

СТАТЬЯ

УДК 533.951

**ВЫСЫПАНИЕ ЧАСТИЦ РАДИАЦИОННЫХ ПОЯСОВ ЗЕМЛИ
И АТМОСФЕРНЫЕ ВИХРЕВЫЕ СТРУКТУРЫ****¹Ижовкина Н.И., ²Артеха С.Н., ²Ерохин Н.С., ²Михайловская Л.А.**¹*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн
им. Н.В. Пушкова РАН, Троицк, e-mail: izhovn@izmiran.ru;*²*Институт космических исследований РАН, Москва*

Грозовые разряды излучают пакеты электромагнитных волн, проникающие на ионосферные и магнитосферные высоты. В результате электростатические и электромагнитные возмущения в неустойчивой плазме вызывают стимулированное выпадение заряженных частиц. Показано, что при образовании волноводных каналов в геомагнитных силовых трубках электромагнитные волны, захваченные в плазменные волноводы, провоцируют выпадение в атмосферу потоков энергичных заряженных частиц из радиационных поясов Земли. В каскадах выпадающих частиц ионизируются атмосферные частицы, в частности аэрозоли. На градиентах давления плазмы, ортогональных геомагнитному полю, в атмосфере возбуждаются плазменные вихри, а при взаимодействии последних с высотными волнами Россби на роторном генетическом уровне формируются мощные атмосферные вихревые структуры. Электромагнитные волны, отражаясь от слоёв ионосферной плазмы в магнитосопрежжённых районах, стимулируют выпадение частиц на двух противоположных границах геомагнитной силовой трубки. Волновые пакеты, излучаемые при разрядах молний, влияют на атмосферную вихревую структуру, генерирующую разряды, как напрямую, так и через возникающую положительную обратную связь. Если в определённом районе над вихревой структурой образовались волноводные каналы, то стимулированное выпадение частиц влияет на атмосферные процессы также и в магнитосопрежжённом к нему районе.

Ключевые слова: электростатические возмущения, плазменные неоднородности, радиационные пояса Земли, ячеистые структуры в молниевых разрядах и космических плазмах, волноводный канал

**PRECIPITATION OF PARTICLES FROM THE EARTH RADIATION BELTS
AND ATMOSPHERIC VORTEX STRUCTURES****¹Izhovkina N.I., ²Artekha S.N., ²Erokhin N.S., ²Mikhaylovskaya L.A.**¹*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation of RAS,
Troitsk, e-mail: izhovn@izmiran.ru;*²*Space Research Institute of RAS, Moscow*

Lightning discharges emit packets of electromagnetic waves that penetrate the ionospheric and magnetospheric heights. As a result, electrostatic and electromagnetic disturbances in unstable plasma cause stimulated precipitation of charged particles. It is shown that during the formation of waveguide channels in geomagnetic field tubes, electromagnetic waves trapped in plasma waveguides provoke the precipitation of energetic charged particles from the radiation belts of the Earth into the atmosphere. In the cascades of precipitating particles, atmospheric particles, in particular aerosols, are ionized. Plasma vortices are excited in the atmosphere at plasma pressure gradients orthogonal to the geomagnetic field. When plasma vortices interact with high-altitude Rossby waves at the rotary genetic level, powerful atmospheric vortex structures are formed. Electromagnetic waves, reflecting from layers of ionospheric plasma in magnetically conjugated regions, stimulate the precipitation of particles at two opposite boundaries of the geomagnetic field tube. The wave packets emitted by lightning discharges affect the atmospheric vortex structure that generates the discharges, both directly and through the resulting positive feedback. If waveguide channels are formed in some region above the vortex structure, then the stimulated precipitation of particles affects atmospheric processes in the region, which is magnetically conjugated to it also.

Keywords: electrostatic disturbances, plasma inhomogeneities, cellular structures in lightning discharges and cosmic plasmas, earth radiation belts, waveguide channel

В атмосфере Земли постоянно генерируются и развиваются различные крупномасштабные вихревые структуры: циклоны, тайфуны и торнадо. Внутри таких вихрей часто происходят многочисленные вспышки молний. Систематическое дистанционное зондирование подобных крупномасштабных вихревых структур доказывает положительную корреляцию между усилением электромагнитной активности (масштабом разделения зарядов, увеличением напряжённости электрических полей, количеством молниевых разрядов) и последующей интенсификацией крупномасштабного вихря [1–3].

Значит, плазменные вихри, составляющие электромагнитную основу структуры, могут оказывать заметное воздействие на структуру и генезис атмосферных вихрей в целом. К примеру, плазменные вихри взаимодействуют с атмосферными волнами Россби как вихри скорости частиц (т.е. на роторном «генетическом» уровне). Таким образом, определённая доля энергии крупномасштабных вихревых образований в земной атмосфере генерируется и подпитывается плазменными вихрями.

Заметную роль в процессе генерации и усиления плазменных вихрей в атмосфере Земли играет аэрозольная примесь. Аэрозоль, как единый объект, обладает заметно меньшим потенциалом ионизации по сравнению с атомами и молекулами, входящими в его структуру. Тем не менее такая примесь играет ключевую роль в возбуждении плазменных вихрей и последующем накоплении усиливающихся атмосферными вихрями энергии и массы в процессе конденсации атмосферной влаги. С возникающими электрическими полями в атмосферной аэрозольной плазме связано возбуждение и нарастание плазменных вихрей [4–7]. Немонотонная пространственная зависимость коэффициента диэлектрической проницаемости по отношению к стохастическим электростатическим возмущениям детерминированно приводит к усилению плазменных неоднородностей и появлению ячеистых структур в переменных электромагнитных полях, возникающих при разделении зарядов и электрических пробоях. Возникающее расслоение способствует мозаичному распределению аэрозольных подсистем. При неоднородном нагреве ячеистых структур плазмы в атмосфере возбуждаются вихри.

Влияние ионизирующего потока энергичных космических частиц на земную атмосферу, погоду и климат описано в [8, 9]. Ионизация аэрозолей высыпавшимися заряженными частицами провоцирует генерацию атмосферных вихрей [10–13].

Цель исследования – показать, что на процесс усиления вихревых структур в атмосфере влияют обратные связи. Электромагнитные волны, излучаемые при разрядах молний, при распространении в плазменных волноводах в геомагнитных силовых трубках стимулируют высыпание энергичных заряженных частиц из радиационных поясов Земли, в частности протонов внутреннего радиационного пояса с энергией до 100 МэВ. В каскадах высыпавшихся частиц ионизируются аэрозоли. На градиентах давления плазмы, ортогональных геомагнитному полю, возбуждаются плазменные вихри. С нарастанием концентрации загрязнений, в частности аэрозолей, происходит усиление мощности атмосферных вихревых структур и, как следствие, раскочка климатических качелей. Усиливаются торнадо, засухи и наводнения. При образовании волноводных каналов в геомагнитных силовых трубках над атмосферной вихревой структурой, генерирующей разряды молний, вихревая структура влияет на ионизацию аэрозоля также и в магнитосопрежённом районе.

Положительные обратные связи и динамика вихрей

Грозовые разряды связаны с плазменными вихрями. Возбуждение электрических полей зависит от координат немонотонно даже при монотонном исходном распределении плотности аэрозольной плазмы. Относительная скорость движения плазменных неоднородностей влияет на спектры электрических полей, которые приобретают многомодовый характер. Одна из причин образования мощных вихрей в системе подвижных плазменных вихрей связана с проявлением резонансов в спектрах электрических полей взаимодействующих неоднородностей.

Грозовые разряды излучают пакеты электромагнитных волн, проникающие на ионосферные и магнитосферные высоты. В результате электростатические и электромагнитные возмущения в неустойчивой плазме вызывают стимулированное высыпание энергичных заряженных частиц из радиационных поясов Земли. В каскадах высыпавшихся энергичных заряженных частиц ионизируются атмосферные аэрозоли. Так возникают положительные обратные связи, которые влияют на процесс усиления вихревых структур в атмосфере и на усиление грозовой активности.

В первом приближении распространение электромагнитных волн в плазменном волноводе можно представить по следующей модели. Для вычисления координатной зависимости амплитуды исследуемой волны, распространяющейся вдоль бесконечного цилиндрического волновода, воспользуемся, например, волновым уравнением для векторного потенциала:

$$\Delta \mathbf{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = 0$$

(можно исходить из подобного же уравнения, записанного для векторов электрической или магнитной напряжённости \mathbf{E} , \mathbf{H} поля волны). При этом вдоль оси волновода компоненты электромагнитного поля будут: в частном случае ТМ-волны магнитное поле $\mathbf{H} = 0$, а в частном случае ТЕ-волны электрическое поле $\mathbf{E} = 0$. В нашем случае можно считать длину образующегося волновода порядка расстояния вдоль силовой трубки между двумя плотными слоями ионосферной плазмы, которые отражают эти распространяющиеся электромагнитные волны (т.е. между магнитосопрежёнными районами). Данная длина, как правило, имеет порядок десятков тысяч километров, т.е. существенно больше длины волны захваченного электромагнитного излучения.

Рассмотрим вначале ТЕ-волну, которая движется вдоль волновода круглого сечения, образованного геомагнитной силовой трубкой, и для простоты пренебрежём её затуханием:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial H}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 H}{\partial \phi^2} + \frac{\omega^2}{c^2} H = 0, \quad (1)$$

$$0 < r < a, \quad 0 \leq \phi < 2\pi,$$

$$\frac{\partial H}{\partial \mathbf{n}}(a, \phi) = 0, \quad 0 \leq \phi < 2\pi, \quad (2)$$

где \mathbf{n} – нормаль к поверхности волновода. Данная задача для осевого компонента магнитного поля волны H может быть решена методом разделения переменных, который приводит к следующему общему ответу:

$$H_{n,m} = J_n(\alpha_{n,m} r) [A_{n,m} \cos(n\phi) + B_{n,m} \sin(n\phi)], \quad (3)$$

здесь J_n – функции Бесселя первого рода, коэффициенты $\alpha_{n,m} = \lambda_{n,m} / a$, где $\lambda_{n,m}$ – m -ый положительный корень дифференциального уравнения $dJ_n / dx = 0$, $x = r\omega / c$.

Пусть теперь имеем ТМ-волну вдоль того же идеального волновода. Решая аналогичную уравнению (1) задачу для электрического компонента E осевого волнового поля, но вместо (2) – с другим граничным условием: $E(a, \phi) = 0$, $0 \leq \phi < 2\pi$, аналитическое выражение для E также получается методом разделения переменных. Решение по структуре совпадает с (3), только вместо H пишем поле E , и здесь $\lambda_{n,m}$ – m -ый положительный корень другого уравнения: $J_n(x) = 0$. Граничные условия определяют порядок величины волнового вектора (в направлении, ортогональном геомагнитному полю) захваченных волн: $\lambda_T \sim 1 / k_T \sim a$. Поскольку природные волноводы искривлены, то нужно учесть изменение поперечного сечения волновода S и групповой скорости волнового пакета вдоль оси волновода v_g . Тогда получим для поля

$$E^2 \sim E_0^2 (v_{g0} / v_g) (S_0 / S).$$

В зависимости от вида функции распределения частиц в ионосферной плазме волны либо усиливаются в плазменном волноводе, либо затухают. При этом, даже при частичном захвате волновых пакетов в плазменный волновод, эти волны детектируются на больших расстояниях, так как мощность электромагнитного сигнала вдоль канала волновода убывает пропорционально первой, а не второй степени r , как в случае волн от точечного источника. В субавроральной зоне магнитное поле

Земли способно захватывать поляризационные потоки, например, которые появляются в области с пониженной плазменной плотностью от затухающих электростатических колебаний. Заряженные частицы могут покинуть волновод перпендикулярно геомагнитному полю (например, за счёт поляризационного дрейфа). Поперечная диффузия потоков заряженных частиц в волноводных каналах происходит при столкновениях с ионосферными частицами и при рассеянии на флуктуирующих электромагнитных полях. Изменение pitch-угла θ рассеянной частицы имеет порядок:

$$\Delta\theta \sim \Omega(B / B_0)\Delta t,$$

где Ω – циклотронная частота, B – амплитуда магнитного поля волны, Δt – итоговое время рассеяния частиц в излучаемых электромагнитных полях (например, от молниевых разрядов). Все виды рассеяния частиц приводят к увеличению их попадания в конус потерь и высыпания в атмосферу (что проявляется, например, в виде полярных сияний).

При поляризационном дрейфе положительно и отрицательно заряженные потоки движутся с разной по модулю скоростью в направлении, перпендикулярном геомагнитному полю. В результате может появиться поперечное электрическое поле (из-за частичного разделения зарядов) и плазменный вихрь. Вихревая структура поддерживает далее существование волноводного канала, увеличивая устойчивость возникшей плазменной неоднородности к диффузионным процессам.

На спутниках детектируются электромагнитные волны от различных источников, в частности от грозных разрядов. При этом электрические и магнитные компоненты поля электромагнитной волны можно записать в виде комбинаций:

$$E_+ = (E_x + iE_y) / 2, \quad E_- = (E_x - iE_y) / 2, \quad E_z,$$

$$B_+ = (B_x + iB_y) / 2, \quad B_- = (B_x - iB_y) / 2, \quad B_z.$$

Известны численные и аналитические решения для инкрементов (декрементов) роста волн различной поляризации. Так, в магнитоактивной плазме с учётом взаимодействий волна-частица для геликонов имеем

$$\gamma = -\mathbf{e}_i^{\sigma*} \text{Im} \Lambda_{ij} \mathbf{e}_j^\sigma / \mathbf{e}_i^{\sigma*} \frac{\partial \Lambda_{\xi\delta}}{\partial \omega} \mathbf{e}_\delta^\sigma, \quad (4)$$

где $\Lambda_{ij} = k^2 \delta_{ij} - k_i k_j - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{ij}$, \mathbf{e}^σ – собственные векторы следующей задачи Эрмита:

$\Lambda_{ij} \mathbf{e}_j^\sigma = 0$; $\varepsilon_{ij} = \delta_{ij} + \frac{4\pi i}{\omega} \sigma_{ij}$, σ_{ij} – тензор проводимости.

Так как собственные векторы взаимно ортогональны [14], то для свистов вместо (4) инкременты можно записать в виде

$$\gamma_{++} = -\text{Im} \Lambda_{++} / \frac{\partial}{\partial \omega} \text{Re} \Lambda_{++}, \quad (5)$$

а матричный элемент имеет следующую операторную форму:

$$\sigma_{++} = \frac{e^2 N}{im} \int d\mathbf{v} \frac{v_\perp}{2} \sum_n \frac{J_{n-1}^2 \left(\frac{k_\perp v_\perp}{\Omega} \right)}{\omega - n\Omega - k_z v_z} \tilde{\Lambda} f(\mathbf{v}),$$

$$\tilde{\Lambda} = \frac{\partial}{\partial v_\perp} + \frac{k_z}{\omega} \left(v_\perp \frac{\partial}{\partial v_z} - v_z \frac{\partial}{\partial v_\perp} \right),$$

где $f(\mathbf{v})$ – функция распределения частиц по скоростям.

Выберем для электронов следующую функцию v -распределения с потоком:

$$f(\mathbf{v}_b) = (2\pi)^{-3/2} v_{zb}^{-1} v_{\perp b}^{-2} \delta(v_\perp - v_{\perp b}) \exp \left[- \left(\frac{v_z - U_b}{v_{zb}} \right)^2 \right], \quad (6)$$

здесь v_{zb} – среднеквадратичная скорость потока вдоль геомагнитного поля (переменная z); средняя скорость направленного потока вдоль z будет U_b ; $v_{\perp b}$ – среднеквадратичная скорость в потоке для направления поперёк магнитного поля \mathbf{B}_0 ; δ – дельта-функция.

Для фоновой плазмы возьмём двухтемпературное распределение электронов:

$$f(\mathbf{v}) = (2\pi)^{-3/2} \alpha^{-1} \beta^{-2} \exp \left(- \frac{v_z^2}{\alpha^2} - \frac{v_\perp^2}{\beta^2} \right), \quad (7)$$

где α, β – тепловые скорости соответственно для продольного и поперечного направлений (по отношению к геомагнитному полю).

Для введённых в (6) и (7) функций распределения $f(v), f(v_b)$ с отношением плотности потока к плотности фоновой плазмы, равным p , из (5) компоненты тензора $\text{Im} \Lambda_{++} / \frac{\partial}{\partial \omega} \text{Re} \Lambda_{++}$ для свистов имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \text{Im} \Lambda_{++} &= (\pi/2)^{1/2} \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \sum_{n>0} \exp \left[- \left(\frac{\omega - n\Omega}{k_z \alpha} \right)^2 \right] \left(\frac{n\Omega - \omega}{\alpha^2} - \frac{n\Omega}{\beta^2} \right) \frac{\beta^2}{2k_z \alpha} \left(\frac{k_\perp^2 \beta^2}{4\Omega^2} \right)^{n-1} \times \\ &\times \frac{1}{\Gamma(n)} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{m+n+1}{m!} \left(- \frac{k_\perp^2 \beta^2}{4\Omega^2} \right)^m F(-m, -n+1-m, n, 1) + p(\pi/2)^{1/2} \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\omega_p^2}{\omega k_z v_{zb}} \times \\ &\times \sum_{n>0} \exp \left[- \left(\frac{\omega - n\Omega - k_z U_b}{k_z v_{zb}} \right)^2 \right] \left\{ \frac{(\omega - n\Omega - k_z U_b) v_{\perp b}^2}{\omega v_{zb}^2} J_{n-1}^2 \left(\frac{k_\perp v_{\perp b}}{\Omega} \right) + \frac{n^2 \Omega}{\omega} J_{n-1}^2 \left(\frac{k_\perp v_{\perp b}}{\Omega} \right) - \right. \\ &\quad \left. - \frac{nk_\perp v_{\perp b}}{\omega} J_{n-1} \left(\frac{k_\perp v_{\perp b}}{\Omega} \right) J_n \left(\frac{k_\perp v_{\perp b}}{\Omega} \right) \right\}, \\ \frac{\partial}{\partial \omega} \text{Re} \Lambda_{++} &= - \frac{2\omega}{c^2} + \frac{\omega_p^2}{c^2 2^{1/2}} \sum_{n>0} \left(\frac{k_\perp^2 \beta^2}{4\Omega^2} \right)^{n-1} \frac{1}{\Gamma(n)} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{m+n+1}{m!} \left(- \frac{k_\perp^2 \beta^2}{4\Omega^2} \right)^m F(-m, -n+1-m, n, 1) \times \\ &\times \left[\frac{1}{k_z \alpha} Z(x_n) - \frac{\beta^2}{\omega} \left(\frac{1}{\alpha^2} - \frac{1}{\beta^2} \right) Z'(x_n) \right] + \frac{\omega \omega_p^2}{c^2 2^{1/2}} \sum_{n>0} \left(\frac{k_\perp^2 \beta^2}{4\Omega^2} \right)^{n-1} \frac{1}{\Gamma(n)} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{m+n+1}{m!} \left(- \frac{k_\perp^2 \beta^2}{4\Omega^2} \right)^m \times \\ &\times F(-m, -n+1-m, n, 1) \left[\frac{1}{(k_z \alpha)^2} Z'(x_n) + \frac{\beta^2}{\omega^2} \left(\frac{1}{\alpha^2} - \frac{1}{\beta^2} \right) Z'(x_n) - \frac{\beta^2}{\omega k_z \alpha} \left(\frac{1}{\alpha^2} - \frac{1}{\beta^2} \right) Z''(x_n) \right], \end{aligned}$$

где циклотронная частота для электронов $\Omega = eB_0 / mc$, $x_n = (\omega - n\Omega) / (k_z \alpha)$, а функции $Z', Z''(x_n)$ – производные от плазменной дисперсионной функции $Z(x_n)$, которые можно последовательно найти из дифференциального уравнения: $Z'(x) = -2xZ(x) - 2$;

$\Gamma(n) = (n-1)!$; $F(-m, -n+1-m, n, 1)$ – гипергеометрическая функция; $p = N_b / N_0$, а N_b , N_0 – обозначают соответственно плотности электронного потока и фоновой плазмы. Суммирование ведётся по натуральным числам ($n > 0$).

Известно, что для свистов частота лежит в пределах $\Omega_p \ll \omega < \min(\omega_p, \Omega)$, где ω_p – плазменная частота. При этом резонансное условие $\omega - n\Omega = \mathbf{k}\mathbf{v}$ отвечает движению волн против потока: $\mathbf{k}\mathbf{v} < 0$, т.е. свисты эффективно взаимодействуют с набегающим потоком частиц, что приводит к усилению волн. Инкременты роста свистовых волн оказываются на несколько порядков меньше, чем инкременты электростатических колебаний. Из закона дисперсии вистлеров следует ограничение величиной $\pi/2$ на угол между волновым вектором \mathbf{k} и групповой скоростью. Для анизотропного распределения по скоростям волны свистового диапазона усиливаются в волноводном потоке электронов в ионосферной плазме.

Следует учитывать, что в области магнитных зеркальных точек продольная скорость захваченных геомагнитным полем частиц близка к нулю. В результате заряженные частицы успевают рассеиваться даже в более медленных полях электростатических возмущений. 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 в неустойчивой плазме. Мощные пакеты электромагнитных волн от грозовой активности усиливают электростатическую турбулентность в верхней ионосфере, провоцируя возбуждение параметрических взаимодействий волн и высыпание заряженных частиц. Распространение волн сквозь слой неоднородной плазмы можно описать также как туннелирование через потенциальный волновой барьер [15], включая безотражательное прохождение. В каскадах высыпаящихся энергичных заряженных частиц радиационных поясов Земли ионизируется атмосферный аэрозоль, что способствует усилению плазменных вихрей и атмосферной вихревой структуры, излучающей электромагнитные волны при грозových разрядах. Вихри возбуждаются на градиентах давления плазмы, ортогональных геомагнитному полю. Плазменные вихри взаимодействуют с высотными волнами Россби как вихри скорости частиц (на роторном, «генетическом» уровне), приводя к интенсификации атмосферных вихрей. Усиление мощности и устойчивости вихревых структур нелинейным образом связано с ростом

концентрации загрязнений в атмосфере. Грозовая активность не только напрямую, но и через обратные связи влияет на усиление вихревых структур. Одна из причин образования мощных вихрей в системе подвижных плазменных вихрей связана с проявлением резонансов в спектрах электрических полей взаимодействующих вихрей. Спектры электростатических возмущений в структуре торнадо имеют многомодовый характер.

Крупномасштабная атмосферная вихревая структура генерирует разряды молний, которые излучают пакеты электромагнитных волн, способные проникать на ионосферные высоты. Если над такой структурой формируются волноводные каналы в геомагнитных силовых трубках, такое влияние усиливается. Электромагнитные моды, излучаемые разрядами молний, при попадании в волноводный канал, стимулируют высыпание энергичных заряженных частиц из радиационных поясов Земли. Ионизация аэрозолей в каскадах высыпаящихся частиц приводит к увеличению активности плазменных вихрей в земной атмосфере. В процессе взаимодействия плазменных вихрей с волнами Россби происходит подпитка крупномасштабных вихревых структур атмосферы дополнительной энергией плазменных вихрей. Рост концентрации атмосферных загрязнений коррелирует с интенсификацией таких крупномасштабных вихревых структур, как циклоны (включая тропические), смерчи (торнадо) и антициклоны. Так, в 2021 г. резко увеличилось количество и мощность торнадо и циклонов. Усиливаются засухи и наводнения, раскачиваются климатические качели. Мощные вихревые структуры, генерирующие молнии, влияют на раскочку кризисных атмосферных процессов также и в магнитосопрежжённых районах.

Список литературы

1. Pan L., Qie X., Wang D. Lightning activity and its relation to the intensity of typhoons over the Northwest Pacific Ocean. *Advances in Atmospheric Sciences*. 2014. Vol. 31. P. 581–592. DOI: 10.1007/s00376-013-3115-y.
2. Stevenson S.N., Corbosiero K.L., DeMaria M., Vigh J.L. A 10-year survey of tropical cyclone inner-core lightning bursts and their relationship to intensity change. *Weather and Forecasting*. 2018. Vol. 33. No. 1. P. 23–36. DOI: 10.1175/WAF-D-17-0096.1.
3. Price C., Asfur M., Yair Yo. Maximum hurricane intensity preceded by increase in lightning frequency. *Nature Geoscience*. 2009. Vol. 2:5. P. 329–332. DOI: 10.1038/NNGEO477.
4. Artekha S.N., Belyan A.V. On the role of electromagnetic phenomena in some atmospheric processes. *Nonlinear Processes in Geophysics*. 2013. Vol. 20. P. 293–304. DOI: 10.5194/npg-20-293-2013.
5. 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. DOI: 10.7868/S0367292117020147.

6. Izhovkina N.I., Artekha S.N., Erokhin N.S., Mikhailovskaya L.A. Interaction of atmospheric plasma vortices. *Pure and Applied Geophysics*. 2016. Vol. 173. Iss. 8. P. 2945–2957. DOI: 10.1007/s00024-016-1325-9.
7. 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. P. 1513–1524. DOI: 10.1134/s0001433818110038.
8. Бикташ Л.З. Влияние потока полной солнечной радиации на климат Земли // *Геомагнетизм и аэронавтика*. 2019. Т. 59. № 3. С. 393–399. DOI: 10.1134/S0016794019030052.
9. Логинов В.Ф. Влияние солнечной активности и других внешних факторов на климат Земли // *Фундаментальная и прикладная климатология*. 2015. Т. 1. С. 163–182.
10. Бондур В.Г., Пулинец С.А., Ким Г.А. О роли вариаций галактических космических лучей в тропическом циклогенезе на примере урагана Катрина // *Доклады Академии Наук*. 2008. Т. 422. С. 244–249. DOI: 10.1134/S1028334X08070283.
11. Mironova I.A., Aplin K.L., Arnold F., Bazilevskaya G.A., Harrison R.G., Krivolutsky A.A., Nicoll A., Rozanov E.V., Turunen E., Usoskin I.G. Energetic particle influence on the Earth's atmosphere. *Space Science Reviews*. 2015. Vol. 194. P. 1–96. DOI: 10.1007/s11214-015-0185-4.
12. Krivolutsky A.A., Repnev A.I. Impact of space energetic particles on the Earth's atmosphere (a review). *Geomagnetism and Aeronomy*. 2012. Vol. 52 (6). P. 685–716. DOI: 10.1134/S0016793212060060.
13. Sato Y., Miyamoto Y., Tomita H. Large dependency of charge distribution in a tropical cyclone inner core upon aerosol number concentration. *Progress in Earth and Planetary Science*. 2019. Vol. 6. Article number 62. DOI: 10.1186/s40645-019-0309-7.
14. Шафранов В.Д. Электромагнитные волны в плазме // *Вопросы теории плазмы*. 1973. Т. 3. С. 3–141.
15. Ерохин Н.С., Артеха С.Н., Артеха Н.С. Резонансное туннелирование электромагнитных волн через градиентные барьеры в неоднородной плазме // *Инженерная физика*. 2019. № 8. С. 3–9. DOI: 10.25791/infizik.08.2019.806.