

Зимние циклоны в геомагнитной полярной шапке

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*

На атмосферу Земли оказывают постоянное влияние различные ионизирующие источники. В высокоширотной тропосфере в области геомагнитной полярной шапки в зимний период наблюдается возбуждение локальных циклонических структур с ледяными штормами, вторжениями в средние и даже субтропические широты. Время возбуждения таких циклонов составляет 15–25 ч. В работе показано, что локализация полярных циклонов не случайна. Область полярной шапки связана с геомагнитными силовыми линиями, вытянутыми в хвост магнитосферы Земли. Для проникновения космических лучей в атмосферу Земли эта область открыта. Ионизация аэрозоля в стратосфере и верхней тропосфере высыпавшимися частицами космических лучей усиливает вихревую активность атмосферы. В атмосферном МГД-генераторе при неоднородном нагреве мозаичных ячеистых распределений ионизованного аэрозоля образуются плазменные вихри и накачиваются электрические поля, ортогональные геомагнитному полю. В работе показано, что в плазменных неоднородностях стохастически возбуждаются апериодические электростатические возмущения, которые вносят заметный вклад в генезис вихрей. Важная роль аэрозольной примеси проявляется в генерации плазменных вихрей и накоплении вихрями энергии и массы в атмосфере при конденсации влаги.

Ключевые слова: аэрозольная плазма, геомагнитное поле, вихревая активность атмосферы, полярные зимние циклоны

Одобрена к печати: 29.03.2019

DOI: 10.21046/2070-7401-2019-16-4-273-281

Введение

Полярные зимние циклоны сопровождаются ледяными штормами. Время нарастания таких циклонов и срок их жизни составляет в среднем сутки. Наблюдаются также вторжения полярных циклонов в средние широты с обилием осадков и резким похолоданием до субтропиков. Усиление циклонов связано с фазовыми переходами воды. На фазовых переходах при конденсации и кристаллизации влаги на аэрозольных частицах выделяется тепло, структуры циклонического типа накапливают энергию. При мозаичном ячеистом распределении ионизованных аэрозолей в геомагнитном поле возбуждаются плазменные вихри на градиентах давления, ортогональных геомагнитному полю (Ижовкина, 2014; Ижовкина и др., 2016, 2017; Izhovkina et al., 2016). На роторном генетическом уровне плазменные вихри взаимодействуют с атмосферными как вихри скорости частиц.

Цель работы — показать, что возбуждение полярных циклонов в зимний период не случайно. Локализируются такие циклоны в области полярной шапки геомагнитного поля. Под давлением плазмы солнечного ветра магнитные силовые линии полярной шапки вытянуты в хвост магнитосферы. Эту зону представляют открытой для проникновения солнечных и галактических космических лучей в геомагнитное поле и высыпания в атмосферу. При пересоединении магнитных силовых линий плазменные частицы в хвосте магнитосферы ускоряются на бетатронном механизме. Высыпание космических частиц в стратосферу и верхнюю тропосферу, ионизация аэрозолей, фазовые переходы атмосферной влаги возбуждают зарождение ячеек циклонического типа при неоднородном мозаичном распределении аэрозольной примеси в атмосфере. В генезисе вихрей важную роль играют апериодические электростатические возмущения неоднородной плазмы.

Влияние загрязнений атмосферы на усиление полярных зимних циклонов

Полярные зимние циклоны называют «взрывными». Скорость ветра нарастает до штормовой: порядка 15–20 м/с за несколько часов. Ледяной шторм в высоких широтах длится около суток. С осадками циклоны теряют энергию. Мощные полярные циклоны проходят в средние широты, усиливаются на фазовых переходах влаги, несут похолодание и осадки до субтропиков.

Изменение прозрачности атмосферы зависит от накопления смога естественного и антропогенного происхождения. Неравномерное мозаичное распределение смога способствует неравномерному нагреву дневной атмосферы и возбуждению на градиентах давления атмосферных вихрей (Ижовкина, 2014).

Образование мощных полярных зимних циклонов связано с высыпанием космических лучей в атмосферу в полярной шапке геомагнитного поля. Ионизация аэрозоля космическими лучами усиливает конденсацию и кристаллизацию влаги на аэрозоле. Тепло, выделяемое на фазовых переходах влаги, приводит к усилению градиентов давления в ячеистой структуре аэрозольной примеси. Возбуждаются плазменные вихри. Мозаичное ячеистое распределение аэрозольной примеси в высоких широтах образуется при усилении пакетов акустико-гравитационных волн на градиентах скорости ветра. При взаимодействии плазменных вихрей и вихрей Россби образуется нарастающая циклоническая структура. В генезисе вихрей важную роль играют апериодические электростатические возмущения неоднородной плазмы. В плазменных потоках, ортогональных геомагнитному полю, возбуждается МГД-генератор электрического поля, электрическое поле в неоднородностях плазмы усиливается.

Процесс ионизации компонентов атмосферы энергичными частицами космических лучей — каскадный, число ионизирующих частиц при разрушении ядра атома многократно нарастает. Для фонового потока космических лучей за границами атмосферы $j_1 \approx 0,1 \text{ см}^{-2} \cdot \text{ср}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, поток вторичных частиц j_2 , образующийся при разрушении ядер атмосферных частиц космическими лучами, возрастает в $\sim 10^6$ раз — каскадные ливни Оже (Auger). Скорость ионизации аэрозолей частицами космических лучей на высотах образования облачности $s \approx j_2 \sigma_a N_a \approx 10^{-3} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ для частиц Айткена, $\sigma_a \approx 10^{-10} \text{ см}^2$, $N_a \approx 10^2 \text{ см}^{-3}$ — сечение и концентрация частиц. Скорость ионизации резко возрастает с ростом концентрации аэрозольных частиц в атмосфере, с усилением ионизирующих потоков при вспышках на Солнце и потоков галактического излучения. Потоки галактических лучей не стационарны, они зависят от процессов в звёздной материи и электромагнитных полей. Скорость ионизации аэрозольных облаков изменяется на несколько порядков с изменением параметров N_a , σ_a . Сечение аэрозолей увеличивается при конденсации влаги. Космические лучи — важный источник ионизации частиц в атмосфере даже на фоновом уровне потока космических лучей и концентрации частиц Айткена. Потоки космических лучей зависят от времени суток, широты и долготы, на заряженные частицы влияет геомагнитное поле.

Захват космических лучей магнитным полем оценивают по параметру «жесткость» s_p — отношение импульса частицы к заряду. «Жесткость» связана с ларморовским радиусом частицы $r_B = s_p c / B$, где B — напряжённость магнитного поля. Проникновение частицы в магнитное поле зависит от напряжённости поля. Вероятно проникновение частиц в атмосферу Земли через полярную шапку, на геомагнитных силовых линиях, вытянутых в хвост магнитосферы при натекании на геомагнитное поле потоков солнечной плазмы. С резким локальным увеличением скорости ионизации атмосферных загрязнений космическими лучами могут быть связаны атмосферная вихревая активность в высоких широтах в зимний период и такие редкие явления, как зимние грозы в средних и высоких широтах. Проникновение потоков энергичных солнечных протонов в магнитосферу Земли и их высыпание (Shumilov et al., 1993) влияет на атмосферные процессы в полярных и субполярных широтах.

Механизмы захвата аэрозолей струйными течениями и вихревыми структурами в атмосфере зависят от параметров аэрозолей, их распределений по размерам и форме, массе, химическому составу с учётом конденсации влаги. В одномерной геометрии сила, действующая на аэрозольную частицу в воздушном потоке, составляет:

$$F_s = j_n S_a p_n = N_n (v_n - v_a) S_a m_n (v_n - v_a),$$

где j_n — поток частиц воздуха, атомов и молекул относительно аэрозольной частицы; S_a — лобовое сечение аэрозольной частицы; p_n — передаваемый аэрозольной частице импульс одной частицей воздуха; m_n — средняя масса частиц воздуха.

Из уравнения движения аэрозольной частицы $m_a (dv_a/dt) = F_s$ следует оценка времени τ ускорения частицы в потоке воздуха до скорости v :

$$-(v_n - v_a)^{-1} \Big|_0^v = \frac{\tau N_n S_a m_n}{m_a}.$$

Для $v \approx 0,5v_n$ имеем $\tau = m_a / (m_n v_n N_n S_a)$. В оценке времени захвата воздушным потоком частицы с массой m_a и лобовым сечением S_a завихрения потока при обтекании частицы не учитываются. Динамическое давление потока на частицу уменьшается при нарастании скорости частицы, подъём происходит с изменением ускорения. Под действием вертикальных градиентов давления, например в окрестности облачной тени, происходит накачка аэрозольной примеси на высоты облачности порядка несколько километров и в стратосферу. Если подъёмная сила и ускорение при натекании потока на частицу превышают силу тяжести и ускорение свободного падения, частица поднимается и переносится потоком.

При обтекании пластинчатой частицы горизонтальным воздушным потоком возникает подъёмная сила. Проекция силы F_s ортогонально лобовой поверхности составляет $F_1 = F_s \cdot \sin \alpha$, подъёмная сила $F = F_1 \cos \alpha = F_s \cdot \sin(2\alpha)/2$. На углах атаки $\alpha \approx 0, \pi/2$ подъёмная сила горизонтального потока стремится к нулю, но аэрозольные частицы могут подниматься в атмосфере на вертикальных градиентах давления вертикальными воздушными потоками. Подъёмная сила максимальна для угла атаки $\alpha \approx \pi/4$. На лётные свойства аэрозолей влияют их масса, размеры и форма. Для $\alpha > \pi/2$ частица падает. Процесс зависит от рельефа подстилающей поверхности.

Заряженные компоненты атмосферы находятся под воздействием гиротропии в геомагнитном поле и в поле вращения Земли. Плазменные вихри в атмосфере генерируются в полях градиентов давления, которые нарастают при неоднородном нагреве ячеистого распределения аэрозолей солнечным фотонным потоком и при конденсации и кристаллизации влаги на аэрозолях. Конденсация влаги незаряженными аэрозолями зависит от их химического состава и структуры поверхности. Ионизованные частицы можно отнести к гидрофильным, поскольку притяжение молекул воды связано с их поляризацией электрическим полем.

При выводе уравнения сохранения плазменного вихря для фронтального температурного скачка ($\partial \ln T / \partial y \gg \partial \ln T / \partial x$) можно получить выражение, похожее на обобщённое уравнение Хасегава – Мимы (Незлин, Черников, 1995):

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[-v_{dw} \ln(\Delta\Phi) + \frac{e}{T} v_{dw} \Phi + \frac{e}{M\Omega_{0i}} \cdot \frac{e}{T} \cdot \frac{\partial \ln T}{\partial y} \cdot \frac{\Phi^2}{2} \right] + \frac{e}{M\Omega_{0i}} J(\Phi, \ln(\Delta\Phi)) = 0, \quad (1)$$

где $J(\Phi, \ln(\Delta\Phi)) = \Phi_x (\ln(\Delta\Phi))_y - \Phi_y (\ln(\Delta\Phi))_x$; v_{dw} — скорость дрейфа вихря; M — масса иона; Ω_{0i} — циклотронная частота иона, ось Z направлена вдоль внешнего магнитного поля; Φ — потенциал электрического поля. Компоненты дрейфовой скорости по осям X и Y определяются формулами соответственно: $u = -e \cdot \Phi_y / (M\Omega_{0i})$, $v = e \cdot \Phi_x / (M\Omega_{0i})$, а $\Omega' = v_x - u_y = e \cdot (\Phi_{xx} + \Phi_{yy}) / (M\Omega_{0i})$ — ротор дрейфовой скорости. Из уравнения (1) следует:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[-v_D \ln(\Delta\Phi) + \frac{e}{T} v_D \Phi + \frac{ce}{BT} \cdot \frac{\partial \ln T}{\partial y} \cdot \frac{\Phi^2}{2} \right] + \frac{c}{B} J(\Phi, \ln(\Delta\Phi)) = 0. \quad (2)$$

Изменения геомагнитного поля могут привести к возмущениям и расстройству плазменного вихря.

В неоднородной плазме ионизованного смога возможно проявление различных видов неустойчивостей (Михайловский, 1977). Так, электростатические колебания могут возбуждаться, например на дрейфовых градиентных неустойчивостях плазмы. Если градиент плотности частиц направлен против силы тяжести $\nabla N \uparrow \downarrow g$ (где N — концентрация частиц; g — ускорение гравитационного поля), облако смога неустойчиво. Для этого типа неустойчивости основную роль играют тяжёлые частицы — ионы, вклад лёгкого электронного компонента мал. В слоях с градиентом плотности плазмы, направленным против силы тяжести, возможно развитие гидродинамической неустойчивости с инкрементом $\gamma \approx \sqrt{g \cdot \partial \ln(N) / \partial y}$, где $\partial \ln(N) / \partial y$ — вертикальный относительный градиент плотности плазмы. Дрейфовые неустойчивости влияют на полярные циклоны при их распространении к низким широтам. В неоднородной замагниченной плазме может развиваться гравитационно-диссипативная неустойчивость. Развитие неустойчивости наиболее вероятно в низких и средних широтах. Частота и инкремент роста свободных колебаний составляют соответственно:

$$\omega = \omega_{ni} + \frac{g\kappa}{\omega_{ni}}, \quad \gamma = \left(\frac{\gamma_0}{\omega_{ni}} \right)^2 z_i v, \quad (3)$$

где N — концентрация плазмы; $\omega_{ni} = (k_y \kappa c T_i) / (e_i B)$; $\gamma_0 = \sqrt{g\kappa}$; $\kappa = \partial \ln N / \partial x$; c — скорость света; $z_i = k_{\perp}^2 \cdot T_i / (m_i \Omega_i^2)$; $(T_i, e_i, m_i, \Omega_i)$ — соответственно температура, заряд, масса и циклотронная частота ионов; (k_{\perp}, k_y) — составляющие волнового вектора возмущений перпендикулярно геомагнитному полю и вдоль оси Y , $x \uparrow \downarrow g$. Выбрана ортогональная система координат с осью Z , параллельной внешнему магнитному полю, $Z \parallel B$. Для области геомагнитного экватора предполагается, что $g \perp B$. Ниже максимума ионосферного слоя F , где $\nabla N \uparrow \downarrow g$, развитие градиентной неустойчивости замагниченной ионосферной плазмы в гравитационном поле приводит к появлению плазменных неоднородностей и рассеянию радиоволн. Гравитационно-диссипативная неустойчивость на низких и средних широтах может способствовать расслоению аэрозольной плазмы в атмосферной облачности и возбуждению плазменных вихрей в неоднородной плазменной структуре.

Процессы самоусиления нелинейных структур — нелинейные волны, солитоны, вихри — развиваются в столкновительных средах при условии $l_{fp} \ll L$, где l_{fp} , L — длина свободного пробега частиц и размеры неоднородности. При условии $l_{fp} \approx L$ неоднородность рассеивается за время, равное примерно времени свободного пробега частиц, поэтому рост нелинейных структур подавлен столкновениями. При формировании мощных вихревых нелинейных структур в атмосфере столкновения играют важную роль. Заряженные частицы вовлекаются в движение ортогонально геомагнитному полю при столкновениях в потоках, образующихся при неравномерном нагреве мозаичных ячеистых распределений смога, в частности аэрозолей. С другой стороны, при движении в электрическом поле вихря заряженные частицы при столкновениях вовлекают в вихрь нейтральные частицы атмосферы. Нарастает масса вихря. Поскольку длина свободного пробега частиц много меньше размеров вихря, его энергия сохраняется. Эффективное нарастание массы вихря приводит к замедлению скорости его вращения.

Образование мозаичных ячеистых распределений аэрозольной примеси в высоких широтах связано с распространением и усилением пакетов акустико-гравитационных волн на градиентах скорости ветра. Влияние ветровых сдвигов на распространение волн рассмотрим на простой математической модели. Предположим, что горизонтальная направленная скорость зависит только от вертикальной координаты z . В системе координат, движущейся с постоянной по оси X скоростью ветра $U_0(z)$, система линеаризованных гидродинамических уравнений движения для материальной точки может быть записана в виде:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + w \frac{\partial U_0}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{\partial p}{\partial x}, \quad \frac{\partial w}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{\partial p}{\partial z} - g \frac{\rho}{\rho_0}, \quad (4)$$

где u, w — малые возмущения горизонтальной и вертикальной скорости; p, ρ — возмущения давления и плотности; ρ_0 — плотность; g — ускорение свободного падения. Для волновых возмущений переход в неподвижную лабораторную систему координат из движущейся системы координат связан с доплеровским сдвигом частоты, так как действие оператора $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + U_0 \frac{\partial}{\partial x}$ на волновую функцию $\sim \exp(ikx \pm i\omega t)$ приводит к частотному сдвигу $\pm kU_0$ (знак зависит от направлений U_0 и k). Уравнение непрерывности для несжимаемой среды в линейном приближении для движения в плоскости X, Z представим в виде:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + w \frac{\partial \rho_0}{\partial z} = 0. \quad (5)$$

Произведя дифференцирование уравнения для w и уравнения несжимаемости $\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0$ по t , а также подстановки $(w, p) \approx (w(z), p(z)) \exp(ikx - i\sigma t)$ для волнового движения, получим:

$$\frac{\partial^2 w}{\partial z^2} + \frac{\partial \ln \rho_0}{\partial z} \cdot \frac{\partial w}{\partial z} + \frac{k}{\sigma} \cdot \frac{\partial U_0}{\partial z} \cdot \frac{\partial w}{\partial z} + \left[\frac{k^2}{\sigma^2} \left(-g \frac{\partial \ln \rho_0}{\partial z} - \sigma^2 \right) + \frac{k}{\sigma} \left(\frac{\partial \ln \rho_0}{\partial z} \cdot \frac{\partial U_0}{\partial z} + \frac{\partial^2 U_0}{\partial z^2} \right) \right] w = 0, \quad (6)$$

$$N^2 = -g \frac{\partial \ln \rho_0}{\partial z}. \quad (7)$$

С помощью подстановки $w = W \exp(-c_1 z)$, $c_1 = \left(\frac{\partial \ln \rho_0}{\partial z} + \frac{k}{\sigma} \cdot \frac{\partial U_0}{\partial z} \right) / 2$ для случая $\partial U_0 / \partial z = \text{const}$ уравнение (6) может быть приведено к виду:

$$\frac{\partial^2 W}{\partial z^2} + \left\{ -\frac{1}{4} \left(\frac{\partial \ln \rho_0}{\partial z} + \frac{k}{\sigma} \cdot \frac{\partial U_0}{\partial z} \right)^2 + \frac{k^2}{\sigma^2} (N^2 - \sigma^2) + \frac{k}{\sigma} \cdot \frac{\partial \ln \rho_0}{\partial z} \cdot \frac{\partial U_0}{\partial z} \right\} W = 0, \quad (8)$$

где знак выражения в фигурных скобках определяет тип уравнения. Для выражения $\{ \dots \} = s_1$, где $s_1 > 0$, отношение (8) является уравнением колебаний, а при $s_1 < 0$ — уравнением затухающих или нарастающих возмущений:

$$\frac{\partial^2 W}{\partial z^2} - a^2 W = 0, \quad W = c_2 \exp(\pm az); \quad \frac{\partial^2 W}{\partial z^2} + a^2 W = 0, \quad W = c_2 \exp(\pm iaz),$$

где произвольная постоянная c_2 может быть определена, например, из граничных условий при $z = 0$. Переход в лабораторную систему координат производится заменой $\sigma \rightarrow \sigma \pm kU_0$. Из этих уравнений видно, что ветровой сдвиг существенно влияет на волновое возмущение. Связь вертикального и горизонтального движений определяется сложным соотношением параметров среды. В вертикальной плоскости волновое число для уравнения колебаний оказывается зависящим от параметров неоднородной среды, как и амплитуда колебаний. Для $s_1 < 0$ волны плавучести, покидая канал, где горизонтальная скорость ветра постоянна, затухают. В зависимости от соотношения c_1 , s_1 возможен рост возмущений на ветровом разрыве. С уменьшением плотности атмосферы $\partial \rho_0 / \partial z < 0$ амплитуда волн также может нарастать. По данным наблюдений, турбулентность ясной погоды связана со струйными течениями. Связь турбулентности с параметрами струйного течения — нелинейная. На градиентах скорости ветра усиливаются пакеты акустико-гравитационных волн. Теоретически отслеживается влияние мозаичных ячеистых распределений атмосферных загрязнений на усиление вихревых структур, струйных течений и турбулентности. В приближении сжимаемой среды квадрат частоты Брента–Вяйсяля составляет $N^2 = -g \left[\frac{\partial \ln \rho_0}{\partial z} + \frac{g}{c_s^2} \right]$, где c_s — скорость звука (Госсард, Хук, 1975).

Образование полярных зимних циклонов связано с мозаичным ячеистым распределением аэрозолей. Такие пространственные распределения аэрозольной примеси могут возникать при

усилении акустико-гравитационных волн на градиентах скорости ветра в струйных течениях. Струйные течения, направленные к высоким широтам, образуются на границе антициклона и надвигающегося на него циклона. Антициклон накапливает загрязнения. Усиливается влияние антропогенных загрязнений на циклогенез атмосферы. Влияние космических лучей на атмосферные процессы в полярной шапке растёт, поскольку для космических лучей эта область геомагнитного поля открыта.

Действие силы Кориолиса, связанной с вращением Земли, на атмосферные движения оценивают по отношению силы инерции к силе Кориолиса, число Россби для зимних полярных циклонов $Ro \approx 10$. При рассмотрении вихревых структур в нейтральной атмосфере используется приближение мелкой воды, вращающейся с постоянной скоростью, со свободной поверхностью в гравитационном поле и заданным рельефом дна: уравнение Обухова – Чарни. В системе координат с осью Z , направленной по местной вертикали, X — на восток, Y — на север уравнение описывает сохранение вихря (Должанский, 2006):

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\Delta \Psi - L_0^{-2} \Psi \right) + \{ \Psi, \Delta \Psi \} + \beta \frac{\partial \Psi}{\partial x} - \gamma \frac{\partial \Psi}{\partial y} = 0, \quad (9)$$

где $\{ \dots \}$ — скобки Пуассона; $\Delta = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2$; $u = -\partial \Psi / \partial y$; $v = \partial \Psi / \partial x$; $\Psi = gh / f_0$; $\beta = (f_0 / H_0) \cdot (\partial h_1 / \partial y)$; $\gamma = (f_0 / H_0) \cdot (\partial h_1 / \partial x)$; $f = f_0 (1 + h_1 / H_0)$; $f_1 = 2\Omega_0 \sin(\varphi)$ — параметр Кориолиса; Ω_0 — угловая скорость вращения Земли; φ — широта; $f_0 = f_1(45^\circ)$; $L_0 = (gH_0)^{1/2} / f_0$. Функцией $h_1(x, y, t)$ задан рельеф, неровность дна. Параметры β, γ ответственны за дисперсию крупномасштабных волновых процессов. Влияние неионизованной аэрозольной примеси при конденсации влаги на вихри и волны Россби можно было бы вписать в уравнение подобно влиянию рельефа дна. Гиротропия аэрозольной ионизованной примеси в геомагнитном поле, возбуждение плазменных вихрей усиливают атмосферную вихревую активность. В уравнении (9) эффект МГД-генератора не прописан. Взаимодействие вихрей Россби и плазменных вихрей происходит на роторном уровне как взаимодействие вихрей скорости частиц.

Апериодически нарастающие электростатические возмущения проявляются в простом приближении неоднородной по оси Z холодной плазмы (Ижовкина, 1991) с функцией распределения частиц:

$$f_0(z, v_z) = N_0 \exp\left(-z^2/b^2\right) \cdot \delta(v_z), \quad (10)$$

$$k = \left[1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \exp\left(\frac{-z^2}{b^2}\right) \right]^{-1} \left(\frac{2zi\omega_p^2}{b^2\omega^2} \exp\left(\frac{-z^2}{b^2}\right) \right), \quad (11)$$

где k — величина пространственного вектора электростатических возмущений; $\omega_p^2 = (4\pi N_0 e^2) / m$ — квадрат плазменной частоты электронов для центра неоднородности. При условии $1 - (\omega_p^2 / \omega^2) \exp(-z^2/b^2) < 0$ электрические поля нарастают на частотах меньше 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. В генезисе вихрей важную роль играют аperiодические электростатические возмущения неоднородной плазмы.

В плазменных неоднородностях возбуждаются аperiодические электрические поля. Может появиться составляющая электрического поля, параллельная силовым линиям геомагнитного поля, что важно для образования каналов молнии.

Вокруг Земли циркулируют глобальные струйные течения: два полярных, два субтропических и одно экваториальное. Ширина течений по горизонтали составляет сотни километров, по вертикали — до 5 км, высота — около 11 км. Под воздействием атмосферных вихревых структур струйные течения становятся извилистыми. Струйное течение, направленное на

север, образуется в области сближения атлантического циклона и антициклона. Антициклон накапливает загрязнения. Струйное течение переносит загрязнения и влажный циклонический воздух в высокие широты, под его давлением полярное течение приобретает изгиб. В этой области вероятно возбуждение полярного циклона. В зимний период возбуждение плазменных вихрей связано с вторжением в полярную атмосферу космических лучей. Ионизация аэрозольной примеси частицами космических лучей (ливни Оже) ускоряет процессы конденсации и кристаллизации атмосферной влаги. При фазовых переходах воды выделяется тепло, нарастают градиенты давления в неоднородной аэрозольной структуре и на её периферии. При затухании акустико-гравитационных волн на градиентах скорости ветра формируется мозаичная ячеистая структура распределения аэрозольной примеси. Возбуждение плазменных вихрей в ячейках и их электромагнитное взаимодействие ускоряют рост крупномасштабного вихря. Плазменные вихри на роторном уровне взаимодействуют с вихрями Россби. Возбуждение вихрей Россби связано с градиентами давления и силой Кориолиса. Природа полярных зимних циклонов магнитогидродинамическая. Циклоны «взрывные», нарастают быстро, подобно торнадо, но время их жизни в среднем составляет примерно сутки. Полярные зимние циклоны усиливаются при фазовых переходах влаги. В полярные широты российских северных морей влажный воздух переносится с тёплой Атлантики, на востоке — с Тихого океана. Загрязнения, аэрозольная примесь способствуют возбуждению и усилению атмосферных вихрей. Нарастает влияние антропогенных загрязнений на атмосферные процессы. Мощные зимние полярные циклоны вторгаются в низкие широты, вызывают обильные осадки, обледенения до субтропиков.

Заключение

Под воздействием атмосферных вихревых структур струйные течения становятся извилистыми. Струйное течение, направленное на север, образуется, например, в области сближения атлантического циклона и антициклона. Антициклон накапливает загрязнения. Струйное течение переносит загрязнения и влажный циклонический воздух в высокие широты, под его давлением полярное течение приобретает изгиб. В этой области вероятно возбуждение полярного циклона. В зимнее время возбуждение плазменных вихрей связано с вторжением в полярную атмосферу космических лучей. Ионизация аэрозольной примеси частицами космических лучей ускоряет процессы конденсации и кристаллизации атмосферной влаги. При фазовых переходах воды выделяется тепло, нарастают градиенты давления в неоднородной аэрозольной структуре и на её периферии. При затухании акустико-гравитационных волн на градиентах скорости ветра формируется мозаичная ячеистая структура распределения аэрозольной примеси. Возбуждение плазменных вихрей в ячейках и их электромагнитное взаимодействие ускоряют рост крупномасштабного вихря. Плазменные вихри на роторном уровне взаимодействуют с вихрями Россби. В генезисе вихрей важную роль играют аperiодические электростатические возмущения неоднородной плазмы.

Природа полярных зимних циклонов магнитогидродинамическая. Вихри имеют «взрывной» характер, нарастают быстро, подобно торнадо, но время их жизни в среднем составляет сутки. Полярные зимние циклоны усиливаются при фазовых переходах влаги. В полярные широты российских северных морей влажный воздух переносится с тёплой Атлантики, а на востоке — с Тихого океана. Загрязнения, аэрозольная примесь способствуют возбуждению и усилению атмосферных вихрей. Нарастает влияние антропогенных загрязнений на атмосферные процессы.

Литература

1. Госсард Э., Хук У. Волны в атмосфере. М.: Мир, 1975. 532 с.
2. Должанский Ф. В. Лекции по геофизической гидродинамике. М.: ИВМ РАН, 2006. 378 с.
3. Ижовкина Н. И. Электростатические колебания в стационарных и нестационарных плазменных неоднородностях: Препринт № 2(949). М.: ИЗМИРАН, 1991. 7 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. Спиральные токовые структуры в аэрозольной атмосферной плазме // Инженерная физика. 2016. № 7. С. 57–68.
6. Ижовкина Н. И., Артеха С. Н., Ерохин Н. С., Михайловская Л. А. Влияние солнечного и галактического космического излучения на атмосферные вихревые структуры // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2017. Т. 14. № 2. С. 209–220.
7. Михайловский А. В. Теория плазменных неустойчивостей. Т. 2. Неустойчивости неоднородной плазмы. М.: Атомиздат, 1977. 312 с.
8. Незлин М. В., Черников Г. П. Аналогия дрейфовых вихрей в плазме и геофизической гидродинамике // Физика плазмы. 1995. Т. 21. № 11. С. 975–999.
9. 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.
10. Shumilov O. I., Vashenyuk E. V., Henriksen K. Quasi-drift effects of high-energy solar cosmic rays in the magnetosphere // J. Geophysical Research. 1993. V. 98. No. A10. P. 17423–17427.

Winter cyclones in the geomagnetic polar cap

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

The atmosphere of the Earth is constantly affected by various ionizing sources. In the high-latitude troposphere for the region of the geomagnetic polar cap, in winter period, the excitation of local cyclonic structures is observed accompanied with ice storms, with invasions into middle and even subtropical latitudes. The time of excitation of such cyclones is 15–25 hours. The paper shows that the localization of polar cyclones is not random. The region of the polar cap is associated with geomagnetic field lines extended into the tail of the Earth's magnetosphere. This area is open for the penetration of cosmic rays into the atmosphere of the Earth. The ionization of aerosol in the stratosphere and the upper troposphere by precipitating particles of cosmic rays enhances the vortex activity of the atmosphere. In the atmospheric MHD-generator with inhomogeneous heating of the mosaic cellular distributions of ionized aerosol, plasma vortices are formed and electric fields orthogonal to the geomagnetic field are enforced. It is shown in the work that aperiodic electrostatic perturbations, which play a significant role in the genesis of vortices, are stochastically excited in plasma inhomogeneities. The important role of the aerosol impurity is manifested in the generation of plasma vortices and the accumulation of energy and mass in the atmosphere by vortices during condensation of moisture.

Keywords: aerosol plasma, the geomagnetic field, vortex activity of the atmosphere, polar winter cyclones

Accepted: 29.03.2019

DOI: 10.21046/2070-7401-2019-16-4-273-281

References

1. Gossard E. E., Khuk U. K., *Volny v atmosfere* (Waves in the atmosphere), Moscow: Mir, 1978, 532 p.
2. Dolzhanskii F. V., *Lektsii po geofizicheskoi gidrodinamike* (Lectures on geophysical hydrodynamics), Moscow: IVM RAN, 2006, 378 p.
3. Izhovkina N. I., *Elektrostaticheskie kolebaniya v statsionarnykh i nestatsionarnykh plazmennyykh neodnorodnostyakh: Preprint No. 2(949)* (Electrostatic oscillations in stationary and non-stationary plasma inhomogeneities: Preprint No. 2(949)), Moscow: IZMIRAN, 1991, 7 p.

4. Izhovkina N. I., Plazmennyye vikhri v ionosfere i atmosfere (Plasma vortices in the ionosphere and atmosphere), *Geomagnetizm i aeronomiya*, 2014, Vol. 54, No. 6, pp. 817–828.
5. Izhovkina N. I., Artekha S. N., Erokhin N. S., Mikhailovskaya L. A., Spiral'nye tokovyye struktury v aerosol'noi atmosfernoй plazme (Spiral flow structures in the aerosol atmospheric plasma), *Inzhenernaya fizika*, 2016, No. 7, pp. 57–68.
6. Izhovkina N. I., Artekha S. N., Erokhin N. S., Mikhailovskaya L. A., Vliyanie solnechnogo i galakticheskogo kosmicheskogo izlucheniya na atmosferynye vikhrevyye struktury (The impact of solar and galactic cosmic rays on atmospheric vortex structures), *Sovremennyye problemy distantsionnogo zondirovaniya Zemli iz kosmosa*, 2017, Vol. 14, No. 2, pp. 209–220.
7. Mikhailovskii A. V., *Teoriya plazmennykh neustoichivostei. T. 2: Neustoichivosti neodnorodnoi plazmy* (Theory of plasma instabilities. Vol. 2: Instability of an inhomogeneous plasma), Moscow: Atomizdat, 1977, 312 p.
8. Nezlin M. V., Chernikov G. P., Analogiya dreifovykh vikhrei v plazme i geofizicheskoi gidrodinamike (Analogy of drift vortices in plasmas and geophysical hydrodynamics), *Fizika plazmy*, 1995, Vol. 21, No. 11, pp. 975–999.
9. 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.
10. Shumilov O. I., Vashenyuk E. V., Henriksen K., Quasi-drift effects of high-energy solar cosmic rays in the magnetosphere, *J. Geophysical Research*, 1993, Vol. 98, No. A10, pp. 17423–17427.