

Атмосферные вихри в геомагнитной аномалии

Н. И. Ижовкина¹, С. Н. Артеха², Н. С. Ерохин², Л. А. Михайловская²

¹ *Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н. В. Пушкова РАН, Троицк, 108840, Россия*
E-mail: izhovn@izmiran.ru

² *Институт космических исследований РАН, Москва, 117997, Россия*

Показано, что на возбуждение атмосферных вихревых структур влияет структура геомагнитного поля, в частности геомагнитные аномалии. Вихревые структуры, такие как циклоны и антициклоны, вращаются в Северном и Южном полушариях в противоположных направлениях. При этом экватор они не пересекают. Градиенты давления от полюсов к экватору в двух полушариях направлены взаимно противоположно. Часть энергии атмосферных вихревых структур генерируется плазменными вихрями. На возбуждение плазменных вихрей влияет геомагнитное поле. На возбуждение торнадо в низких широтах в Атлантике оказывают воздействие плазменные процессы в Южно-Атлантической геомагнитной аномалии. Представлены расчёты для механизмов возбуждения плазменных вихрей, которые учитывают высыпания частиц кольцевого тока магнитосферы и влияние аномалий геомагнитного поля. Рассмотрены подвижные плазменные неоднородности. Расчёты показывают, что относительная скорость движения плазменных неоднородностей влияет на спектры электрических полей. Одна из причин образования мощных вихрей в системе подвижных плазменных вихрей связана с проявлением резонансов в спектрах электрических полей взаимодействующих неоднородностей. Спектры электростатических возмущений в структуре торнадо имеют многомодовый характер. В расчётах использовано кинетическое приближение.

Ключевые слова: атмосферные вихревые структуры, плазменные вихри, геомагнитные аномалии

Одобрена к печати: 25.02.2021

DOI: 10.21046/2070-7401-2021-18-2-299-306

Введение

Аэрозоль играет важную роль в возбуждении атмосферных плазменных вихрей. Параметры аэрозольного загрязнения атмосферы фиксируются баллонными, самолётными и лидарными измерениями (Арумов, Бухарин, 2017), а также с помощью спутникового дистанционного зондирования. На генерацию плазменных вихрей влияют высыпания заряженных частиц в атмосферу и ионизация аэрозоля космическими лучами солнечного и галактического происхождения. С электрическими полями в аэрозольной плазме в атмосфере Земли связано возбуждение и нарастание плазменных вихрей (Ижовкина, 2014; Ижовкина и др., 2019а, б; Синкевич и др., 2017; Artekha, Belyan, 2013; Izhovkina et al., 2016, 2018). Плазменные вихри взаимодействуют с вихрями Россби на роторном генетическом уровне как вихри скорости частиц. Часть энергии атмосферных вихревых структур генерируется плазменными вихрями.

В низких широтах генерируются мощные вихревые структуры: торнадо и тайфуны. В стене глаза тайфуна наблюдаются многочисленные вспышки молний. Сопоставление дистанционных наблюдений за тропическими циклонами и молниевыми вспышками показывает, что за увеличением молниевой активности в стене глаза следует интенсификация тропического циклона (Fierro et al., 2011; Leary, Ritchie, 2009; Price et al., 2009). Таким образом, плазменные вихри могут оказывать влияние на поведение тропических циклонов.

Загрязнения атмосферы аэрозолями влияют на скорость возбуждения атмосферных вихревых структур, что приводит к климатическим последствиям. В результате усиления вихревых структур происходит нарастание неравномерности выпадения осадков. В России учащаются катастрофические наводнения и в тот же период времени мелеют реки Волга, Лена и их притоки, мелеет Чудское озеро, богатое рыбой. Из деревенских колодцев уходит вода.

Плазменные процессы в атмосфере влияют на погоду и климат. При неоднородном нагреве ячеистых структур плазмы в атмосфере возбуждаются вихри. Образование плазменных ячеистых структур проявляется и в разрядах молнии (так называемые бисерные молнии). Влияние атмосферных загрязнений на климат отслеживается в усилении вихревых структур. Так, интенсивность структур высокого давления — торнадо — в США увеличивается ежегодно на 5 %. Расширяются и появляются новые географические зоны действия и временные периоды активности торнадо, нарастают их мощности.

Цель работы — показать, что структура геомагнитного поля влияет на возбуждение плазменных вихрей в атмосфере. Хотя магнитное поле работу не совершает, но оно подключается к возбуждению электрического поля на градиентах давления в потоках плазмы ортогонально геомагнитному полю. Для направления вдоль геомагнитного поля сила Лоренца равна нулю, и можно использовать приближение незамагниченной плазмы. В исследованиях ячеистых плазменных структур в атмосфере применимы кинетические приближения горячей и холодной плазмы. Выбор приближения определяется энергетическими параметрами плазмы. Неоднородная плазма неустойчива и немонотонно расслаивается. Возбуждение электрических полей зависит от координат немонотонно даже при монотонном исходном распределении плотности плазмы. В работе представлены решения для анализа электростатических возмущений неоднородной плазмы без магнитного поля для случаев холодной и горячей плазмы. Этот же подход можно применить для горячей плазмы в космических объектах, где немонотонное расслоение подобно расслоению плазмы в бисерных молниях (Izhovkina et al., 2020). Также в работе представлены расчёты диэлектрической проницаемости для движущихся плазменных неоднородностей. Относительная скорость движения плазменных неоднородностей влияет на спектры электрических полей. Спектры электростатических возмущений в структуре мощных вихрей приобретают многомодовый характер. Одна из причин образования мощных вихрей в системе подвижных плазменных вихрей связана с проявлением резонансов в спектрах электрических полей взаимодействующих неоднородностей.

Аэрозольные плазменные вихри в неоднородном геомагнитном поле

На возбуждение торнадо в низких широтах Атлантики влияет неоднородная структура магнитного поля Южно-Атлантической геомагнитной аномалии. Заряженные частицы кольцевого тока магнитосферы, дрейфующие в геомагнитном поле, высыпаются, попадая в конус потерь. Геомагнитное поле в Южно-Атлантической аномалии ослаблено, магнитные зеркальные точки погружаются в атмосферу. При столкновениях с компонентами атмосферы частицы кольцевого тока рассеиваются. Появляются потоки высыпающихся в атмосферу энергичных заряженных частиц кольцевого тока. Ионизация аэрозоля заряженными частицами в стратосфере при конденсации влаги на аэрозолях ускоряет оседание стратосферного аэрозоля в тропосферу и формирование тропосферной облачности. Ускоряются процессы возбуждения торнадо.

При взаимодействии с электромагнитными волнами усиливается высыпание заряженных частиц кольцевого тока. Так, при взаимодействии потоков заряженных частиц с достаточно длительными по времени τ волновыми пакетами на обоих концах геомагнитной силовой трубки усиливается высыпание частиц в конус потерь. Изменение питч-угла электрона $\Delta\theta$ при взаимодействии с волновым пакетом, например геликонами, можно оценить по формуле $\Delta\theta \sim \Omega\tau B/B_0$, где B — величина магнитного компонента волнового поля; Ω — циклотронная частота частиц в магнитном поле. Следует учитывать, что в области магнитных зеркальных точек скорость захваченных геомагнитным полем частиц вдоль магнитных силовых линий стремится к нулю, поэтому частицы могут рассеиваться и в полях электростатических колебаний, медленных в сравнении с электромагнитными волнами.

Высыпание заряженных частиц, захваченных геомагнитным полем, в конус потерь связано с изменением питч-угла частиц при столкновениях с частицами среды, при рассеянии

в полях электромагнитных волн и электростатических колебаний. При молниевых разрядах излучаются пакеты электромагнитных волн. Мощные пакеты электромагнитных волн усиливают электростатическую турбулентность в верхней ионосфере в параметрических процессах, связанных с распадом электромагнитных волн. Параметрический эффект для геликонов может быть связан с распадом геликонов на геликоны с обратным направлением волнового вектора $\mathbf{k} = -\mathbf{k}_0$ и звуковые колебания — когерентное рассеяние Бриллюэна — Мандельштама (Галеев, Сагдеев, 1973). Инкремент распада составляет:

$$\gamma_d = \left[\frac{k_s^2 k_0 v_g}{8\omega_s} \cdot \frac{B^2}{2\pi N_0 M} \right]^{1/2},$$

где B — величина магнитного компонента волнового поля; k_s, k_0 — волновые векторы звуковых колебаний и излучаемых геликонов, $k_s = 2k_0$; ω — частота, $\omega_s = 2k_0 c_s$, c — скорость звука, $c_s = (T_e/M)^{1/2}$, T_e — температура электронного компонента в области распада геликонов; M — масса иона; v_g — групповая скорость геликонов.

Излучаемые при мощных разрядах молнии электромагнитные волны провоцируют возбуждение параметрических взаимодействий волн и высыпание частиц. Захваченные геомагнитным полем энергичные протоны внутреннего радиационного пояса Земли с энергией порядка 100 МэВ при высыпании в конус потерь ионизуют атмосферные аэрозоли. На градиентах плотности плазмы, ортогональных геомагнитному полю, усиливаются плазменные вихри. При ионизации аэрозолей ускоряются процессы конденсации влаги, при этом на фазовых переходах воды выделяется скрытое тепло. Таким образом, молниевые разряды усиливают процессы возбуждения торнадо. Волны, излучаемые при молниевых разрядах, стимулируют высыпание заряженных частиц, захваченных геомагнитным полем. Образуется канал дополнительного усиления торнадо. Вращающаяся воздушная масса торнадо обладает подъёмной силой.

Электрическое поле плазменного вихря возбуждается подобно полю магнитогиродинамического (МГД) генератора. В плазменных неоднородностях возбуждаются также аперiodические поля. Из уравнения Власова для функции распределения частиц f

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}\nabla + \frac{e}{m} \left[\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{B}}{c} \right] \nabla_{\mathbf{v}} \right\} f = 0$$

в случае отсутствия магнитного поля, путём преобразований

$$f(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \exp(i\mathbf{K}\mathbf{v}) \cdot \tilde{f}(\mathbf{K}, \mathbf{r}, t) d\mathbf{K},$$

$$\tilde{f}(\mathbf{K}, \mathbf{r}, t) = \int f(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t) \cdot \exp(-i\mathbf{K} \cdot \mathbf{v}) d\mathbf{v}$$

получаем:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + i\nabla \nabla_{\mathbf{K}} + \frac{ie}{m} \mathbf{K} \cdot \mathbf{E} \right) \tilde{f} = 0.$$

Для макроскопических величин плотности, потока, плотности энергии имеем:

$$n(\mathbf{r}, t) = \int f(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t) d\mathbf{v} = \tilde{f}(\mathbf{K} = 0, \mathbf{r}, t),$$

$$\Gamma(\mathbf{r}, t) = \int \mathbf{v} f(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t) d\mathbf{v} = i\nabla_{\mathbf{K}} \tilde{f}(\mathbf{K}, \mathbf{r}, t) \Big|_{\mathbf{K}=0},$$

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = m \int \mathbf{v} \mathbf{v} f(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t) d\mathbf{v} = m \nabla_{\mathbf{K}} \nabla_{\mathbf{K}} \tilde{f}(\mathbf{K}, \mathbf{r}, t) \Big|_{\mathbf{K}=0},$$

$$P(\mathbf{r}, t) = \frac{m}{2} \int v^2 f(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t) d\mathbf{v} = \frac{1}{2} \text{Trace}(\mathbf{P}).$$

В линейном приближении $f \rightarrow f_0 + f$ для $E \sim f$ получаем:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + i\nabla\nabla_{\mathbf{K}}\right)\tilde{f} = -\frac{ie}{m}\mathbf{K}\cdot\mathbf{E}\tilde{f}_0.$$

Данное уравнение решается с помощью интегрирующего множителя. В случае малых начальных возмущений f решение имеет вид:

$$f(t) = \int_0^\infty \exp(-i\nabla\nabla_{\mathbf{K}}\tau) \cdot F(t-\tau) d\tau,$$

$$F(t-\tau) = -\frac{ie}{m}\mathbf{K}\cdot\mathbf{E}\tilde{f}_0(\mathbf{K}, \mathbf{r}, t-\tau).$$

Для расчётов диэлектрической проницаемости используем $\mathbf{E} = \nabla\phi$ и уравнение Пуассона $\Delta\phi = -4\pi e \int f d\mathbf{v}$ для электростатических возмущений f . В результате получим дисперсионное уравнение в операторной ($\mathbf{A} \equiv -i\tau\nabla$) форме:

$$\int k^2 \tilde{\phi}(\mathbf{k}, \omega) \cdot \exp(i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}) d\mathbf{k} = -\frac{4\pi e^2}{m} \left\{ \int_0^\infty \exp(i\omega\tau) d\tau \cdot \exp(\mathbf{A}\nabla_{\mathbf{K}}) \int \mathbf{k} \exp(i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}) \cdot \tilde{\phi}(\mathbf{k}, \omega) \mathbf{K} \tilde{f}_0(\mathbf{r}, \mathbf{K}) d\mathbf{k} \right\}_{\mathbf{K}=0}.$$

Апериодически нарастающие электростатические возмущения проявляются в простом приближении неоднородной по оси z холодной плазмы с символической дельта-функцией по скорости частиц:

$$f_0(z, v_z) = N_0 \exp(ct) \cdot \exp\left(\frac{-z^2}{b^2}\right) \cdot \delta(\mathbf{v}_z).$$

Для величины $c < 0$ дисперсионное уравнение электростатических возмущений плазменной неоднородности имеет вид:

$$\varepsilon = 1 + \omega_p^2 \exp(ct) \cdot \exp\left(\frac{-z^2}{b^2}\right) \cdot \frac{\left[1 + \frac{2zi}{kb^2}\right](c^2 - \omega^2 + 2i\omega c)}{(c^2 + \omega^2)^2} = 0. \tag{1}$$

При переходе к однородной плазме $c \rightarrow 0$, $b \rightarrow \infty$ из формулы (1) получаем $\varepsilon = 1 - \omega_p^2/\omega^2 = 0$, т.е. дисперсионное уравнение холодной однородной плазмы, где $\omega_p^2 = 4\pi N_0 e^2/m$ — квадрат плазменной частоты. Из отношения (1) видна тенденция появления аperiодического электростатического возмущения в плазменной неоднородности на частотах ниже локальной плазменной. Для $f_0(z, v_z) = N_0 \exp(-z^2/b^2) \cdot \delta(\mathbf{v}_z)$ имеем:

$$k = \frac{\frac{2zi\omega_p^2}{b^2\omega^2} \exp\left(\frac{-z^2}{b^2}\right)}{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \exp\left(\frac{-z^2}{b^2}\right)},$$

где k — величина пространственного вектора электростатических возмущений. При условии $1 - \left(\omega_p^2/\omega^2\right) \cdot \exp(-z^2/b^2) < 0$ электрические поля нарастают на частотах, меньших локальной плазменной частоты.

Образование ячеистой структуры неоднородной плазмы стохастически детерминировано. В плазме с магнитным полем в ячейках возбуждаются плазменные вихри. Возбуждение ячеистой структуры связано с электростатической неустойчивостью неоднородной плазмы. Может появиться составляющая электрического поля, параллельная силовым линиям геомагнитного поля. При этом в приближении горячей неоднородной плазмы проявляется немонотонная «бисерная» структура электростатических возмущений. Рассмотрим движущую-

ся плазменную неоднородность. В приближении горячей плазмы зададим одномерную и неоднородную по оси z функцию распределения частиц, например электронов, в виде:

$$f_0 = (2\pi)^{-1/2} N_0 \exp\left(\frac{-z^2}{b^2}\right) \alpha^{-1} \cdot \exp\frac{-(v-U)^2}{\alpha^2}, \quad (2)$$

где α — тепловая скорость для распределения Максвелла частиц по скорости; U — скорость смещения неоднородности в пространстве. С учётом ортогональности спектральных компонент из формулы (2) получаем дисперсионное уравнение электростатических возмущений для движущейся плазменной неоднородности:

$$\varepsilon = 1 + \frac{\sqrt{\pi} \cdot b \omega_p^2}{\sqrt{2} \cdot k^2 \alpha^2} \exp(-ikz) \cdot \int_{-\infty}^{\infty} dk_2 \left\{ \frac{k}{k_2} 2(xZ(x) + 1) \cdot \exp\frac{-(k_2 - k)^2 b^2}{4} \cdot \exp(ik_2 z) \right\} = 0,$$

где $Z(x) = i \int_0^{\infty} d\tau \cdot \exp\left(ix\tau - \frac{\tau^2}{4}\right)$ — плазменная дисперсионная функция; $x = (\omega - k_2 U)/(k_2 \alpha)$.

Плазменная неоднородность представляет немонотонный фильтр относительно электростатических возмущений. Электромагнитные взаимодействия между плазменными неоднородностями зависят от частотных спектров электростатической неустойчивости плазмы. Относительная скорость движения неоднородностей проявляется в доплеровском сдвиге (*англ.* Doppler shift) по частоте колебаний.

Основную роль в усилении немонотонной стратификации неоднородного плазменного образования играет электронный компонент с более высокими скоростями роста колебаний в сравнении с ионным компонентом. Нагрев областей пониженной плотности плазмы связан с обрезанием спектра собственных частот сверху. Для уровня плотности плазмы N_1 полоса собственных частот обрезается на частоте ω_1 , для уровня N_2 — соответственно на частоте ω_2 . Пусть $N_1 > N_2$, тогда $\omega_1 > \omega_2$. В полосе частот $\omega < \omega_2$ поток колебаний квазиизотропный, а для $\omega > \omega_2$ — анизотропный и направлен в сторону уменьшения плотности плазмы, против градиента плазменной плотности. Анизотропный поток энергии высокочастотных колебаний, затухающих при уменьшении плазменной плотности при переходе колебаний через точки бифуркации, можно оценить как

$$P \sim \langle v_g \rangle \int_{\omega_2}^{\omega_1} W(\omega) d\omega \sim \langle v_g \rangle \langle W(\omega) \rangle (\omega_1 - \omega_2),$$

где $\langle v_g \rangle$ — средняя групповая скорость колебаний; $\langle W(\omega) \rangle$ — средняя спектральная плотность энергии колебаний; ω_{p1}, ω_{p2} — плазменные частоты для уровней плотности плазмы N_1, N_2 . Групповая скорость колебаний составляет: $v_g \sim 3k v_{Te}^2 / 2\omega_{pe}$, k — величина волнового вектора, $v_{Te} = (2T_e/m_e)^{1/2}$ — тепловая скорость электронов (Иванов, 1977).

Вытеснение плазмы из области пониженной плотности плазмы при её нагреве затухающими колебаниями, по-видимому, происходит со скоростью порядка скорости ионного звука. При этом скорость определяется температурой электронов и массой ионов. Ионно-звуковая скорость составляет $v_s \sim (T_e/M_i)^{1/2}$.

Прогрев областей пониженной плотности плазмы коротковолновыми электростатическими колебаниями электронного компонента плазмы, попадающими на уровни плотности плазмы ниже критического для свободных колебаний, связан с появлением потоков заряженных частиц, направленных противоположно градиентам давления. Давление плазмы нарастает при нагреве в областях затухания электростатических колебаний.

Притяжение и слияние плазменных вихрей под действием электромагнитных полей приводит к образованию мощных вихрей. Притяжение или отталкивание плазменных вихрей зависит от направления магнитных моментов вихрей. Направление магнитных моментов плазменных вихрей, возбуждаемых в ячеистом МГД-генераторе, в электромагнитных полях генератора изменяется таким образом, что плазменные вихри притягиваются. В ячеистом

МГД-генераторе появляются мощные вихри, закрученные в одну сторону. Структура торнадо представляется ячеистым МГД-генератором. Подобные структуры возбуждаются и в космических плазмах. Немонотонное расслоение неоднородности способствует образованию мозаичной структуры и возбуждению плазменных вихрей в такой структуре. В канале молнии немонотонное расслоение электростатических возмущений неоднородной плазмы наблюдается визуально в виде бисерной молнии. Температура разряда сопоставима с температурой в горячих космических плазмах. Электрические и связанные с ними магнитные возмущения в атмосферной облачности генерируются на неустойчивости неоднородной плазмы. При взаимодействии плазменных вихрей формируются мощные вихри. Исследования молниевых разрядов помогают понять механизмы возбуждения электрических и магнитных полей в неоднородной плазме в разных космических объектах. Образование вихревых структур связано с неустойчивостью неоднородной плазмы, возбуждением электрического и магнитного поля.

Из дисперсионного уравнения следует, что для наблюдателя спектры электростатических возмущений плазменных неоднородностей зависят от параметров неоднородностей и от скорости их относительного движения. При попадании частотных спектров неоднородностей в резонанс усиливаются электромагнитные взаимодействия плазменных неоднородностей.

В искровых дуговых разрядах в катодной области плазмы регистрируются дискретные «отстреливания» плазменных неоднородностей. Похожие явления наблюдаются в бисерных молниях. Процесс связан с неустойчивостью неоднородной плазмы, немонотонным расслоением плазмы в полях электростатических возмущений.

Заключение

Разряды молнии излучают пакеты электромагнитных волн. При этом стимулированное высыпание заряженных частиц кольцевого тока магнитосферы приводит к нарастанию потоков, ионизирующих аэрозоли в стратосфере. Конденсация влаги аэрозолями ускоряется. Аэрозоли в гравитационном поле оседают до высот формирования облачности. Ускоряются процессы генерации мощных плазменных вихрей и связанных с ними разрядов молнии. Интегральная мощность молниевых разрядов нарастает.

В районе Южно-Атлантической магнитной аномалии магнитные зеркальные точки дрейфующих, захваченных магнитосферой заряженных частиц опускаются в атмосферу. Это способствует высыпанию частиц в конус потерь и усилению ионизации аэрозолей в стратосфере. При конденсации влаги происходит ускорение накопления энергии и массы облачности атмосферного вихря — торнадо. Таким образом, в низких широтах Атлантики влияние структуры геомагнитного поля на формирование плазменных вихрей способствует усилению интегральной мощности торнадо. Загрязнения атмосферы аэрозолями в районе магнитной аномалии влияют на раскачку климатических качелей.

В работе показано, что на электростатических возмущениях неоднородной плазмы образуются немонотонные плазменные структуры. В торнадо одновременно может наблюдаться несколько десятков крутящихся воронок — плазменных неоднородностей. Появление и исчезновение плазменных вихрей связано с электростатическими взаимодействиями. Расчёты показывают, что относительная скорость движения плазменных неоднородностей влияет на спектры электрических полей. В стохастическом процессе взаимодействия плазменных вихрей в торнадо образуется мощный вихрь, достигающий поверхности Земли. Одна из причин образования таких мощных вихрей в системе подвижных плазменных вихрей связана с проявлением резонансов в спектрах электрических полей взаимодействующих вихрей. Спектры электростатических возмущений, например в структуре торнадо, имеют многомодовый характер.

Неустойчивости аэрозольной плазмы в атмосфере проявляются и в разрядах молнии. При нагреве мозаичных ячеистых структур плазмы на градиентах давления, ортогональных геомагнитному полю, возбуждается атмосферный МГД-генератор с плазменными вихрями в ячейках структуры. При взаимодействии плазменных вихрей и вихрей Россби генерируются атмосферные вихревые структуры торнадо, циклонов, антициклонов. Часть энергии структур

накачивается плазменными вихрями. Ячеистые структуры образуются и в разрядах молнии. В бисерных молниях ячеистые структуры наблюдаются визуально.

Расширяются и появляются новые географические зоны действия и временные периоды активности торнадо, увеличиваются их мощности. Эти эффекты связаны с загрязнениями атмосферы и океана. Нарастает влияние на климатические качели аэрозольных загрязнений антропогенного происхождения.

Литература

1. Арумов Г. П., Бухарин А. В. Использование ненормализованных моментов для определения статистических параметров несферических частиц по их изображениям // Измерительная техника. 2017. № 11. С. 22–26.
2. Галеев А. А., Сагдеев Р. З. Нелинейная теория плазмы // Вопросы теории плазмы. 1973. Т. 7. С. 3–145.
3. Иванов А. А. Физика сильнонеравновесной плазмы. М.: Атомиздат, 1977. 348 с.
4. Ижовкина Н. И. Плазменные вихри в ионосфере и атмосфере // Геомагнетизм и аэрономия. 2014. Т. 54. № 6. С. 817–828.
5. Ижовкина Н. И., Артеха С. Н., Ерохин Н. С., Михайловская Л. А. (2019а) Мощные атмосферные вихри в низких и высоких широтах // Инженерная физика. 2019. № 2. С. 46–54.
6. Ижовкина Н. И., Артеха С. Н., Ерохин Н. С., Михайловская Л. А. (2019б) Зимние циклоны в геомагнитной полярной шапке // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2019. Т. 16. № 4. С. 273–281.
7. Синкевич О. А., Маслов С. А., Гусейн-заде Н. Г. Электрические разряды и их роль в генерации вихрей // Физика плазмы. 2017. Т. 43. № 2. С. 203–226.
8. Artekha S. N., Belyan A. V. On the role of electromagnetic phenomena in some atmospheric processes // Nonlinear Processes in Geophysics. 2013. V. 20. P. 293–304.
9. Fierro A. O., Shao X.-M., Hamlin T., Reisner J. M., Harlin J. Evolution of eyewall convective events as indicated by intracloud and cloud-to-ground lightning activity during the rapid intensification of hurricanes Rita and Katrina // Monthly Weather Review. 2011. V. 139(5). P. 1492–1504.
10. Izhovkina N. I., Artekha S. N., Erokhin N. S., Mikhailovskaya L. A. Interaction of atmospheric plasma vortices // Pure and Applied Geophysics. 2016. V. 173. No. 8. P. 2945–2957.
11. Izhovkina N. I., Artekha S. N., Erokhin N. S., Mikhailovskaya L. A. Aerosol. Plasma Vortices and Atmospheric Processes // Izvestiya. Atmospheric and Ocean Physics. 2018. V. 54. No. 11. P. 1513–1524.
12. Izhovkina N. I., Artekha S. N., Erokhin N. S., Mikhailovskaya L. A. Electrostatic Disturbances of Aerosol Atmospheric Plasma: Beaded Lightning // Pure and Applied Geophysics. 2020. V. 177. No. 11. P. 5475–5482.
13. Leary L. A., Ritchie E. A. Lightning flash rates as an indicator of tropical cyclone genesis in the eastern north pacific // Monthly Weather Review. 2009. V. 137(10). P. 3456–3470.
14. Price C., Asfur M., Yair Yo. Maximum hurricane intensity preceded by increase in lightning frequency // Nature Geoscience. 2009. V. 2(5). P. 329–332.

Atmospheric vortices in a geomagnetic anomaly

N. I. Izhovkina¹, S. N. Artekha², N. S. Erokhin², L. A. Mikhailovskaya²

¹ Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation RAS, Troitsk 108840, Russia
E-mail: izhovn@izmiran.ru

² Space Research Institute RAS, Moscow 117997, Russia

It is shown that the excitation of atmospheric vortex structures is influenced by the structure of the geomagnetic field, in particular, geomagnetic anomalies. Vortex structures such as cyclones and anticyclones rotate in opposite directions in the northern and southern hemispheres. Moreover, they

do not cross the equator. Pressure gradients from the poles to the equator in the two hemispheres are mutually opposite. Part of the energy of atmospheric vortex structures is generated by plasma vortices. The excitation of plasma vortices is affected by the geomagnetic field. The excitation of tornadoes at low latitudes in the Atlantic is influenced by plasma processes in the South Atlantic geomagnetic anomaly. Calculations are presented for the mechanisms of excitation of plasma vortices, which take into account the precipitation of particles from the ring current of the magnetosphere and the effect of geomagnetic field anomalies. Moving plasma inhomogeneities are considered. Calculations show that the relative velocity of motion of plasma inhomogeneities affects the spectra of electric fields. One of the reasons for the formation of powerful vortices in a system of moving plasma vortices is associated with the manifestation of resonances in the spectra of electric fields of interacting inhomogeneities. The spectra of electrostatic disturbances in the tornado structure have the multimode character. The calculations used the kinetic approximation.

Keywords: atmospheric vortex structures, plasma vortices, geomagnetic anomalies

Accepted: 25.02.2021

DOI: 10.21046/2070-7401-2021-18-2-299-306

References

1. Arumov G. P., Bukharin A. V., Use of non-normalized moments for determining the statistical parameters of nonspherical particles from their images, *Measurement Techniques*, 2018, Vol. 60, No. 11, pp. 1102–1108.
2. Galleev A. A., Sagdeev R. Z., Nonlinear plasma theory, *Voprosy teorii plazmy*, 1973, Vol. 7, pp. 3–145 (in Russian).
3. Ivanov A. A., *Fizika sil'noneravnovesnoi plazmy* (The physics of strongly nonequilibrium plasma), Moscow: Atomizdat, 1977, 348 p. (in Russian).
4. Izhovkina N. I., Plasma vortices in the ionosphere and atmosphere, *Geomagnetism and Aeronomy*, 2014, Vol. 54, No. 6, pp. 802–812.
5. Izhovkina N. I., Artekha S. N., Erokhin N. S., Mikhailovskaya L. A. (2019a), Powerful atmospheric vortices at low and high latitudes, *Inzhenernaya fizika*, 2019, No. 2, pp. 46–54 (in Russian).
6. Izhovkina N. I., Artekha S. N., Erokhin N. S., Mikhailovskaya L. A. (2019b), Winter cyclones in the geomagnetic polar cap, *Sovremennye problemy distantsionnogo zondirovaniya Zemli iz kosmosa*, 2019, Vol. 16, No. 4, pp. 273–281 (in Russian).
7. Sinkevich O. A., Maslov S. A., Gusein-zade N. G., Role of electric discharges in the generation of atmospheric vortices, *Plasma Physics Reports*, 2017, Vol. 43, No. 2, pp. 232–252.
8. Artekha S. N., Belyan A. V., On the role of electromagnetic phenomena in some atmospheric processes, *Nonlinear Processes in Geophysics*, 2013, Vol. 20, pp. 293–304.
9. Fierro A. O., Shao X.-M., Hamlin T., Reisner J. M., Harlin J., Evolution of eyewall convective events as indicated by intracloud and cloud-to-ground lightning activity during the rapid intensification of hurricanes Rita and Katrina, *Monthly Weather Review*, 2011, Vol. 139, No. 5, pp. 1492–1504.
10. Izhovkina N. I., Artekha S. N., Erokhin N. S., Mikhailovskaya L. A., Interaction of atmospheric plasma vortices, *Pure and Applied Geophysics*, 2016, Vol. 173, No. 8, pp. 2945–2957.
11. Izhovkina N. I., Artekha S. N., Erokhin N. S., Mikhailovskaya L. A., Aerosol, plasma vortices and atmospheric processes, *Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics*, 2018, Vol. 54, No. 11, pp. 1513–1524.
12. Izhovkina N. I., Artekha S. N., Erokhin N. S., Mikhailovskaya L. A., Electrostatic Disturbances of Aerosol Atmospheric Plasma: Beaded Lightning, *Pure and Applied Geophysics*, 2020, Vol. 177, No. 11, pp. 5475–5482.
13. Leary L. A., Ritchie E. A., Lightning flash rates as an indicator of tropical cyclone genesis in the eastern north pacific, *Monthly Weather Review*, 2009, Vol. 137, No. 10, pp. 3456–3470.
14. Price C., Asfur M., Yair Yo., Maximum hurricane intensity preceded by increase in lightning frequency, *Nature Geoscience*, 2009, Vol. 2, No. 5, pp. 329–332.