

УДК 551.5

## ТРИГГЕРНЫЕ МЕХАНИЗМЫ БЫСТРОЙ ГЕНЕРАЦИИ И ПОДПИТКИ ТОРНАДО-ЦИКЛОНА

© 2022 г. С. А. Маслов<sup>1,2\*</sup>, В. Л. Натяганов<sup>1\*\*</sup><sup>1</sup>Механико-математический факультет МГУ имени М. В. Ломоносова, Москва, Россия<sup>2</sup>Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

\*E-mail: sergm90@mail.ru, \*\*E-mail: tensor-home@yandex.ru

Для торнадо-циклона, т.е. вращающегося под действием сил Кориолиса грозового облака, из которого обычно и формируются воронки торнадо, существуют чисто гидродинамические модели. Однако известны сверхбыстрые случаи возникновения торнадо-циклона и его подпитки восходящими вихрями дегазационной природы, которые описаны в известной монографии Д. В. Наливкина и были зафиксированы в Амурском заливе 20.09.1997 г. вблизи Владивостока. Для моделирования подобных дегазационно сгенерированных торнадо-циклонов в квазистационарной стадии их существования удобно использовать магнитогиродинамическую аналогию между системой уравнений равновесных магнитогиродинамических конфигураций в теории управляемого термоядерного синтеза для пары {магнитное поле – электрический ток} и пары {скорость – завихренность} при стационарных течениях идеальной несжимаемой жидкости. Модель торнадо-циклона подобного типа предложена на основе алгебраического решения уравнения Грэда – Шафранова для токамака с D-образным сечением; когда по уравнениям магнитных поверхностей токамака можно рассчитать распределение магнитного поля и плотность электротока, а затем по магнитогиродинамической аналогии получить аналогичные формулы для полей скорости и завихренности в торнадо-циклоне.

Для завершения этой модели торнадо-циклона в его центральной зоне необходимо поместить восходящий вихрь колоннообразной формы с учетом соблюдения равенства давлений на внешней стороне этого дегазационного вихря и внутренней границе тора.

**Ключевые слова:** восходящий смерч-вихрь, гидратированные кластерные ионы, магнитогиродинамическая аналогия, силы Кориолиса, торнадо-циклон, уравнение Грэда – Шафранова.

**Для цитирования:** Маслов С.А., Натяганов В.Л. Триггерные механизмы быстрой генерации и подпитки торнадо-циклона // Динамические процессы в геосферах, 2022, т. 14. № 1. С. 101–109. [http://doi.org/10.26006/22228535\\_2022\\_14\\_1\\_101](http://doi.org/10.26006/22228535_2022_14_1_101).

### Введение

Торнадо-циклоном (ТЦ) называется вращающееся грозовое облако [Наливкин, 1969], из которого обычно возникают классические воронки торнадо, формирующиеся в нижней части смерчевого облака с трипольной электрической структурой [Маслов, Натяганов, 2015] и опускающиеся к подстилающей поверхности. Для классического ТЦ, закрутка которого обеспечивается силами Кориолиса, существуют чисто гидродинамические модели [Арсеньев и др., 2010]. В частности, такую модель ТЦ в квазистационарной стадии можно предложить на основе аналогии с антициклоническими линзами более теплой и соленой воды, чем в открытом океане [Лавровский и др., 2011]. В этом случае квазитвердое вращение торнадо-циклона поддерживается балансом сил Кориолиса и Архимеда в устойчиво стратифицированной атмосфере.

Однако известны случаи очень быстрого (в течение десятка минут) формирования ТЦ и его дальнейшей подпитки восходящими вихрями дегазационной природы, которые описаны в монографии [Наливкин, 1969] и были зафиксированы в Амурском заливе 20.09.1997 г. вблизи Владивостока [Абрамов, 1998].

## Подходы к моделированию быстрой генерации торнадо-циклона

В подобных случаях быстрого формирования ТЦ влиянием сил Кориолиса на его закрутку можно пренебречь, а восходящие смерч-вихри дегазационной природы удобно моделировать термиком – конической турбулентной струей, которая возникает над точечным источником тепла и плавучести [Маслов и др., 2011; Scase, Hewitt, 2012; Shraiman, Siggia, 2000; Вульфсон, Николаев, 2017].

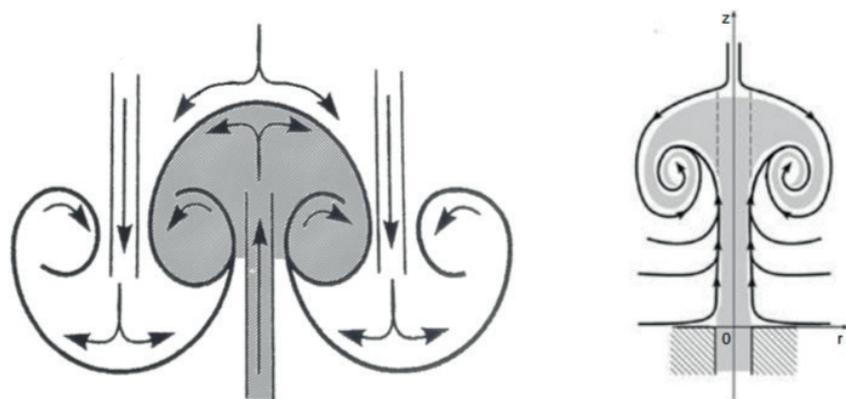
Подчеркнем, что в работе [Маслов и др., 2011] модели подобных турбулентных термиков (плюмов) использовались для теоретического обоснования световых предвестников землетрясений различных геометрических форм, наблюдавшихся перед землетрясением в Аквиле (Италия, 06.04.2009 г.), а еще раньше в Австралии (1988 г., 1993 г.).

В работе [Shraiman, Siggia, 2000] в структуре плавучих турбулентных струй конической формы была выделена последовательная система в виде гирлянды сферических термиков с увеличивающимися радиусами. Эта модель получила дальнейшее развитие в работе [Вульфсон, Николаев, 2017], где были выведены уравнения как для отдельного сферического термика, так и для всей гирлянды в целом.

Однако модель [Shraiman, Siggia, 2000; Вульфсон, Николаев, 2017] в виде цепочки сферических термиков физически больше соответствует квазипериодическому источнику импульса и тепла. Тогда как для квазипостоянного дегазационного источника – генератора быстрого формирования [Абрамов, 1998] ТЦ, более адекватной была бы модель в виде непрерывно восходящей газо-паровой струи с гидратированными кластерными ионами типа  $H_3O+(H_2O)_n$  и  $OH-(H_2O)_m$ , которая под действием аэродинамического сопротивления образует своего рода «грибовидную шапку».

В подобных случаях именно быстрой генерации ТЦ силы Кориолиса играют незначительную роль, а закрутку в торнадо-циклоне обеспечивают электромагнитные механизмы за счет взаимодействия кластерных ионов с атмосферным электрическим [Френкель, 1949] и геомагнитным полями.

На рис. 1 представлены возможные осесимметричные схемы формирования грибовидных течений в рамках моделей идеальной жидкости и с учетом вязкости, которые можно взять за основу таких быстро сгенерированных ТЦ.



**Рис. 1.** Схемы формирования грибовидных течений в процессе подпитки торнадо-циклона в моделях идеальной (слева) и вязкой (справа) жидкости

Подчеркнем, что подобный ТЦ, как и любое грозовое облако, не является неким стационарным образованием, а представляет собой сложный турбулизированный процесс с фазовыми переходами и физико-химическими превращениями, в том числе за счет коронирования на облачных микрокаплях или градинах, их перезарядки и разрядов молний [Френкель, 1949]. Однако на определенных стадиях развития такого ТЦ как грозового облака его можно рассматривать в виде квазистационарного процесса с почти постоянными усредненными характеристиками и малыми турбулентными пульсациями, т.е. в первом приближении гидродинамическое течение в ТЦ можно считать установившимся и ламинарным, как в тороидальном вихре Максвелла [Лаврентьев, Шабат, 1973] или кольцевом вихре из Приложения «Теория торнадо и смерчей: критический обзор» к [Арсеньев и др., 2010].

В качестве упрощенной модели такого грибовидного ТЦ в квазистационарной стадии его существования (подпитка дегазационным смерч-вихрем, уравновешенная конкуренция процессов

испарения и конденсации влаги, усредненно-ламинарная структура течений в ТЦ и т.д.) удобно использовать магнитогидродинамическую аналогию (МАГДА) [Морозов, 2006] между системой уравнений равновесных магнитогидродинамических (МГД) конфигураций в теории управляемого термоядерного синтеза для пары {магнитное поле – электрический ток} и пары {скорость – завихренность} при стационарных течениях идеальной несжимаемой жидкости.

### Основные свойства магнитогидродинамической аналогии

Этот вид МАГДА следует из подобия систем уравнений

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \mathbf{B} = 0, \mathbf{j} = \operatorname{rot} \mathbf{B} / \mu_0, \nabla p_m = [\mathbf{B} \times \mathbf{j}], \\ \operatorname{div} \mathbf{v} = 0, \boldsymbol{\omega} = \operatorname{rot} \mathbf{v}, \nabla \Pi = \nabla \left( \frac{p}{\rho_0} + \frac{v^2}{2} \right) = [\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{v}], \end{aligned} \quad (1)$$

где в первой строке записаны уравнения для МГД-конфигураций, а во второй – для течения жидкости;  $\mathbf{B}, \mathbf{j}, p_m$  – магнитное поле (индукция), плотность электрического тока и модифицированное магнитное давление, а  $\mathbf{v}, \boldsymbol{\omega}, \Pi$  – скорость, завихренность и функция давления в идеальной гидродинамике. Из уравнения для  $p_m$  системы (1) путем скалярного умножения на  $\mathbf{B}$  и  $\mathbf{j}$  получаем важные следствия:

$$(\mathbf{B} \cdot \nabla) p_m = 0, \quad (\mathbf{j} \cdot \nabla) p_m = 0, \quad (2)$$

т.е. магнитное давление является постоянной величиной как на магнитных силовых линиях, так и на линиях электротока. Поэтому силовые линии магнитного поля и линии электрического тока лежат на так называемых магнитно-токовых поверхностях, которые также являются изобарическими поверхностями для магнитного давления.

Для осесимметричных МГД-конфигураций важную роль играют записанные в цилиндрических координатах поля вида  $\mathbf{B} = \{B_r(r, z), B_\theta(r, z), B_z(r, z)\}$ , которые удобно разложить на полоидальную и тороидальную (азимутальную) компоненты:

$$\begin{cases} \mathbf{B} = \mathbf{B}_\alpha + \mathbf{B}_\theta \\ \mathbf{B}_\alpha = \{B_r, 0, B_z\} \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \operatorname{rot} \mathbf{B}_\theta = \mu_0 \mathbf{j}_\alpha \\ \operatorname{div} \mathbf{B}_\theta = 0 \end{cases} \quad \text{и} \quad \begin{cases} \operatorname{rot} \mathbf{B}_\alpha = \mu_0 \mathbf{j}_\theta \\ \operatorname{div} \mathbf{B}_\alpha = 0, \end{cases} \quad (3)$$

где полоидальное магнитное поле  $\mathbf{B}_\alpha$  связано с азимутальным электротоком  $\mathbf{j}_\theta$  и наоборот.

Из условий  $\operatorname{div} \mathbf{B} = 0$  и  $\operatorname{div} \mathbf{j} = 0$  следует, что можно ввести функции  $\psi(r, z)$  магнитного потока и полоидального электротока  $J(r, z)$  такие, что

$$B_r = -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad B_z = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r}, \quad j_r = -\frac{1}{r} \frac{\partial J}{\partial z}, \quad j_z = \frac{1}{r} \frac{\partial J}{\partial r}. \quad (4)$$

Учитывая следствия (2) для магнитного давления, можно прийти к выводу, что  $p_m = f(\psi)$  и  $J = F(\psi)$ , где  $f$  и  $F$  – некоторые функции, а функция  $\psi$  магнитного потока удовлетворяет уравнению

$$\Delta^* \psi = r \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = r j_\theta, \quad (5)$$

где  $\Delta^*$  – модифицированный оператор Лапласа.

Используя формулы (3) и (4), можно в уравнении (5) выразить азимутальный ток через  $\psi$  и в итоге получить известное уравнение Грэда – Шафранова [Морозов, 2006; Ландау, Лифшиц, 1959], которое играет важную роль в теории равновесных МГД-конфигураций при исследованиях проблем управляемого термоядерного синтеза:

$$\Delta^* \psi = Ar^2 \frac{dp_m}{d\psi} - D \frac{dJ^2}{d\psi} = Ar^2 \frac{dp_m}{d\psi} - 2DJ \frac{dJ}{d\psi}, \quad (6)$$

где  $A$  и  $D$  – некоторые константы.

Уравнение (6) в зависимости от вида  $p_m(\psi)$  и  $J(\psi)$  может менять свой тип с эллиптического на гиперболический и является линейным при  $p_m = p_0 + p_1\psi + p^2\psi^2$ ,  $J = J_0 + J_1\psi$ , а при  $dp_m/d\psi = \text{const}$  и  $J^2 = \alpha\psi + \beta$  уравнение (6) имеет простое алгебраическое решение вида

$$\psi = C \left( \frac{r^2}{r_0^2} - 1 \right) \left( 1 - \frac{r^2}{R^2} - \frac{z^2}{z_*^2} \right), \quad (7)$$

где  $C = \text{const}$ , а смысл параметров  $r_0 = \min r$ ,  $R = \max r$ ,  $z_* = \max z$  указан на рис. 2.

Решение (7) описывает равновесную МГД-конфигурацию токамака с D-образным сечением (заштрихованная область на рис. 2), а тогда из условия  $dp_m/d\psi = \text{const}$  следует формула для магнитного давления:

$$p_m = C_1 \left( \frac{r^2}{r_0^2} - 1 \right) \left( 1 - \frac{r^2}{R^2} - \frac{z^2}{z_*^2} \right) + C_0, \quad (8)$$

которое при  $r = r_0$  и  $|z| \leq z_*$  является постоянной величиной, т.е. граница «дырки» в токамаке будет изобарической поверхностью.

Для моделирования подпитки ТЦ в квазистационарной стадии можно по МАГДА рассчитать поля  $\mathbf{v}$ ,  $\boldsymbol{\omega}$ ,  $\Pi$ , а для завершения модели необходимо дополнить схему на рис. 2 восходящим смерч-вихрем дегазационной природы, который обозначен жирной стрелкой внизу оси  $z$ , что соответствует схеме формирования грибовидных течений в модели идеальной жидкости на рис. 1.

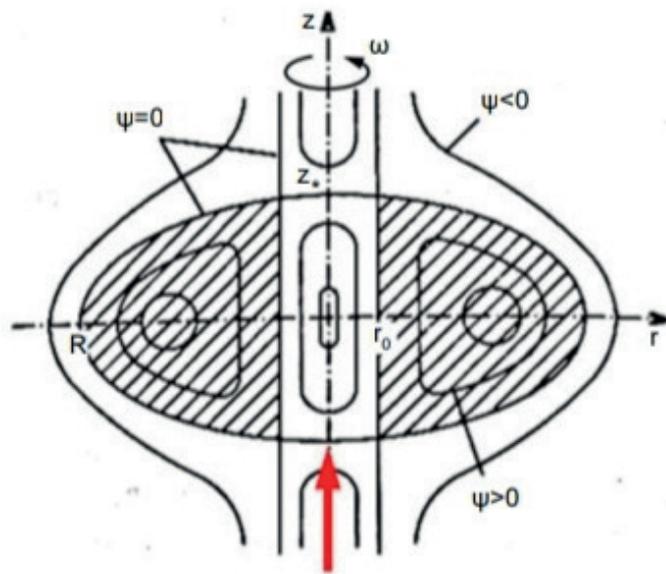


Рис. 2. Токамак с D-образным сечением (заштрихованная область) и магнитно-токовые поверхности

Отметим, что магнитно-токовые поверхности D-образного токамака топологически подобны спиральной структуре давно изучаемых гидродинамических кольцевых вихрей [Лаврентьев, Шабат, 1973], которым фактически и является ТЦ в его квазистационарной стадии. При этом статическая МГД-конфигурация из линий  $\psi = \text{const}$  и азимутального электротока в токамаке есть математическая идеализация в виде дискретной намотки на вложенные друг в друга магнитно-токовые поверхности.

Если в кольцевом вихре несколько близких спиралей заменить одной гидродинамической трубкой тока с усредненными параметрами, а ось этой трубки отождествить с дискретным набором линий  $\psi = \text{const}$  в токамаке, то получим топологически подобные структуры [Арнольд, Хесин, 2007]. При этом фактически происходит предельный переход от непрерывных свойств сплошной среды к счетному множеству ее отдельных усредненных характеристик, тем более, что и реальная толщина магнитной силовой линии имеет порядок ларморовского радиуса [Арцимович, Сагдеев, 1979].

Заметим, что описанная модель является одним из возможных и простых вариантов решения обратной магнитной задачи, которая обычно математически некорректна [Тихонов, Арсенин, 1979], т.е. может иметь неединственное или неустойчивые к малым возмущениям решения. В частности, вместо фактического угадывания подходящих зависимостей  $p_m(\psi)$ ,  $J(\psi)$  и поиска решения уравнения

Грэда – Шафранова (6) с последующей проверкой нужной топологии семейства  $\psi = \text{const}$  можно решать обратную магнитную задачу: задать необходимую морфологию тороидальных магнитных полей (семейство  $\psi = \text{const}$ ), а затем по формулам (3) и (4) найти  $\mathbf{B}$  и  $\mathbf{j}$ .

Такой вариант решения обратной задачи для токамака может быть основан на представлении

$$\mathbf{B} = [\nabla\psi \times \nabla\theta] - \gamma(\psi)[\nabla\psi \times \nabla\varphi] \Rightarrow \text{div } \mathbf{B} = 0,$$

где  $\theta$  и  $\varphi$  – угловые координаты для полоидальной и азимутальной компонент магнитного поля. Тогда для тороидального семейства вида

$$\psi(r, z, \theta) = B_0 [(r - r_*)^2 + z^2 h(\theta)] = \text{const}, \quad (9)$$

где  $r_*$  – радиус магнитной оси,  $0 < h(\theta) = 1 + \sum_n a_n \sin(n\theta)$  – положительно определенная периодическая функция «гофрировки», моделирующая слабую турбулентность в ТЦ. Для частного случая  $\varphi = \text{arctg}[z / (r - r_*)]$ ,  $h(\theta) \equiv 1$ ,  $\gamma(\psi) = \text{const}$  можно получить достаточно простые формулы для магнитного поля

$$B_r = -\frac{2z}{r} B_0, \quad B_\theta = 2\gamma B_0, \quad B_z = -\frac{2(r - r_*)}{r} B_0,$$

а затем с помощью уравнения  $\text{rot } \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j}$  найти компоненты электрического тока.

Если взять обобщение семейства (9) без «гофрировки» в виде

$$\psi(r, z) = B_0 [(r - r_*)^2 + r_*^2 + z^2] \left(\frac{r}{r_*}\right)^2 \exp\left(-\frac{r^2 + z^2}{r_*^2}\right) = \text{const},$$

то можно получить аналог токамака со сглаженным D-образным сечением и «дыркой» вблизи оси  $z$  в виде однополостного гиперболоида вращения вместо кругового цилиндра.

Однако для этих вариантов решения магнитной задачи завершение гидродинамической части модели ТЦ с подпиткой восходящим смерч-вихрем и соблюдением равенства давлений на границах центральной «дырки» существенно осложняется. Поэтому будем рассматривать лишь модель токамака с D-образным сечением и цилиндрическим (колоннообразным) смерч-вихрем дегазационной природы.

### Гидродинамическая модель подпитки торнадо-циклона восходящим смерч-вихрем

В рамках модели идеальной жидкости подобный подпитывающий смерч-вихрь колоннообразной формы с учетом равенства гидродинамических давлений при  $r = r_0$  и  $|z| \leq z_*$  может быть частным случаем цилиндрических течений типа Громеко – Бельтрами, когда поле скоростей  $\mathbf{v}$  и вектор завихренности  $\boldsymbol{\omega} = \text{rot } \mathbf{v}$  коллинеарны. В этом случае для гидродинамической функции тока  $\Psi$  можно получить аналог уравнения Грэда – Шафранова в виде

$$\Delta^* \Psi = r^2 \frac{d\Pi}{d\Psi} - \Gamma \frac{d\Gamma}{d\Psi} = -r\omega_\theta, \quad \Pi(\Psi) = \frac{v^2}{2} + \frac{p}{\rho_0}, \quad (10)$$

где  $\Pi(\Psi)$  – функция давления Бернулли,  $\Gamma = rv_\theta$  – аналог циркуляции, которые надо правильно подобрать с помощью МАГДА и с учетом равенства давлений при  $r = r_0$ . Подобные вихревые течения называются циркуляционными потоками [Алексенко и др., 2003] или цилиндрическими течениями с закруткой по определению из [Бэтчелор, 1973].

В качестве примера такого вихря можно рассмотреть осесимметричное течение с полем скоростей  $(v_r, v_\theta, v_z)$ , для которого радиальная и вертикальная компоненты при  $0 \leq r \leq r_0$  удовлетворяют выражениям

$$v_r = -\frac{1}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial z} \equiv 0, \quad v_z = \frac{1}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial r} = V_0 \left( 1 - \frac{r^2}{r_0^2} \right), \quad (11)$$

где  $\Psi$  – гидродинамическая функция тока,  $V_0 = \text{const}$ . Легко видеть, что это поле скоростей удовлетворяет уравнению неразрывности. Для течения (11) поле завихренности имеет вид

$$\omega_r = -\frac{\partial v_\theta}{\partial z}, \quad \omega_\theta = -\frac{\partial v_z}{\partial r} = \frac{2r}{r_0}, \quad \omega_z = \frac{\partial(rv_\theta)}{r\partial r}. \quad (12)$$

Чтобы скорость и завихренность были коллинеарны, должно выполняться соотношение  $\omega_r / v_r = \omega_\theta / v_\theta = \omega_z / v_z$ , откуда из формул (11), (12) следует, что  $\omega_r \equiv 0$ , а для  $v_\theta$  получаем уравнение

$$\frac{2r}{r_0 v_\theta} = \frac{v_\theta / r + dv_\theta / dr}{V_0(1 - r^2 / r_0^2)},$$

причем  $v_\theta$  зависит только от  $r$ . В безразмерной форме это уравнение и его общее решение имеют следующий вид:

$$v_\theta^2 + v_\theta \frac{dv_\theta}{dr} = 2r^2 - 2r^4, \quad v_\theta^2 = r^2 - \frac{2r^4}{3} + \frac{\text{const}}{r^2}. \quad (13)$$

Из (12) следует, что  $\omega_\theta = 0$  при  $r = 0$ , значит для коллинеарности  $\mathbf{v}$  и  $\boldsymbol{\omega}$  необходимо выполнение условия  $v_\theta = 0$  при  $r = 0$ . Тогда в предположении, что закрутка циклоническая ( $v_\theta > 0$ ), из (13) получим

$$v_\theta = r \sqrt{1 - \frac{2r^2}{3}}, \quad v_\theta = V_0 \frac{r}{r_0} \sqrt{1 - \frac{2r^2}{3r_0^2}} \quad (14)$$

соответственно в безразмерном и размерном виде.

Чтобы найти давление в подпитывающем вихре, запишем уравнения Эйлера с учетом (10), (14) в предположении отсутствия силы тяжести:

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \frac{\rho v_\theta^2}{r} = \frac{\rho V_0^2 r}{r_0^2} \left( 1 - \frac{2r^2}{3r_0^2} \right), \quad \frac{\partial p}{\partial z} = 0,$$

где  $\rho$  – плотность воздуха, которую считаем постоянной. Отсюда следует, что давление  $p$  и функция давления  $\Pi$  равны

$$p = p(r) = p_0 + \rho V_0^2 \left( \frac{r^2}{2r_0^2} - \frac{r^4}{6r_0^4} \right), \quad \Pi = \frac{p}{\rho} + \frac{v_\theta^2}{2} + \frac{v_z^2}{2} = \frac{p_0}{\rho} + V_0^2 \left( \frac{r^4}{6r_0^4} - \frac{r^2}{2r_0^2} \right), \quad (15)$$

где  $p_0 = \text{const}$ . Из (11) также можно найти выражение для гидродинамической функции тока:

$$\Psi = V_0 \left( \frac{r^2}{2r_0^2} - \frac{r^4}{4r_0^4} \right) + \Psi_0, \quad \Psi_0 = \text{const}. \quad (16)$$

Ранее было отмечено, что в МАГДА гидродинамическая функция тока  $\Psi$  из (10) аналогичная функции магнитного потока  $\psi$  из (7), а гидродинамическая функция давления  $\Pi$  эквивалентна магнитному давлению с противоположным знаком, т.е.  $-p_m$  из формулы (8). Следовательно, внутри

торнадо-циклона функции тока  $\Psi_1$  и давления  $\Pi_1$  можно найти по формулам, аналогичным (7)–(8):

$$\Psi_1 = \tilde{C} \left( \frac{r^2}{r_0^2} - 1 \right) \left( 1 - \frac{r^2}{R^2} - \frac{z^2}{z_*^2} \right), \quad \Pi_1 = -\tilde{C}_1 \left( \frac{r^2}{r_0^2} - 1 \right) \left( 1 - \frac{r^2}{R^2} - \frac{z^2}{z_*^2} \right) - \tilde{C}_0,$$

где  $\tilde{C}$ ,  $\tilde{C}_1$ ,  $\tilde{C}_0 = \text{const}$ , причем на границе подпитывающего вихря ( $r = r_0$ ) должно выполняться условие согласования этих выражений с решениями (15)–(16) для подпитывающего вихря, т.е.  $\Psi(r_0) = \Psi_1(r_0, z)$ ,  $\Pi(r_0) = \Pi_1(r_0, z)$ . Отсюда получаем, что  $\Psi_0 = -V_0/4$ ,  $-\tilde{C}_0 = p_0/\rho - V_0^2/3$  и, соответственно, функции тока и давления для подпитывающего вихря и торнадо-циклона равны

$$\Psi = -\frac{V_0}{4} \left( \frac{r^2}{r_0^2} - 1 \right)^2, \quad \Psi_1 = \tilde{C} \left( \frac{r^2}{r_0^2} - 1 \right) \left( 1 - \frac{r^2}{R^2} - \frac{z^2}{z_*^2} \right),$$

$$\Pi = \frac{p_0}{\rho} + V_0^2 \left( \frac{r^4}{6r_0^4} - \frac{r^2}{2r_0^2} \right), \quad \Pi_1 = \frac{p_0}{\rho} - \frac{V_0^2}{3} - \tilde{C}_1 \left( \frac{r^2}{r_0^2} - 1 \right) \left( 1 - \frac{r^2}{R^2} - \frac{z^2}{z_*^2} \right),$$

где константы  $\tilde{C}$  и  $\tilde{C}_1$  находятся из дополнительных условий.

Отметим, что зависимость полей скорости и завихренности в подпитывающем вихре может быть сложнее, чем (11) и (12). Это свидетельствует о неединственности возможных решений обратных задач в зависимости от выбранной модели процесса. В частности, в монографии [Алексеев и др., 2003] упоминается, что в случае колоннообразных винтовых течений, для которых  $v$  и  $\omega$  коллинеарны, эти поля могут иметь вид

$$\omega_r = 0, \quad \omega_\theta = -\frac{r}{L} \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( rM^2 \frac{\partial \Psi_*}{\partial r} \right) - 2V_* \frac{M^4}{L} \right], \quad \omega_z = \omega_0 \frac{L}{r},$$

$$v_r = 0, \quad v_\theta = \frac{1}{r} \int_0^r x \omega_z(x) dx, \quad v_z = V_* - Lv_0/r, \quad p = p_* + \rho \int_0^r v_\theta^2 \frac{dx}{x}.$$

где характерная скорость  $V_* = \text{const}$ , шаг винта  $L = \text{const}$ ,  $M^2 = L^2/(r^2+L^2)$ , давление  $p_* = \text{const}$ , а гидродинамическая функция тока  $\Psi_*$  записывается в винтовых переменных.

При этом дегазационно-восходящие винтовые течения могут усиливаться за счет наличия в них кластерных ионов разных знаков при условии учета электромагнитных механизмов, связанных с наличием атмосферного электрического  $\mathbf{E}$  и геомагнитного  $\mathbf{B}$  полей. В частности, эти механизмы обеспечивают при почти коллинеарных полях  $\mathbf{B}$  и  $\mathbf{E}$  спиральное движение ионов вдоль направления геомагнитного поля и электрический дрейф ионов (не зависящий от их заряда и массы) со скоростью  $\mathbf{w} = [\mathbf{E} \times \mathbf{B}]/B^2$  [Морозов, 2006], а также электрокапиллярный дрейф микрокапель с поверхностным зарядом двойного электрического слоя [Левич, 1959] в атмосферном электрическом поле.

Такая генерация завихренности в подпитывающем винтовом течении частично передается в центральную часть ТЦ и обеспечивает усиление его общей закрутки. Однако количественный учет совместного действия подобных электромагнитных механизмов требует перехода к модели электрогидродинамики вязкой жидкости [Левич, 1959], что выходит за рамки данной работы.

## Заключение

На основе МАГДА между уравнениями равновесных МГД-конфигураций и системой уравнений гидродинамики завихренной идеальной жидкости предложен подход к моделированию быстрой генерации ТЦ за счет подпитки восходящим смерч-вихрем. Получено решение для распределения давления в ТЦ, согласующееся с полем давления в подпитывающем восходящем вихре. Рассмотренный в статье подход позволяет на качественном уровне (без учета фазовых переходов) описать быструю

генерацию и подпитку торнадо-циклона восходящими смерч-вихрями дегазационной природы, которые играют роль триггера. В таких случаях основной вклад в закрутку торнадо-циклона вносят не силы Кориолиса, а силы электромагнитной природы.

### Список литературы

- Абрамов В.А.* Смерчи над Владивостоком // Вестник ДВО РАН. 1998. № 2. С. 3 – 22.
- Алексеев С.В., Куйбин П.А., Окулов В.Л.* Введение в теорию концентрированных вихрей. Новосибирск: Институт теплофизики СО РАН, 2003. 503 с.
- Арнольд В.И., Хесин Б.А.* Топологические методы в гидродинамике. М. : МЦНМО, 2007. 392 с.
- Арсеньев С.А., Бабкин В.А., Губарь А.Ю., Николаевский В.Н.* Теория мезомасштабной турбулентности. Вихри атмосферы и океана / Под ред. Г.С. Голицына. М. : Ижевск: Регулярная и хаотическая динамика, 2010. 308 с.
- Арцимович Л.А., Сагдеев Р.З.* Физика плазмы для физиков. М. : Атомиздат, 1979. 313 с.
- Бэтчелор Дж.* Введение в динамику жидкости. М. : Мир, 1973. 760 с.
- Вульфсон А.Н., Николаев П.В.* Интегральные модели конвективных термик и струй с учетом сил давления // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2017. № 53(4). С. 477 – 486.
- Лаврентьев М.А., Шабат Б.В.* Проблемы гидродинамики и их математические модели. М. : Наука, 1973. 416 с.
- Лавровский Э.К., Семенова И.П., Слезкин Л.Н., Фоминых В.В.* Движение вихревых образований интрузионного происхождения в океане // Избранные проблемы современной механики. Том 1 / Под ред. В.А. Садовниченко. М. : Издательство Московского университета, 2011. С. 39 – 59.
- Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М. : Наука, 1959. 532 с.
- Левич В.Г.* Физико-химическая гидродинамика. М. : ГИТТЛ, 1959. 700 с.
- Маслов А.К., Натяганов В.Л., Чайка А.А.* Плавающие дегазационные струи и световые предвестники землетрясений // ДАН. 2011. Т. 439. № 4. С. 534 – 538.
- Маслов С.А., Натяганов В.Л.* Влияние зарядовой структуры грозных облаков на формирование торнадоподобных вихрей // Прикладная физика. 2015. № 6. С. 16 – 20.
- Морозов А.И.* Введение в плазмодинамику. М. : ФИЗМАТЛИТ, 2006. 571 с.
- Наливкин Д.В.* Ураганы, бури и смерчи. Географические особенности и геологическая деятельность. Л. : Наука, 1969. 487 с.
- Тихонов А.Н., Арсенин В.Я.* Методы решения некорректных задач. М. : Наука, 1979. 223 с.
- Френкель Я.И.* Теория явлений атмосферного электричества. М.; Л.: ГИТТЛ, 1949. 155 с.
- Scase M.M., Hewitt R.E.* Unsteady turbulent plume models // J. Fluid. Mech. 2012. V. 697. P. 455 – 480.
- Shraiman B.I., Siggia E.D.* Scalar turbulence // Nature. 2000. V. 405. No. 8. P. 639 – 646.

## TRIGGER MECHANISMS FOR THE RAPID GENERATION AND REFEEDING OF A TORNADO-CYCLONE

S. A. Maslov<sup>1\*</sup>, V. L. Natyaganov<sup>2\*\*</sup>

<sup>1</sup>*Lomonosov Moscow State University, Faculty of Mechanics and Mathematics, Moscow, Russia*

<sup>2</sup>*Joint Institute for High Temperatures of the RAS, Moscow, Russia*

\*E-mail: [sergm90@mail.ru](mailto:sergm90@mail.ru)

\*\*E-mail: [tenzor-home@yandex.ru](mailto:tenzor-home@yandex.ru)

There exist purely hydrodynamic models for tornado-cyclone, i.e. rotating under the action of Coriolis forces thundercloud from which tornado funnels usually form. However there are known superfast cases of appearing tornado-cyclone and its replenishment with ascending vortices of degassing nature which were described in a famous monograph by D.V. Nalivkin and were observed over the Amur Bay on 20.09.1997 near Vladivostok. For modelling similar degassing generated tornado-cyclones in a quasi-stationary stage it is convenient to use magneto-hydrodynamic analogy between the equations system of equilibrium magneto-hydrodynamic configurations in the theory of controlled thermonuclear fusion for the pair {magnetic field – electric current} and the pair {velocity – vorticity} in case of steady ideal incompressible fluid currents. Like tornado-cyclone model is suggested basing on algebraic Grad – Shafranov equation solution for tokamak with D-shaped section; when tokamak magnetic surfaces equation allow determine magnetic field and electric current distribution and then derive similar formulas for velocity and vorticity fields in tornado-cyclone using magneto-hydrodynamic analogy. In order to complete this model, one should place an ascending column-shaped vortex into the central tornado-cyclone zone taking into account pressure equality on external side of this degassing vortex and on internal torus border.

**Keywords:** ascending tornado-like vortex, hydrated cluster ions, magneto-hydrodynamic analogy, Coriolis forces, tornado-cyclone, Grad – Shafranov equation.