 3. Уравнения гидродинамики для водоворота
 4. Анализ уравнений водоворота
 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 гравитомангнитных 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 гравитомангнитными 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 гравитомангнитная индукция

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

Здесь G - гравитационная постоянная, ξ - 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 ξ . 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, φ, 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

$$\operatorname{div}(J) = 0, \quad (7)$$

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

Решение системы (1.3-1.6, 1.8) в виде сепарабельных относительно координат функций имеет следующий вид (что можно проверить непосредственной подстановкой):

$$H_r = \eta \cdot (f_1(r) \sin(\varphi) + f_8(r)) \exp(\eta \cdot z), \quad (1)$$

$$H_\varphi = \eta \cdot (f_1(r) \cos(\varphi) + f_2(r)) \exp(\eta \cdot z), \quad (2)$$

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

$$J_r = \eta^2 (f_4(r) \cos(\varphi) - f_2(r)) \cdot \exp(\eta \cdot z), \quad (4)$$

$$J_\varphi = \eta^2 (-f_4(r) \sin(\varphi) + f_8(r)) \cdot \exp(\eta \cdot z), \quad (5)$$

$$J_z = \eta \cdot (f_3(r) \cos(\varphi) + f_{10}(r)) \exp(\eta \cdot z), \quad (6)$$

где

$$f_1 = \left[1 + \frac{1}{r} + \frac{2}{r^2} \right] \mathcal{G} \cdot (1 - X), \quad (7)$$

$$f_3 = \left[-\frac{1}{r^2} - \frac{4}{r^3} \right] \mathcal{G} \cdot (1 - X), \quad (8)$$

$$f_4(r) = r \mathcal{G} (1 - X), \quad (9)$$

$$f_8(r) = h e^{-\ln(r)}, \quad (10)$$

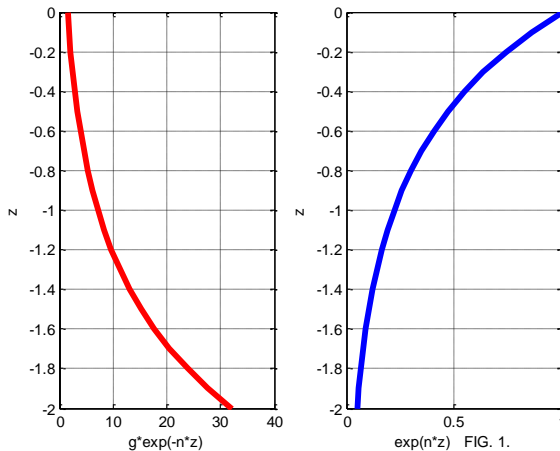
$$f_2(r) = q \cdot r (1 - X), \quad (11)$$

$$f_{10}(r) = f_2(r) / r + q, \quad (12)$$

$$X(r, s) = 1 / (1 + \exp(-2g(r - s))), \quad (13)$$

$$s = \gamma \cdot \exp(-\eta \cdot z), \quad (14)$$

$h, \mathcal{G}, q, \eta, g, \gamma$ – 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 водоворота

Функция s определяет форму потока. Функция $\exp(\eta \cdot z)$ определяет плотность силы тока J_z при постоянных r, φ 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 γ пропорционален этой скорости. Это соответствует тому, что (как указывалось) предложенная модель не учитывает силы тяжести.

Из (4, 5) следует, что плотность массового тока, текущего по окружности при данном z внутри струи

$$J_\varphi \cong f_4(r) = r \mathcal{G}. \quad (21)$$

В то же время

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

где ρ, v_φ – плотность струи и окружная скорость соответственно.

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

$$\omega = \frac{v_\varphi}{r} = \rho \mathcal{G}. \quad (23)$$

Таким образом, угловая скорость, с которой вращается столб воды, пропорциональна плотности струи, которая, в свою очередь, зависит от z . Из (14, 16, 23) находим:

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

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

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. 1а.

Далее мы будем анализировать решение (4.1-4.6).

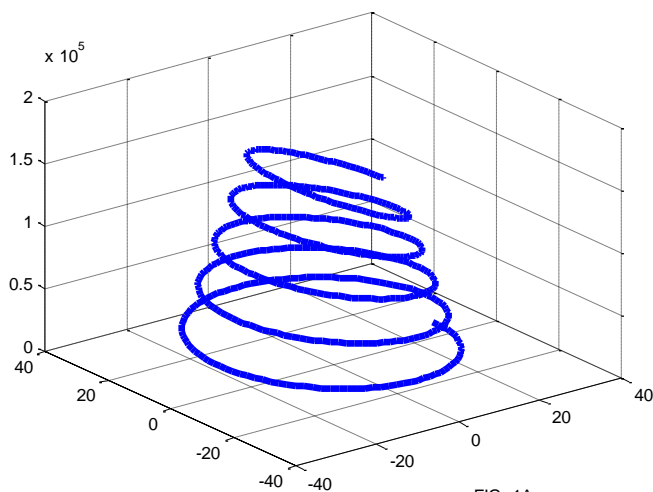
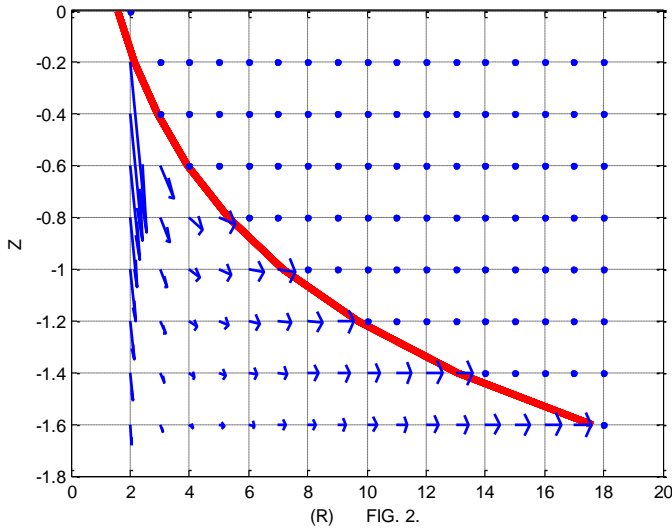
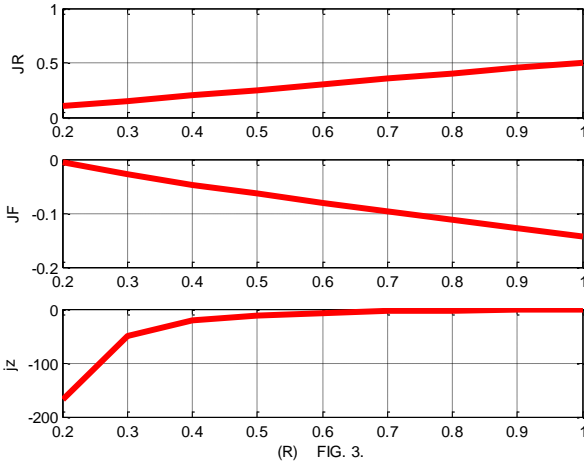


FIG. 1A.

Рассмотрим векторное поле токов J_r , J_z в вертикальной плоскости сечения водоворота. На рис. 2 представлен фрагмент этого поля для частей плоскости $r = \overline{0, 20}$ и $z = [0, -2]$ при $h = 0.01$, $\mathcal{G} = -1$, $q = 0.05$, $\eta = -1.5$, $g = 33$, $\gamma = 1.6$. Показана также функция (15).



Рассмотрим те части сепарабельных функций токов j_r , j_ϕ , j_z , которые зависят от координаты r . На рис. 3 представлены графики этих частей токов.



Рассмотрим теперь векторное поле токов J_r , J_ϕ 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_ϕ на этих окружностях. Видно, что на окружностях с радиусами $r > r_o$ круговые токи практически отсутствуют.

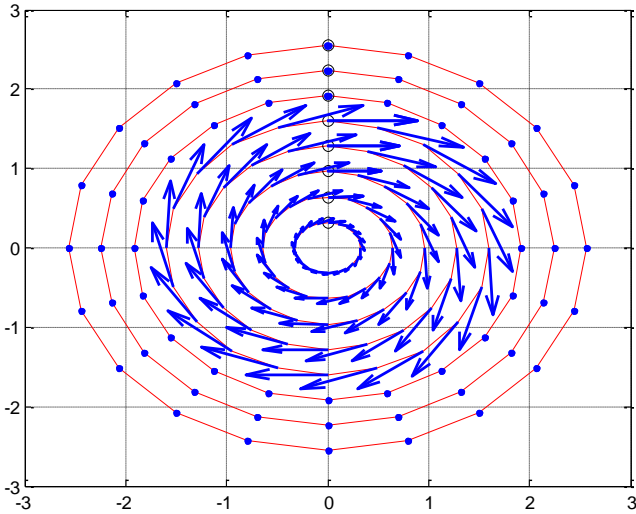


FIG. 4.

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

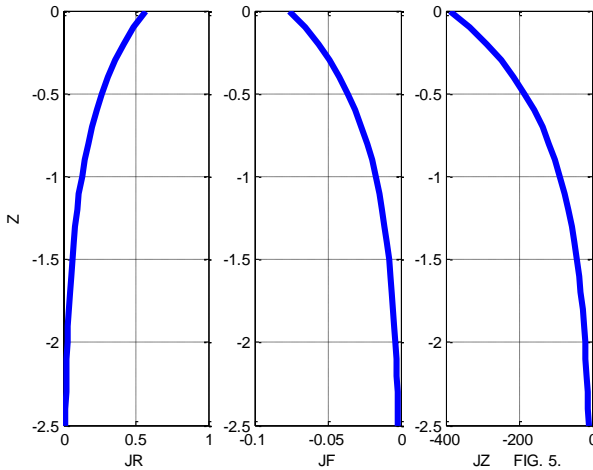


FIG. 5.

6. 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 Málaga, E.T.S. Ingenieros Industriales, 29013 Málaga, 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>