

УДК 511.2+550.385

Л. Ф. Черногор

Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна

Тропіческий циклон як елемент системи Земля — атмосфера — іоносфера — магнітосфера

Надійшла до редакції 10.03.05

Обґрунтовано положення про те, що тропічний циклон є елементом системи суши — океан — атмосфера — іоносфера — магнітосфера. Побудовано основи схематизованої моделі основних процесів у системі. Продемонстровано, що система, як і її підсистеми, є нелінійними. Описано основні механізми взаємодії підсистем. Між підсистемами мають місце прямі та зворотні зв'язки, що характеризуються значною енергетикою. Дія циклона на верхню атмосферу, іоносферу та магнітосферу здійснюється за допомогою акустично-гравітаційних і електромагнітних хвиль та квазістатичних електрических полів.

ВВЕДЕНИЕ

В последние десятилетия стало ясно, что процессы на поверхности Земли, над ее поверхностью и в околоземном пространстве целесообразно рассматривать в рамках системной парадигмы [32, 35—40]. Существенно, что образование Земля — атмосфера — ионосфера — магнитосфера является открытой динамической и нелинейной системой. Свойства этой системы хорошо проявляются при землетрясениях и на стадии их подготовки (см., например, [7, 18]). За взаимодействие подсистем в упомянутой системе отвечают волновые процессы, связанные с генерацией акустико-гравитационных волн (АГВ-механизм), электромагнитного излучения (электродинамический механизм) и квазистационарных электрических полей (электрический механизм). Землетрясения вызывают комплекс крупномасштабных и даже глобальных процессов в системе. К ним относятся: генерация и распространение волновых возмущений, стимулированное высыпание электронов, усиление уровня шумового радиоизлучения и т.п. [7, 18, 35—37]. Были предприняты попытки, направленные на

разработку элементов модели ионосферных предвестников землетрясений, вариаций электрического поля в ионосфере, обусловленных усилением ионизационных, электрофизических, химических и метеорологических процессов в приземной атмосфере [28]. Естественно ожидать, что взаимодействие упомянутых подсистем активизируется не только при землетрясениях или на стадии их подготовки.

В работах [16, 17] представлены результаты спутниковых измерений (высота ИСЗ $z \approx 950$ км) вариаций квазистационарного электрического поля над районами зарождения и развития тропического циклона (ТЦ). Оказалось, что ТЦ приводит к генерации биполярных изменений электрического поля с амплитудой 10—20 мВ/м. При спутниковых измерениях длительность этого процесса равна около 2—3 мин. Горизонтальный размер возмущенной области в ионосфере при этом составляет 1—1.5 тыс. км. Результаты работ [16, 17, 45] позволяют считать, что ТЦ является одним из элементов системы океан — атмосфера — ионосфера — магнитосфера и обеспечивает взаимодействие перечисленных подсистем.

Выяснение проявлений ТЦ в верхней атмосфере и геокосмосе позволит продвинуться в понимании фундаментальных процессов в системе. В этом состоит научная значимость исследований ТЦ как элемента указанной системы.

Изучение реакции ионосферы и магнитосферы на зарождение и развитие ТЦ имеет также большую практическую значимость. Дело в том, что средний ТЦ обладает кинетической энергией, превышающей энергию сильнейшего землетрясения [33, 34]. ТЦ относится к наиболее разрушительным крупномасштабным атмосферным образованиям на нашей планете. Известны циклоны со скоростью ветра, превышающей 100 м/с, и радиусом вихря, достигающим 750 км. Дефицит давления в центре ТЦ иногда приближался к 150 гПа. Кроме того, в течение последних десятилетий частота генерации таких циклонов непрерывно увеличивается [16]. Вместе с этим возрастают опасность, которую несут в себе тропические циклоны для человека. Поэтому актуальной проблемой является создание надежной сети спутникового мониторинга ТЦ. Для ее успешного решения требуется тщательное изучение всей цепочки процессов от зарождения первичного вихря до воздействия ТЦ на параметры атмосферы, ионосферы и магнитосферы, а также разработка соответствующей модели процессов.

Целью настоящей работы является описание схематизированной модели основных процессов в системе океан — атмосфера — ионосфера — магнитосфера, обсуждение механизмов взаимодействия подсистем и оценка сопутствующих эффектов.

ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ТРОПИЧЕСКОГО ЦИКЛОНА

Тропический циклон — сложный для моделирования объект. До настоящего времени неоднократно предпринимались попытки построить его эмпирические, аналитические и компьютерные модели [9—11, 20, 22, 30, 43]. Простейшей, и в то же время достаточно адекватной является аналитическая модель В. В. Шулейкина [43], которая используется в данной работе. Модель предполагает, что траектории частиц воздуха представляют собой логарифмические спирали.

Таблица 1. Геометрические и массовые характеристики типичного ТЦ

Характеристика	Значение
Форма	близкая к спирали
Радиус глаза	$r_0 = 15 \text{ км}$
Радиус ядра, где $w(r_1) = 0$	$r_1 = R_0/e = 225 \text{ км}$
Внешний радиус	$R_0 = 600 \text{ км}$
Эффективный радиус зоны конденсации водяного пара	$r_2 = \alpha r_1 - r_0 \approx 46 \text{ км}$
Толщина	$h \approx 15 \dots 20 \text{ км}$
Высота максимума горизонтальной скорости	$h_0 = 500 \text{ м}$
Масса воздуха	$m = 1.2 \cdot 10^{16} \text{ кг}$
Масса воздуха в ядре	$m(r_1) = 2 \cdot 10^{15} \text{ кг}$
Эффективная масса	$m_{\text{эфф}} \approx 6.9 \cdot 10^{14} \text{ кг}$
Площадь области конденсации водяного пара	$S_c \approx 1.6 \cdot 10^{11} \text{ м}^2$

Каждый циклон имеет внутреннюю границу с радиусом r_0 . Внутри ТЦ расположен глаз, в пределах которого скорость ветра близка к нулю. На расстоянии от центра глаза $r = r_0$ скорость достигает максимального значения V_0 , далее к периферии она уменьшается и стремится к нулю на внешней границе ТЦ радиусом R_0 . В пределах ТЦ имеет смысл выделить ядро циклона с радиусом, изменяющимся от r_0 до r_1 . В пределах ядра вертикальная составляющая скорости частиц воздуха $w > 0$, а при $R_0 > r > r_1$, напротив, $w < 0$. Ядро может выделяться и по другим признакам, описывающим тот или иной физический процесс (см. ниже).

По высоте ТЦ занимает практически всю тропосферу (около 20 км), приведенная высота которой $H \approx 8 \text{ км}$. Для типичного ТЦ полный вектор скорости \mathbf{V} имеет максимальное значение обычно на высоте $h_0 \approx 500 \text{ м}$. Угол χ между полным вектором скорости и его тангенциальной составляющей v близок к 18° .

Значения перечисленных геометрических параметров типичного ТЦ средней интенсивности приведены в табл. 1.

Геометрические параметры ТЦ определяют массу воздуха, вовлеченного в движение,

$$m = \rho \pi R_0^2 H,$$

где $\rho \approx \rho_0 \approx 1.3 \text{ кг}/\text{м}^3$ — плотность воздуха на высоте $z = 0$. Типичные значения масс воздуха в ТЦ и его ядре составляют около 10^{16} и 10^{15} кг соответственно.

ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ТРОПИЧЕСКОГО ЦИКЛОНА

Тангенциальная v и радиальная u составляющие скорости ветра в циклоне определяются из уравнения Навье — Стокса [43]:

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} = 2\omega v + \frac{v^2}{r} + \nu_z \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}, \quad (1)$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{r \partial \psi} = 2\omega u + \frac{uv}{r} + \nu_r \frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \nu_z \frac{\partial^2 v}{\partial z^2}, \quad (2)$$

где p , ρ — давление и плотность воздуха, φ и ψ — широта и азимут точки наблюдения, $\omega = \omega_0 \sin \varphi$, ω_0 — угловая скорость вращения Земли, ν_r и ν_z — коэффициенты кинематической вязкости воздуха, учитывающие трение между горизонтальными слоями воздуха и боковое трение соответственно.

Часто в соотношении (1) вязкостью можно пренебречь. Кроме того, если пренебречь асимметрией ТЦ ($\partial/\partial\psi = 0$), система уравнений упрощается:

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} = 2\omega v + \frac{v^2}{r}, \quad (3)$$

$$0 = 2\omega u + \frac{uv}{r} + \nu_r \frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \nu_z \frac{\partial^2 v}{\partial z^2}, \quad (4)$$

При заданном распределении $p(r)$ из (3), (4) устанавливаются зависимости $v(r)$ и $u(r)$. Однако коэффициенты ν_r и ν_z , как правило, неизвестны. Поэтому поступают иначе. Из опытных данных определяют $v(r)$ и $u(r)$, а затем вычисляют зависимость $p(r)$ и оценивают ν_r и ν_z .

Аппроксимация данных наблюдений позволила получить следующее выражение для тангенциальной составляющей скорости на высоте h_0 , где $\partial v / \partial z = \partial u / \partial z = 0$ [43]:

$$v(r) = v_0(1 - \alpha \ln r / r_0). \quad (5)$$

Здесь $v_0 = v(r_0)$, $\alpha = \ln R_0 / r_0$, обычно $\alpha \approx 0.27$. Далее будет считаться, что циклоны обладают свойством подобия, и для ТЦ разных размеров $\alpha \approx 0.27$.

Если предположить постоянство угла χ в пределах ТЦ, то для проекции u на высоте h_0 имеем соотношение, аналогичное (5):

Таблица 2. Гидродинамические параметры типичного ТЦ

Характеристика	Значение
Плотность воздуха	$\rho \approx 1.2 \dots 1.3 \text{ кг}/\text{м}^3$
Максимальный дефицит давления воздуха	$\Delta p(r_0) = 120 \text{ гПа}$
Тангенциальная скорость	$v_0 = v(r_0, h_0) = 60 \text{ м}/\text{с}$ $v_{00} = v(r_0, 0) = k_3 v_0$
Радиальная скорость	$u_0 = u(r_0, h_0) = v_0 \operatorname{tg} \chi = 20 \text{ м}/\text{с}$ $u_{00} = u(r_0, 0) = k_3 u_0$
Полная горизонтальная скорость	$V_0 = V(r_0, h_0) = v_0 \sec \chi = 63 \text{ м}/\text{с}$ $V_{00} = V(r_0, 0) = k_3 V_0$
Вертикальная скорость	$w_0 = w(r_0, h_0) = \frac{h_0}{r_0} u_0 (1 - \alpha) = 0.5 \text{ м}/\text{с}$ $v_1 = 5 \dots 10 \text{ м}/\text{с}$
Скорость поступательного движения	$L \approx 3 \dots 5 \text{ тыс. км}$
Проходимый путь	$\chi = 18^\circ$
Угол между полным вектором скорости и тангенциальной составляющей	
Максимальное значение центростремительного ускорения	$\frac{v_{00}^2}{r_0} \approx 0.0375 \text{ м}/\text{с}^2$
Максимальное значение кориолисового ускорения	$2v_{00}\omega_0 \sin \varphi \approx 0.0055 \text{ м}/\text{с}^2$

$$u = u_0(1 - \alpha \ln r / r_0), \quad (6)$$

$$u_0 = v_0 \operatorname{tg} \chi .$$

Тогда модуль вектора полной скорости на высоте h_0 равен $V = v \sec \chi$.

Используя (6), можно получить выражение для вертикальной составляющей скорости ветра в ТЦ. Для этого примем условие неразрывности в виде [43]

$$w = \frac{h_0}{r} \frac{\partial}{\partial r} (ur). \quad (7)$$

С учетом (6) из (7) получим

$$w = \frac{h_0}{r} (u - \alpha u_0) = \frac{h_0}{r} u_0 \left(1 - \alpha - \alpha \ln \frac{r}{r_0} \right). \quad (8)$$

В частности,

$$w_0 = w(r_0) = \frac{h_0}{r_0} u_0 (1 - \alpha). \quad (9)$$

Из выражения (8) находится расстояние r_1 , при котором $w(r) = 0$. Оказывается, что $r_1 = R_0/e$, где e — основание натурального логарифма.

Подстановка (5) в (3) дает

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} = 2\omega v_0 \left(1 - \alpha \ln \frac{r}{r_0} \right) + \frac{v^2}{r}. \quad (10)$$

После интегрирования (10) имеем

$$p(r) = p_0 - 2\omega v_0 \rho \alpha (R_0 - r) - \rho v_0^2 \ln \frac{R_0}{3r(1 - \tilde{\alpha} + \tilde{\alpha}^{2/3})},$$

где $\tilde{\alpha} = \alpha \ln r / R_0$, p_0 — невозмущенное давление, $\rho \approx \rho_0$. Дефицит давления у внутренней границы ТЦ, т. е. при $r = r_0$, равен

$$\Delta p(r_0) = p_0 - p(r_0) = 2\omega v_0 \rho \alpha (R_0 - r_0) + \rho v_0^2 \ln R_0 / 3r_0. \quad (11)$$

Обычно первое слагаемое в правой части выражения (11) значительно меньше второго. Тогда из (11) следует, что

$$\Delta p(r_0) \approx \rho v_0^2 \ln R_0 / 3r_0. \quad (12)$$

Ориентировочные значения основных гидродинамических параметров для типичного ТЦ приведены в табл. 2.

ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ В ПОДСИСТЕМЕ ОКЕАН — СУША — АТМОСФЕРА

Тропический циклон, как и другие метеорологические объекты, формируется в результате взаимодействий составляющих в подсистеме океан — суши — атмосфера (ОСА). Подсистеме ОСА свойственны процессы самовозбуждения. ТЦ развивается после возникновения начального вихря в атмосфере. Известно несколько механизмов образования этого вихря: генерация вихря резкой неоднородностью поверхности суши, над которой движется поток воздуха, генерация вихря на метеорологическом фронте или мощными скоплениями кучевых облаков.

Начальный вихрь далее усиливается при набегании менее нагретого воздуха на теплую поверхность океана (температура которой больше критического значения $t_c \approx 26.5^\circ\text{C}$). Океан, точнее его верхние слои толщиной $h_1 \approx 10...100$ м, отдает свое тепло развивающемуся вихрю. Тепло расходуется как на нагрев воздуха, так и на испарение океанской воды и увеличение кинетической энергии вихря. Водяные пары, поднимаясь вверх, конденсируются и отдают тепло воздуху в циклоне. Когда температура воды t_1 станет меньше температуры воздуха,

воздух начинает нагревать поверхностный слой океана. Возникает затухающий колебательный процесс, который мы далее будем описывать круговой частотой колебаний ω_1 и декрементом γ .

Скорость воздуха в ТЦ увеличивается за счет потребления тепла от поверхностного слоя воды в океане, а релаксирует она в результате трения воздуха в вихре о поверхность океана. Важно, что сила трения пропорциональна v^2 — квадрату скорости ветра в вихре.

Поверхностный слой воды в океане охлаждается, возникает подъем (апвеллинг) холодной воды из глубин и ее перемешивание с теплой водой у поверхности. Стационарное значение температуры воды t_f в поверхностном слое определяется балансом тепла солнечного происхождения. В период существования ТЦ обычно $t_f \approx 27...30^\circ\text{C}$. Добавим, что интенсивность апвеллинга определяется интенсивностью турбулентного трения, которая пропорциональна v^2 . Таким образом, следует ожидать, что и уравнение баланса тепла в поверхностном слое океана, и уравнение баланса кинетической энергии вращательного движения в вихре будут нелинейными. Это означает, что и система ОСА, и процессы в ней будут нелинейными.

ЭНЕРГЕТИКА В ПОДСИСТЕМЕ ОКЕАН — АТМОСФЕРА

Потери тепла океаном. Суммарные потери тепла океаном состоят из двух частей: потери с площади S_{11} , занимаемой ядром циклона и потери с площади S_{12} , которую он «заметает» в процессе своего движения. При этом потери внутренней энергии океана в единицу времени с элементарной площади $dS_{11} = 2\pi r dr$ равны

$$dP_{T11} = 2\pi \frac{h_1}{h} c_1 \rho_1 \Delta T_1 w(r) r dr, \quad (13)$$

где $c_1 = 4200$ Дж/(кг·К) и ρ_1 — соответственно удельная теплоемкость и плотность воды, ΔT_1 — разность температур до и после прохождения циклона, h_1 — максимальная глубина океана, где вода охлаждается циклоном, h — высота верхней границы ТЦ (обычно $h \approx 15...20$ км). Далее для простоты считается, что зависимость

$\Delta T_1(r)$ заменяется некоторым средним значением $\overline{\Delta T_1}$ вдоль радиуса ядра ТЦ. Выполняя интегрирование в (13), получим

$$P_{T11} = c_1 \rho_1 \overline{\Delta T_1} \frac{h_1}{h} w_0 S_{11}, \quad (14)$$

где

$$S_{11} = \frac{2\alpha}{(1-\alpha)e} \frac{r_0}{R_0} \pi R_0^2 \equiv k_{11}^2 S_0,$$

$$S_0 = \pi R_0^2, w_0 = (1-\alpha)h_0 u_0 / r_0.$$

Из (14) видно, что тепло поступает с площади S_{11} . Радиус теплового ядра циклона $R_{11} = k_{11} R_0$, где

$$k_{11} = \left[\frac{2\alpha}{(1-\alpha)e} \frac{r_0}{R_0} \right]^{1/2} \approx 1/12.$$

При этом $S_{11} \ll S_0$.

Добавим, что при вычислении мощности P_{11} за характерное время Δt_h принят промежуток времени подъема нагретого газа к верхней границе циклона, т. е. $\Delta t_h = h/w$.

После получения выражения для R_{11} можно выразить dS_{12} так: $dS_{12} = 2R_{11}v_1 dt$. Тогда потери внутренней энергии океана в единицу времени в процессе движения циклона равны

$$P_{T12} = 2c_1 \rho_1 \overline{\Delta T_1} h_1 R_{11} v_1,$$

а полная мощность —

$$P_{T1} = P_{T11} + P_{T12} = c_1 \rho_1 \overline{\Delta T_1} R_{11} h_1 \left(\frac{\pi R_{11} w_0}{h} + 2v_1 \right), \quad (15)$$

или

$$P_{T1} = c_1 \rho_1 \overline{\Delta T_1} R_0 h_1 \left(\frac{h_0}{h} k_v v_0 + 2k_{11} v_1 \right), \quad (16)$$

где

$$k_v = \frac{2\pi\alpha}{e} \operatorname{tg}\chi.$$

Мощность P_{T1} расходуется на испарение воды и нагрев воздуха. При температуре воздуха в развивающемся циклоне $t_2 \approx 25^\circ\text{C}$ отношение β_0 соответствующих мощностей составляет примерно 3:1, т. е. $P_{T2} \approx (3/4)P_{T1}$ и $P_{T3} \approx (1/4)P_{T1}$ [22].

Потери внутренней энергии за 6 сут движения ТЦ средней интенсивности над океаном приближается к 10^{21} Дж. Эта энергия превышает энергию сильнейшего землетрясения более чем на два порядка [34].

Кинетическая энергия ТЦ. Прирост кинетической энергии E_{k1} вращательного движения циклона приводит к приросту его момента импульса dK , т. е. $dE_{k1} \approx \tilde{\omega} dK$, где $\tilde{\omega}$ — угловая частота вращения воздуха в вихре. Здесь $dK = [rV]dm$, модуль $dK = rvdm$. Поскольку $dm = 2\pi\rho H r dr$, $\tilde{\omega}r = v$, имеем

$$E_{k1} = 2\pi \int_r^R \rho H v^2 r dr. \quad (17)$$

Для исключения высотной зависимости целесообразно v^2 усреднить по высоте, т. е. перейти от v^2 к $\bar{v}^2 = k_1 v_0^2(h_0) \equiv k_1 v_0^2$. Коэффициент $k_1 \approx 0.8$ определяется из данных наблюдений [43]. Тогда, выполняя интегрирование в (17) с учетом (5), получим

$$E_{k1} = \frac{1}{2} m_{\phi} v_0^2, \quad m_{\phi} = k_1 \alpha^2 m. \quad (18)$$

При $\alpha \approx 0.27$ имеем $k_1 \alpha^2 \approx 0.058$, т. е. $m_{\phi} \ll m$. Это неравенство отражает факт убывания v по мере удаления от центра циклона. Например, при $R_0 = 600$ км, $H = 8$ км, $v_0 = 75$ м/с имеем $m = 1.2 \cdot 10^{16}$ кг, $m_{\phi} \approx 6.9 \cdot 10^{14}$ кг, $E_{k1} \approx 2 \cdot 10^{18}$ Дж (см. табл. 1, 3).

Важно, что кинетическая энергия E_{k2} поступательного движения ТЦ несколько меньше E_{k1} , поскольку $v_1 \ll v_0$, но $m \gg m_{\phi}$. При $v_1 = 10$ м/с имеем $E_{k2} = mv_1^2/2 \approx 0.6 \cdot 10^{18}$ Дж $\approx 0.3 E_{k1}$.

Таблица 3. Термодинамические параметры подсистемы океан — атмосфера

Характеристика	Значение
Плотность водяного пара	$\rho_2 \approx 0.024 \text{ кг/m}^3$
Нагрев воздуха (без учета потерь тепла за счет адвекции холодного воздуха и термической адвекции)	$\Delta t_2 \approx 10^\circ\text{C}$
Реальный нагрев воздуха	$\Delta t_2 \approx 3\dots4^\circ\text{C}$
Толщина охлажденного слоя воды	$h_1 = 80$ м
Площадь охлажденного участка воды	$2r_1 L \approx (0.5\dots2) \cdot 10^{12} \text{ м}^2$
Длина охлажденного участка воды	$L = v_1 \tau_c \approx 3\dots5$ тыс. км
Длительность охлаждения (время жизни циклона)	$\tau_c = 5\dots7$ сут
Средняя величина понижения температуры воды в поверхностном слое океана	$\Delta t_1 = 2\dots3^\circ\text{C}$
Период колебаний температуры воды и скорости воздуха	$T = 15$ сут
Характерное время затухания этих колебаний	$\gamma^{-1} = 5$ сут

Полная кинетическая энергия ТЦ $E_k = E_{k1} + E_{k2}$ может превысить 10^{18} Дж — энергию сильнейшего землетрясения [34].

Мощность конденсации водяного пара. Для неподвижного циклона через кольцо радиусом r и шириной dr в единицу времени уносится вверх количество теплоты, выделяемое при конденсации водяного пара, равное

$$dP_c = 2\pi\lambda\rho_2 wrdr, \quad (19)$$

где $\lambda = 2.26 \cdot 10^6$ Дж/кг — удельная теплота конденсации, ρ_2 — плотность водяного пара. Интегрируя (19) с учетом (8), получим

$$P_c(r_1) = 2\pi h_0 \lambda \rho_2 r_2 u_0 = 2\pi h_0 \lambda \rho_2 r_2 v_0 \operatorname{tg}\chi, \quad (20)$$

где $r_2 = \alpha r_1 - r_0$. При $v_0 = 60$ м/с, $r_0 = 15$ км, $r_1 = 225$ км радиус r_2 примерно равен 46 км. Тогда при $\rho_2 = 2.4 \cdot 10^{-2}$ кг/м³ имеем $P_c(r_1) = 1.5 \cdot 10^{14}$ Вт. Поток мощности скрытого тепла $\Pi_c = P_c/S_c$, где $S_c = \pi r_1^2$ — площадь конденсации, близок к 940 Вт/м². Это значение соизмеримо с величиной солнечной постоянной (1370 Вт/м²).

С учетом движения циклона $P_c(r_1)$ увеличивается в P_{T12}/P_{T11} раз.

Заметим, что мощности испарения и конденсации совпадают между собой.

Внутренняя энергия ТЦ. Следуя [43], приравняем скорость изменения внутренней энергии элементарного кольца ТЦ с площадью $2\pi r dr$ к мощности, расходуемой на нагрев газа, отнесенной к этой же площади, и получим

$$c_p \rho H \frac{d\Delta t_2}{dt} = \lambda \rho_2 w, \quad (21)$$

где $c_p \approx 1000$ Дж/(кг·К) — удельная теплоемкость воздуха, Δt_2 — увеличение температуры воздуха в ТЦ, $dt = \frac{dr}{\bar{u}} = \frac{dr}{k_2 u}$, \bar{u} — среднее по высоте ТЦ значение u , $k_2 \approx 0.4$ — эмпирический коэффициент [43]. После преобразований в (21) с учетом (8) приходим к выражению для изменения температуры:

$$\Delta t_2 = \Delta t_m \int \left(1 - \frac{u_0 \alpha}{\bar{u}}\right) \frac{dr}{r}, \quad (22)$$

где

$$\Delta t_m = \frac{1 + \beta_0}{\beta_0} \frac{\rho_2}{\rho} \frac{\lambda}{c_p k_2} \frac{h_0}{H}.$$

Выполняя интегрирование в (22), получим для удалений $r_0 \leq r \leq r_1$ соотношение

$$\begin{aligned} \Delta t_2(r) &= \Delta t_2(r_0) - \Delta t_m \ln \left[\frac{r}{r_0} (1 - \tilde{\alpha}) \right] = \\ &= \Delta t_m \ln \frac{\alpha r_1}{r(1 - \tilde{\alpha})}. \end{aligned} \quad (23)$$

Из выражения (23) следует, что $\Delta t_2(r_1) = 0$ (так как $w(r_1) = 0$) и $\Delta t_2(r_0) = t_m \ln(\alpha r_1 / r_0)$. При $\beta_0 = 3$ имеем $\Delta t_m \approx 8.7$ °С. В центре типичного ТЦ, т. е. при $r = r_0$, $\Delta t_2(r_0) = 12$ °С. Наблюдения показывают, что температура воздуха в ТЦ превышает температуру окружающего воздуха всего на 3-4 °С. Это обусловлено перераспределением тепла в массе вовлекаемого циклоном холодного воздуха. Последняя в несколько раз превышает массу воздуха в самом ТЦ.

Полагая массу воздуха в ядре циклона $m_1 = 2 \cdot 10^{15}$ кг и среднее превышение температуры Δt_2 воздуха в нем без учета вовлечения холодного газа, равным 5 °С, получим для прироста внутренней энергии ТЦ следующую оценку:

$$\Delta E_T = c_p m_1 \overline{\Delta t_2} \approx 10^{19} \text{ Дж.}$$

Мощность, затрачиваемая ТЦ на преодоление сил трения воздуха о поверхность океана. Выражение для дифференциалов силы трения и искомой мощности имеет вид

$$\begin{aligned} dF_f &= 2\pi C_D \rho V^2(0) r dr, \\ dP_f &= 2\pi C_D \rho V^3(0) r dr, \end{aligned}$$

где $V(0)$ — значение модуля вектора полной скорости у поверхности океана, $C_D \approx 0.0017$ — коэффициент поверхностного трения [11]. Учтем, как и в [43], что $V(0) = v(0) \sec \chi$, где $v(0)$ — значение v у поверхности воды океана. Кроме того, положим, что $v(0) = k_3 v$, где $k_3 \approx 0.9$ — эмпирический коэффициент [43]. Тогда

$$P_f = 2\pi C_D \rho k_3^3 \sec^3 \chi \int_{r_0}^R v^3(r) r dr,$$

где $v(r)$ дается выражением (5). Выполняя интегрирование, получим

$$P_f = C_D \rho k_3^3 \sec^3 \chi v_0^3 S_{ef}, \quad (24)$$

$$S_{ef} = \frac{3}{2} \alpha^2 \pi R_0^2 \equiv k_4 \pi R_0^2, \quad k_4 \approx 0.11.$$

Оценки по формуле (24) дают $P_f \approx 2.5 \cdot 10^{13}$ Вт при $v_0 = 60$ м/с.

Уравнение баланса кинетической энергии ТЦ. Циклон потребляет тепло от океана, увеличивая свою кинетическую энергию. Одновременно за счет трения воздуха вихря циклон отдает часть своей энергии поверхностному слою воды океана. Уравнение баланса имеет вид

$$\frac{dE_k}{dt} = \eta P_{T1} - P_f, \quad (25)$$

где η — коэффициент отдачи или часть мощности источника тепла, увеличивающей E_k , величины P_{T1} и P_f даются выражениями (15) и (24). Из уравнения баланса, а также из (15) и (24) видно, что поступающая в ТЦ мощность пропорциональна w_0 , т. е. v_0 , и v_1 , а теряемая — v_0^3 . В стационарном состоянии $\eta P_{T1} = P_f$. Это имеет место при стационарном значении $v_0 = v_{s0}$. Величину коэффициента отдачи можно оценить из соотношения

$$\eta = \frac{E_{k1} + E_{k2}}{\tau_s P_{T1}},$$

где τ_s — время развития ТЦ. Расчеты показывают, что в зависимости от интенсивности циклона значение $\eta \approx 2.8\text{--}3.6\%$. По данным [43] $\eta = 3.6\%$.

Уравнение баланса (25) удобно переписать в виде

$$\frac{dv_0}{dt} = a_0 - b_0 v_0^2, \quad (26)$$

где

$$a_0 = c_D \Delta T_1 \frac{\rho_1}{\rho} \frac{\eta h_1}{k_1 \alpha^2 \pi R_0 H} \left(\frac{h_0}{h} k_v + 2k_{11} \frac{v_1}{v_0} \right),$$

$$b_0 = \frac{3C_D k_3^3 \sec^3 \chi}{2k_1 H}.$$

Для указанных выше параметров ТЦ оценивание дает значение характерного ускорения $a_0 \approx 5.2 \cdot 10^{-4} \text{ м} \cdot \text{с}^{-2} \approx 45 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{сут}^{-1}$ при $v_1 = 0$. При этом за сутки скорость v_0 увеличивается примерно на 45 м/с. Если же $v_1 \neq 0$, то ускорение ветра в вихре происходит значительно быстрее. Оценки b_0 выполнить несколько сложнее. Дело в том, что коэффициенты C_D и k_3 остаются примерно постоянными лишь при малых v_0 . В этом случае $C_D \approx 1.7 \cdot 10^{-3}$, $k_3 \approx 0.9$. Тогда $b_0 \approx 3.2 \cdot 10^{-7} \text{ м}^{-1} \approx 0.027 \text{ м}^{-1} \cdot \text{с} \cdot \text{сут}^{-1}$. В стационарном состоянии $a_0 = b_0 v_{s0}^2$, откуда при $v_1 = 0$

Таблица 4. Энергетические параметры типичного ТЦ

Характеристика	Значение
Запас кинетической энергии вращения	$E_{k1} = m_{\text{эфф}} v_0^2 / 2 = 2 \cdot 10^{18} \text{ Дж}$
Кинетическая энергия поступательного движения со скоростью $v_1 = 7.5 \text{ м/с}$	$E_{k2} = 0.4 \cdot 10^{18} \text{ Дж}$
Приращение внутренней энергии воздуха (без учета адvectionи и термической адvectionи)	$E_T = 10^{19} \text{ Дж}$
Мощность конденсации водяного пара	$P_c = 1.5 \cdot 10^{14} \text{ Вт}$
Поток энергии конденсации	$\Pi_c \approx 940 \text{ Вт/м}^2$
Потери внутренней энергии океаном в единицу времени	$P_{T1} = 15.2 \cdot 10^{14} \text{ Вт}$
Потери внутренней энергии океаном за 6 сут	$Q_1 = 7.9 \cdot 10^{20} \text{ Дж}$
Затраты на испарение океанической воды	$P_{T2} \approx 11.4 \cdot 10^{14} \text{ Вт}$
Затраты на нагрев воздуха	$P_{T3} \approx 3.8 \cdot 10^{14} \text{ Вт}$
Мощность, затрачиваемая циклоном на преодоления сил трения	$P_f \approx 2.5 \cdot 10^{13} \text{ Вт}$
Коэффициент отдачи энергии	$\eta \approx 0.035$

находим $v_{s0} = 40 \text{ м/с}$. С увеличением v_0 коэффициент C_D постепенно увеличивается, и при $v_0 = 30 \text{ м/с}$ его величина удваивается [10]. Зависимость $k_3(v)$ неизвестна. С увеличением v_0 , по-видимому, механическое взаимодействие ветра с поверхностным слоем океана усиливается, и k_3 уменьшается. При этом b_0 уменьшается, что, казалось бы, должно привести к увеличению значения v_{s0} . Как показано далее, значение v_{s0} определяется вовсе не процессами, учтенными в уравнении (29), а совместными процессами в подсистеме океан — циклон (см. соотношения (30) и (32)).

Термодинамические и энергетические параметры типичного ТЦ приведены в табл. 3 и 4.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ОКЕАНА С ТРОПИЧЕСКИМ ЦИКЛОНОМ

Исходные соотношения. Положим, что уравнение баланса температуры поверхностного слоя воды в океане имеет вид, подобный [45]:

$$\frac{dt_1}{dt} = -b_1(t_1 - t_{1m})v_0^2 + \frac{t_f - t_1}{\tau}, \quad (27)$$

где $b_1 \approx 3 \cdot 10^{-4} \text{ м}^{-2} \text{с}^2 \text{сут}^{-1}$, $\tau = 10 \text{ сут}$, t_f —

температура поверхностного слоя воды в океане в сезон ТЦ (обычно $t_f = 28\ldots30^\circ\text{C}$), t_{1m} — температура холодных слоев воды (можно положить $t_{1m} = 23^\circ\text{C}$). Первое слагаемое в правой части соотношения (27) описывает охлаждение слоя воды в океане в результате его взаимодействия с ТЦ. Второе слагаемое — восстановление температуры воды в упомянутом слое после прохождения циклона.

Уравнение (27) необходимо решать совместно с соотношением типа (26). Заметим, что ТЦ развивается лишь при $t_1 > t_c$, где $t_c \approx 26.5^\circ\text{C}$ — критическое значение температуры воды. Будем считать, что отбирать тепло у океана циклон продолжает и при $t_c > t_1 > t_{1m}$. При этом вместо (26) имеем

$$\frac{dv_0}{dt} = a_0 \frac{t_1 - t_{1m}}{t_f - t_{1m}} \left(1 + \frac{\kappa v_1}{v_0} \right) - b_0 v_0^2, \quad (28)$$

где

$$\kappa = 2 \frac{h}{h_0} \frac{k_{11}}{k_s}.$$

Стационарная задача. Нетрудно показать, что система уравнений (27) и (28) может описывать нелинейные затухающие колебания температуры поверхностного слоя океана t_1 и тангенциальной скорости ТЦ v_0 вокруг стационарных значений t_s и v_s . При других значениях параметров взаимодействия подсистем процесс возврата к t_s и v_s может быть апериодическим. Стационарные значения находятся из уравнений (27) и (28) при $d/dt = 0$, т. е. из системы

$$-b_1(t_s - t_{1m})v_s^2 + \frac{t_f - t_s}{\tau} = 0, \quad (29)$$

$$a_0 \frac{t_s - t_{1m}}{t_f - t_{1m}} \left(1 + \frac{\kappa v_1}{v_s} \right) - b_0 v_s^2 = 0. \quad (30)$$

Введем следующие обозначения: $\theta_s = t_s - t_{1m}$, $\theta_f = t_f - t_{1m}$, $v_{c1}^2 = a_0/b_0$, $v_c = (b_1\tau)^{-1}$, $B = \kappa v_1/v_s$ и перепишем систему уравнений (29) и (30) в виде

$$\theta_s v_s^2 = v_c^2 (\theta_f - \theta_s), \quad (31)$$

$$v_{c1}^2 \frac{\theta_s}{\theta_f} \left(1 + \frac{\kappa v_1}{v_s} \right) = v_s^2. \quad (32)$$

Исключая v_s из (31) и (32), получим соотношение для $y = \theta_f/\theta_s$:

Таблица 5. Стационарные значения θ_s и v_s для типичного развитого ТЦ в зависимости от его скорости поступательного движения

$v_1, \text{ м/с}$	1	3	5	10	15	20	25	30	35
$\theta_s, ^\circ\text{C}$	2.1	1.6	1.4	1.1	0.9	0.85	0.8	0.7	0.7
$v_s, \text{ м/с}$	28	34	36	43	46	49	51	53	55

$$1 + \frac{B_0}{\sqrt{y - 1}} = A_0(y - 1)y, \quad (33)$$

где $A_0 = v_c^2/v_{c1}^2$, $B_0 = \kappa v_1/v_c$. Пусть решение уравнения (33) есть y_0 . Тогда

$$v_s = v_c \sqrt{y_0 - 1}.$$

В случае неподвижного ТЦ $v_1 = 0$, т. е. $B_0 = 0$. При этом решение (33) принимает вид

$$\theta_s = \frac{1}{2} \theta_f A_0 (\sqrt{1 + 4A_0^{-1}} - 1).$$

Для v_s получаем

$$v_s = \frac{v_c}{\sqrt{2}} (\sqrt{1 + 4A_0^{-1}} - 1)^{1/2}.$$

В общем случае уравнение (33) необходимо решать численными методами. Например, для типичного развитого ТЦ с $A_0 \approx 0.34$ расчетные значения θ_s и v_s приведены в табл. 5.

Исследование устойчивости стационарного состояния. Полагая в системе уравнений (27) и (28) $t_1 - t_{1m} = \theta_s(1 + \delta_\theta)$, $v_0 = v_s(1 + \delta_v)$, где $|\delta_\theta|$, $|\delta_v| \ll 1$, приходим к следующим линеаризованным соотношениям:

$$\frac{d\delta_v}{dt} = A_1(\delta_\theta - A_2\delta_v), \quad (34)$$

$$\frac{d\delta_\theta}{dt} = -B_1(\delta_v + B_2\delta_\theta). \quad (35)$$

Здесь

$$A_1 = \frac{1}{\tau_s} \left(\frac{v_s}{v_{c1}} \right)^2, \quad A_2 = \frac{2 + 3B}{1 + B},$$

$$B_1 = \frac{2}{\tau} \frac{v_s^2}{v_c^2}, \quad B_2 = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{v_c^2}{v_s^2} \right),$$

$\tau_s = v_s/a_0$ — характерное время становления циклона. Полагая, что решения (34) и (35) пропорциональны e^{At} , приходим к характеристическому уравнению второй степени, решение

которого имеет вид

$$\lambda_{1,2} = -\gamma \pm \sqrt{\gamma^2 - \gamma_1^2},$$

где

$$\gamma = (A_1 A_2 + B_1 B_2)/2,$$

$$\gamma_1^2 = A_1 A_2 + A_1 A_2 B_1 B_2.$$

С учетом выражений для A_1 , A_2 , B_1 и B_2 получаем:

$$\begin{aligned}\tilde{\gamma} &\equiv \gamma\tau = \frac{1}{2} \left(\frac{D}{2\mu} \frac{2 + 3B}{1 + B} + \frac{1 + B}{D} \right), \\ \tilde{\gamma}^2 &\equiv \gamma_1^2 \tau^2 = \frac{2 + 2.5B - D}{\mu},\end{aligned}$$

где $D = v_s^2/v_{c1}^2$, $\mu = \tau_s/2\tau$.

Процесс релаксации малых возмущений температуры воды океана и скорости воздуха в циклоне происходит по апериодическому закону, если $\tilde{\gamma}^2 > \tilde{\gamma}_1^2$, и по закону затухающих нелинейных колебаний, если $\tilde{\gamma}^2 < \tilde{\gamma}_1^2$. Частота колебаний $\omega_1 = (\gamma_1^2 - \gamma^2)^{1/2}$. В последнем случае при $\gamma_1^2 > 0$ должно выполняться еще и условие $D < 2 + 2.5B$. Кроме того, всегда $0 < D < 1$. В частности, при неподвижном циклоне ($B = 0$) имеем $D < 2$. Из условия $\tilde{\gamma}^2 < \tilde{\gamma}_1^2$ для такого циклона получаем $D < 1$. Следовательно, при $v_1 = 0$ затухающие колебания возникают при $0 < D < 1$. Например, при $D = 0.5$ параметр μ принимает значения от $(2 - \sqrt{3})/4 \approx 0.07$ до $(2 + \sqrt{3})/4 \approx 0.93$.

ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О РОЛИ ТРОПИЧЕСКОГО ЦИКЛОНА ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ В СИСТЕМЕ ОКЕАН — АТМОСФЕРА — ИОНОСФЕРА — МАГНИТОСФЕРА

Известно, что циклоническая деятельность и волнение океана способствуют генерации акусто-гравитационных волн, которые, достигая верхней атмосферы (высоты 100–300 км), нагревают ее. Нагрев сопровождается, в частности, изменением проводимости σ_i ионосферной плазмы на высотах токовой струи (~100–150 км). Вариации σ_i вызывают генерацию геомагнитных возмущений, которые распространяются в магнитной оболочке планеты — магнитосфере. Последние приводят к возмущению адиабатических

инвариантов частиц, захваченных в геомагнитные ловушки, перераспределению по питч-углам заряженных частиц и высыпанию их определенной доли в верхние слои атмосферы. Возникает взаимодействие океан — циклон — верхняя атмосфера — ионосфера — магнитосфера — верхняя атмосфера. Такой механизм взаимодействия естественно называть акусто-гравитационным. Его реальность, точнее реальность отдельных звеньев механизма, подтверждается результатами работы [44].

В основе второго механизма взаимодействия подсистем лежат электродинамические процессы. Циклоническая деятельность стимулирует интенсивные испарения океанской воды, ее последующую конденсацию, развитие мощной облачной структуры, возникновение гроз. Разряд молнии вызывает нагрев электронов и увеличение концентрации электронов плазмы нижней ионосферы (высоты 50–100 км). Потоки энергии и мощности электромагнитного излучения от грозовых разрядов достаточно велики, чтобы перестроить взаимодействие подсистем верхняя атмосфера — ионосфера — магнитосфера, вызвать высыпание частиц из радиационного пояса Земли в верхнюю атмосферу и последующие за этим вторичные процессы [36]. К ним, в частности, относятся следующие. Высыпание частиц способствует увеличению проводимости плазмы на высотах динамо-области (~100–150 км), что обуславливает изменение электрического поля поляризации, которое, проникая в магнитосферу, взаимодействует с энергичными частицами радиационного пояса, стимулируя их дальнейшее высыпание. Так осуществляется повторное взаимодействие между подсистемами посредством электродинамического механизма.

В основе третьего механизма лежит возникновение стороннего тока в грозовых облаках на высотах до 10–15 км, плотность которого на несколько порядков превышает фоновое значение. В результате этого во всей толще ионосферы примерно над ТЦ и его окрестностями на 1–2 порядка увеличивается квазистационарное электрическое поле. Это было обнаружено и описано в работах [16, 17]. Упомянутое поле, незначительно ослабляясь, проникает в магнитосферу и оказывает влияние на движение захваченных в геомагнитную ловушку энергичных заряженных частиц. При определенных услови-

ях электрическое поле будет способствовать высыпанию определенной доли этих частиц в верхнюю атмосферу. Далее возникает повторное взаимодействие подсистем.

Перечисленные выше механизмы (акустико-гравитационный, электродинамический и электрический) рассмотрим подробнее.

Результаты расчетов основных параметров взаимодействующих подсистем в зависимости от энергии первичного источника — поверхностного слоя океана — приведены в табл. 6.

ГЕНЕРАЦИЯ АКУСТИКО-ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН ПОДСИСТЕМОЙ ОКЕАН — ЦИКЛОН

Амплитуда и спектр АГВ. Тропический циклон порождает турбулентность. Вследствие нелинейности уравнений гидродинамики турбулентность служит источником АГВ в широком диапазоне частот Ω . Высокочастотная ($\Omega > \omega_A$) и низкочастотная ($\Omega < \omega_B$) составляющие АГВ обычно именуются акустическими и внутренними гравитационными волнами (ВГВ). Здесь $\omega_A^2 = \gamma_a g / 4H \equiv \alpha_0 \omega_B^2$, $\omega_B^2 = (\gamma_a - 1)g / \gamma_a H$, g — ускорение свободного падения, ω_A и ω_B — частоты отсечки акустических волн и ВГВ соответственно. Частоту ω_B называют также частотой Брента — Ваяселя [12].

Для изучения влияния ТЦ на атмосферу и ионосферу целесообразно оценить амплитуду пульсаций давления воздуха, которая характеризуется ее средним квадратичным значением. Для его нахождения из уравнений гидродинамики для плотности ρ , давления p и скорости v (см., например, [12, 13]) следует получить выражение для возмущения давления с учетом членов второго порядка малости и проинтегрировать полученное дифференциальное уравнение в частных производных. Впервые задача о генерации АГВ интенсивными циклонами решена, по-видимому, в работе [14]. Было показано, что генерация АГВ осуществляется в основном двумерно-изотропной турбулентностью, причем излучение квадрупольной составляющей преобладает над излучением дипольной составляющей. Поступая, так же, как и в работе [14], для среднего квадратичного значения амплитуды давления можно получить следующее выражение:

$$\delta p_m(R) = \frac{C_0^{1/2} k_v \rho_0 h e^{19/12}}{8\sqrt{2}\pi v_0^{3/4}} \frac{R_0}{R} \left(\frac{V_0}{l} \right)^{1/3} I^{1/2}, \quad (36)$$

где $\varepsilon = \tilde{v}^3/l$, $C_0 \approx 2$ — универсальная постоянная, h — толщина ТЦ, R — расстояние от центра ТЦ, ρ_0 — невозмущенная плотность воздуха у поверхности воды, $v_0 \approx 1.4 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$ — коэффициент кинематической вязкости воздуха, $\omega_B \approx 0.017 \text{ с}^{-1}$, \tilde{v} — флуктуации скорости потока V_0 , обусловленные турбулентностью (обычно \tilde{v} на порядок меньше V_0), $k_v = r_r/R_0$, r_r — радиус ядра ТЦ, эффективно излучающего АГВ, $l \approx R_0$ — внешний масштаб турбулентности, ε — удельная мощность турбулентности, I — интеграл вида

$$I = \int_{x_1}^{x_2} \left(\frac{\alpha_0 - x^2}{1 - x^2} \right)^{2/3} \frac{dx}{(1 - x^2)x^{7/3}}. \quad (37)$$

Здесь $x_1 = \Omega_1 / \omega_B$ и $x_2 = \Omega_2 / \omega_B$, Ω_1 и Ω_2 — минимальные и максимальные частоты в спектре излучения ВГВ. Как видно из соотношения (37), интенсивность излучения резко увеличивается при $x \rightarrow 0$ и $x \rightarrow 1$, т. е. в окрестности частот Ω_1 и $\Omega_2 \approx \omega_B$. Частоты Ω_1 и Ω_2 принадлежат диапазону ВГВ. Частота Ω_1 определяется из условия $\Omega_1 t_0 \gg 1$, где $t_0 = l/V_0$ — характерное время [14]. При этом $\Omega_1 \approx 10V_0/l$, $x_1 \approx 0.03\dots 0.06$. Важно, что $\Omega_1/\Omega_2 \approx 0.017\dots 0.034 \ll 1$.

Хотя эффективность излучения квадруполя при $\Omega \rightarrow \omega_B$ резко увеличивается, одновременно с этим сильно увеличивается и затухание ВГВ. Поэтому практический интерес представляет лишь излучение волн в окрестности частоты Ω_1 . Для $\Omega \approx \Omega_1$ имеем

$$I^{1/2} = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{\alpha_0^{1/3}}{c_{s0}^{2/3} \omega_B} \left(\frac{l}{k_\omega V_0} \right)^{2/3}, \quad (38)$$

где $c_{s0} \approx 340 \text{ м}/\text{с}$ — скорость акустических волн в воздухе. С учетом (38) выражение (36) изменится так:

$$\delta p_m = A_p \frac{R_0}{R} \frac{\tilde{v}^{19/4} V_0^{-1/3}}{l^{5/4}}, \quad (39)$$

$$A_p = \frac{\sqrt{3} C_0^{1/2} \alpha_0^{1/3} k_v}{16\sqrt{2}\pi k_\omega^{2/3}} \frac{\rho_0 h}{v_0^{3/4} c_{s0}^{2/3} \omega_B}, \quad \tilde{v} \approx 0.1V_0,$$

где $k_\omega = \Omega_1 l / V_0 \approx 10$ — безразмерный коэффициент.

Таблица 6. Зависимость основных параметров подсистемы океан — тропический циклон от теряемой океаном внутренней энергии (интенсивности ветра в циклоне)

v_0 , м/с	u_0 , м/с	V_0 , м/с	w_0 , см/с	v_I , м/с	h_0 , м	r_0 , км	r_1 , км	R_0 , км	r_2 , км
15	4.8	15.8	1.8	3	50	10	147	400	30
20	6.4	21	4.8	4	100	10	157	425	32.5
25	8	26.3	10.8	5	200	11	167	450	34
30	9.6	31.5	19.2	6	300	11	176	475	36.5
35	11.2	36.8	28	7	400	12	185	500	38
40	12.8	42	36	8	500	13	196	530	40
50	16	52.5	42	10	500	14	211	570	43
60	19.2	63	47	12	500	15	226	610	46
70	22.4	73.5	52	14	500	16	241	650	49
80	25.6	84	53	16	600	18	259	700	52
90	28.8	94.5	53	18	700	20	278	750	55
v_0 , м/с	S_0 , 10^{11} м ²	$m_{\text{эф}}$, 10^{14} кг	m , 10^{15} кг	E_{k1} , 10^{18} Дж	E_{k2} , 10^{18} Дж	E_k , 10^{18} Дж	ΔT_1 , К	h_1 , м	
15	5	3	5	0.034	0.022	0.056	1	20	
20	5.7	3.4	5.7	0.068	0.046	0.11	1.3	30	
25	6.4	3.8	6.4	0.11	0.08	0.19	1.5	50	
30	7.1	4.3	7.1	0.19	0.13	0.32	2	60	
35	7.9	4.7	7.9	0.29	0.19	0.48	2.1	70	
40	8.8	5.3	8.8	0.42	0.28	0.70	2.4	80	
50	10.2	6.1	10.2	0.76	0.50	1.3	2.4	80	
60	11.7	7	11.7	1.3	0.84	2.1	2.4	80	
70	13.3	8	13.3	2	1.3	3.3	2.5	80	
80	15.4	9.2	15.4	2.9	2	4.9	2.5	80	
90	17.7	10.1	17.7	4.1	2.9	7	2.5	85	
v_0 , м/с	P_{T11} , 10^{14} Вт	P_{T12} , 10^{14} Вт	P_{T1} , 10^{14} Вт	P_f , 10^{14} Вт	η , %	τ_s , сут	$\Delta p(r_0)$, гПа	P_c , 10^{14} Вт	
15	0.033	0.23	0.26	0.0017	3.4	6.6	7.7	0.025	
20	0.093	0.7	0.8	0.0046	3.6	4.2	13.6	0.072	
25	0.24	1.6	1.8	0.0018	3.4	4	21.3	0.18	
30	0.48	3.2	3.7	0.019	3.4	3.4	30.6	0.36	
35	0.73	4.9	5.6	0.034	3.4	2.8	41.7	0.56	
40	1.1	7.3	8.4	0.056	2.4	2.4	54.4	0.85	
50	1.6	8.5	9.6	0.13	3	2	85	1.1	
60	2	13.2	15.2	0.25	2.8	1.6	122	1.5	
70	2.5	16.7	19.2	0.46	2.8	1.4	167	1.9	
80	3.1	20.4	23.4	0.79	3	1.1	218	2.3	
90	3.6	26.5	30.1	1.3	3.2	1	275	2.7	
v_0 , м/с	Δt_2 , °C	P_{T2} , 10^{14} Вт	$\delta p_m(R_0)$, Па	$v_w(R_0)$, мм/с	Π_r , $\text{Вт}/\text{м}^2$	P_r , Вт	S_r , 10^{12} м ²	z_0 , км	
15	12.1	0.033	0.016	0.036	$5.7 \cdot 10^{-7}$	$2.9 \cdot 10^5$	0.5	280	
20	12.6	0.096	0.051	0.120	$5.9 \cdot 10^{-6}$	$3.4 \cdot 10^6$	0.57	250	
25	12.2	0.24	0.13	0.29	$3.8 \cdot 10^{-5}$	$2.4 \cdot 10^7$	0.64	230	
30	12.7	0.5	0.27	0.61	$1.6 \cdot 10^{-4}$	$1.1 \cdot 10^8$	0.71	220	
35	12.5	0.75	0.5	1.1	$5.7 \cdot 10^{-4}$	$4.5 \cdot 10^8$	0.79	200	
40	12.2	1.1	0.84	1.9	0.0016	$1.4 \cdot 10^9$	0.88	195	
50	12.2	1.6	2.1	4.7	0.0095	$9.5 \cdot 10^9$	1	180	
60	12.2	2	4.3	9.7	0.04	$4.5 \cdot 10^{10}$	1.12	160	
70	12.2	2.5	7.7	17.4	0.13	$1.7 \cdot 10^{11}$	1.33	140	
80	11.8	3.7	12.9	29.2	0.38	$5.8 \cdot 10^{11}$	1.54	120	
90	11.6	5	19.6	44.3	0.9	$1.6 \cdot 10^{12}$	1.77	105	

Важно, что Δp_m пропорционально $\tilde{v}^{53/12}/Rl^{1/4}$. Поскольку $\tilde{v}^{53/12}$ очень быстро убывает по мере удаления от внутренней границы ТЦ, радиус эффективно излучающего ВГВ ядра циклона равен $r_{\text{оф}} \approx 2r_0$. При этом величина $k_v \approx 1/20$. Из (39) следует формула для оценки Δp_m вблизи от источника, где $R \approx R_0$, $l \approx R_0$:

$$\delta p_m(R_0) \approx V_0^{53/12}/R_0^{5/4},$$

где V_0 — в м/с, R_0 — в м, а δp_m — в Па. При вычислении мощности излучения ВГВ по $\delta p_m(R_0)$ необходимо плотность потока энергии Π_r проинтегрировать по полусфере с радиусом R_0 . С учетом диаграммы направленности излучателя эта площадь имеет порядок $S_0 = \pi R_0^2$.

Результаты оценок δp_m , Π_r и P_r приведены в табл. 6. Видно, что вариации давления в ВГВ от ТЦ начинают превышать уровень атмосферных шумов (около 0.5—0.7 Па [14]) при $v_0 \geq 35\ldots 40$ м/с, т. е. когда тропический шторм превращается в ураган (тайфун).

Преобладающие периоды ВГВ. Собственной частоте ω_b соответствует период ВГВ около 6 мин. Как уже отмечалось, волны с таким периодом сильно затухают. Поэтому на достаточно больших расстояниях от циклона должны обнаруживаться волны с частотой порядка Ω_1 . Ей соответствует период $T_{r1} \approx 2\pi l/10V_0 \approx 0.6l/V_0 \approx 0.6R_0/V_0$. Например, при $\tilde{v} = 6$ м/с и $l = 500$ км имеем $T_{r1} \approx 5200$ с ≈ 1.45 ч. Этот период очень близок к наблюдаемому в работе [44], где он в среднем составлял 1.5 ч.

Излучение инфразвука океаническими волнами. Есть еще один канал эффективного воздействия подсистемы океан — циклон на верхнюю атмосферу. Дело в том, что ТЦ сопровождается интенсивными океаническими волнами. Высота волн достигает 13—14 м [43]. Волны, в свою очередь, являются источником шумоподобного акустического излучения. Максимум интенсивности излучения приходится на частоту f_m , которая связана со скоростью ветра в циклоне [6]:

$$f_m = \frac{2\sqrt{2}}{6\pi} \frac{g}{V}.$$

Этой частоте соответствует период $T_{\max} = f_m^{-1}$. Плотность потока энергии акустического излучения вычислена в работе [6]:

$$\Pi_a = \frac{27\pi}{32} \frac{\rho M^2 g^2}{c_{s0}^3} \left(\frac{V}{2g}\right)^8 \cos\theta,$$

где θ — угол между волновым вектором и нормалью к поверхности океана, $M = 3.05$ м²/с⁵.

Результаты расчета параметров акустического излучения, таких как $\Pi_{a0} = \Pi_a(\theta = 0)$, амплитуда колебаний давления $\delta p_a = (\rho_0 v_{s0} \Pi_{a0})^{1/2}$, амплитуда скорости частиц в волне $\delta v_a = \delta p_a / \rho_a c_{s0}$, f_m , T_{\max} и мощность инфразвукового излучения P_a приведены в табл. 7. Поскольку $\Pi_{a0} \propto V^8$, основной вклад в мощность излучения дает ядро циклона, где V близко к $V_0(r_0)$. Радиус этого ядра принимался равным $r_a = 1.5r_0$. Радиусу r_a соответствует площадь $S_a = \pi r_a^2$.

Таблица 7. Основные параметры акустического излучения, генерируемого океаническим волнением

v_0 , м/с	f_m , мГц	T_m , с	Π_{a0} , Вт/м ²	δp_a , Па	v_w , м/с	S_a , 10 ⁹ м ²	P_a , Вт
10	147	6.8	$3.7 \cdot 10^{-7}$	0.013	$2.9 \cdot 10^{-5}$	0.7	260
15	98	10.2	$9.2 \cdot 10^{-6}$	0.064	$1.4 \cdot 10^{-4}$	0.7	6500
20	74	13.6	$9.2 \cdot 10^{-5}$	0.2	$4.5 \cdot 10^{-4}$	0.7	$6.5 \cdot 10^4$
25	59	17	$5.5 \cdot 10^{-4}$	0.5	$1.1 \cdot 10^{-3}$	0.85	$4.7 \cdot 10^5$
30	49	20.4	$2.4 \cdot 10^{-3}$	1	$2.3 \cdot 10^{-3}$	0.85	$2 \cdot 10^6$
35	42	23.8	$8.1 \cdot 10^{-3}$	1.9	$4.3 \cdot 10^{-3}$	1	$8.1 \cdot 10^6$
40	37	27.2	0.024	3.3	$7.5 \cdot 10^{-3}$	1.2	$2.9 \cdot 10^7$
50	29	34	0.14	7.9	0.018	1.4	$2 \cdot 10^8$
60	25	40.8	0.6	16.3	0.037	1.6	$9.6 \cdot 10^8$
70	21	47.6	2.1	30.4	0.069	1.8	$3.8 \cdot 10^9$
80	18	54.4	6	51.4	0.12	2.3	$1.4 \cdot 10^{10}$
90	16	61.2	15.5	82.7	0.19	2.8	$4.3 \cdot 10^{10}$

ВОЗДЕЙСТВИЕ ТРОПИЧЕСКОГО ЦИКЛОНА НА ВЕРХНЮЮ АТМОСФЕРУ

Нагрев верхней атмосферы ВГВ. Выше продемонстрировано, что ТЦ является источником интенсивных ВГВ. Последние, распространяясь вверх, взаимодействуют со слоями верхней атмосферы, нагревая их. Эффективная передача энергии от ВГВ к нейтральной атмосфере начинается на высотах z_0 , где скорость частиц в волне v_w начинает превышать примерно $0.1c_{s0}$ [33]. Чем выше интенсивность ВГВ, тем меньше высота z_0 (см. табл. 6). Важно, что

$$v_w(z) = v_w(0)\exp(\xi), \quad \xi = \frac{1}{2} \int_0^z \frac{dz}{H(z)}.$$

Оценки скорости $v_w(0)$ у поверхности воды приведены в табл. 6.

Величину нагрева газа в верхней атмосфере над ТЦ можно определить из следующего уравнения баланса:

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\Pi}{c_p \rho H} - \frac{T - T_0}{\tau_T}, \quad (40)$$

где τ_T — время релаксации температуры атмосферы, T и T_0 — возмущенное и невозмущенное значения ее температуры, Π — плотность потока энергии АГВ. Последняя равна

$$\Pi = \frac{\delta p^2}{\rho c_s},$$

где δp — изменение давления воздуха, вызванное АГВ. При размерах ТЦ $2R_0 \approx 800...1200$ км до высот $z \sim 100$ км расходимость волн несущественна, и до начала области диссипации АГВ может считаться $\Pi(z) \approx \Pi(0) = \delta p^2(0)/\rho(0)c_s(0)$. Полагая, что возмущение δp вызвано монохроматической волной и что нелинейные искажения профиля волны незначительны (это справедливо при $z \leq z_0$, т. е. $\delta p(z)/p_0(z) \ll 1$, где $p_0(z)$ — невозмущенное давление воздуха), для вариаций δp примем следующую модель:

$$\delta p = \delta p_m \cos \Omega t, \quad (41)$$

где δp_m и Ω — амплитуда и частота АГВ. Тогда

$$\Pi(t) = \Pi_m \cos^2 \Omega t = \frac{\Pi_m}{2} (1 + \cos 2\Omega t). \quad (42)$$

Здесь

$$\Pi_m = \frac{\delta p_m^2(0)}{\rho(0)c_s(0)} \quad (43)$$

— плотность потока энергии АГВ вблизи поверхности океана. Решение уравнения (40) с начальным условием $T(t = 0) = T_0$ и учетом соотношения (42) имеет вид

$$\vartheta = \vartheta_m \left[1 - e^{-t/\tau_T} + \frac{\theta_m}{\Omega_T} \cos(2\Omega t - \varphi_\Omega) \right], \quad (44)$$

где $\vartheta = T/T_0 - 1$ — относительное возмущение T , $\Omega_T = \Omega \tau_T$, $\operatorname{tg} \varphi_\Omega = 2\Omega$,

$$\vartheta_m = \frac{T_m}{T_0} - 1 = \frac{\Pi_m \tau_T}{2c_p \rho H T_0} \quad (45)$$

— амплитуда ϑ .

Заметим, что уравнение (40) не учитывает процесса теплопроводности газа, который при $\vartheta \sim 1$ становится нелинейным. Пренебречь этим процессом можно при условии, что его характерное время $\tau_{Tc} = H^2/\kappa_T \gg \tau_T$, где κ_T — коэффициент температуропроводности. Данное неравенство выполняется на высотах $z \leq 200$ км. Здесь $H \approx 40$ км, $\kappa_T \approx 5 \cdot 10^4 \text{ м}^2 \text{ с}^{-1}$, а $\tau_{Tc} \approx 3 \cdot 10^4$ с. Значение τ_T определяется скоростью ветра w_w в верхней атмосфере, и при $w_w = 100$ м/с, $2R_0 \approx 1000$ км составляет $\tau_T = 2R_0/w_w \approx 10^4$ с. Видно, что $\tau_{Tc} > \tau_T$.

По формуле (43) оценим Π_m . При $\delta p_m \approx 20$ Па [44] имеем $\Pi_m \approx 0.9 \text{ Вт}/\text{м}^2$. Тогда из соотношения (45) следует, что на высоте 90 км, где $T_0 = 200$ К, $\rho \approx 4 \cdot 10^{-6} \text{ кг}/\text{м}^3$, $H \approx 8$ км еще применимо линейное приближение (41), $\Delta T_m = T_m - T_0 \approx 140$ К, т. е. $\vartheta \approx 0.7$. На самом деле значение ΔT несколько завышено, так как не учитывалось отражение, рефракция и другие эффекты при распространении ВГВ от ТЦ до верхней атмосферы. В любом случае над ТЦ следует ожидать повышения температуры газа на десятки процентов. Примерно такой же тепловой эффект будет и на высотах $z \geq z_0$ (вплоть до $z \approx 200$ км, где теплопроводность приводит к существенному уменьшению ΔT).

Обратимся к уравнению (44). Видно, что временные вариации T являются как апериодическими, так и периодическими. Первые вызваны переходным процессом, вторые — гармоническим возмущением. При $t \gg \tau_T$ имеем

$$\vartheta \approx \vartheta_m \left[1 + \frac{\vartheta_m}{\Omega_T} \cos(2\Omega t - \varphi_\Omega) \right]. \quad (46)$$

Важно, что по сравнению с изменениями $\delta p(t)$ вариации $T(t)$ имеют в два раза большую частоту. Кроме того, вторые запаздывают по фазе по отношению к первым. Оценим значение φ_Ω . При периодах ВГВ $T_w = 1.5...2$ ч частота $\Omega \approx 0.001 \text{ с}^{-1}$. Тогда $2\Omega\tau_T \approx 20 \gg 1$. Это означает, что $\varphi_\Omega \approx \pi/2$, т. е. возмущения $T(t)$ запаздывают по отношению к изменениям $\delta p(t)$ на четверть периода ВГВ. При указанных T_w время запаздывания составляет $T_w/4 \approx 25...30$ мин.

Заметим, что глубина модуляции ϑ значительна, если ϑ_m / Ω_T близко к 1, т. е. при $\vartheta_m \sim 1$ и $\Omega_T \sim 1$. Последнее имеет место при том же значении периода ВГВ и $\tau_T \approx 1000$ с, т. е. масштабе метеорологического процесса с шириной фронта порядка 100 км. Время запаздывания при этом уменьшается до 20—25 мин.

Нагрев верхней атмосферы акустическими волнами. Инфразвук, генерируемый как океаническими волнами, так и турбулентностью циклона, достигая верхней атмосферы, диссирирует, что приводит к нагреву атмосферы в широком диапазоне высот. Диссипация инфразвука начинается на высоте z_{a1} , где $v_w \approx 0.1c_{s0}$, а заканчивается на высоте z_{a2} , где длина свободного пробега молекул газа $l_n \approx \lambda_m = c_{s0}T_{max}$ [33]. Длина волны акустического излучения $\lambda_m \approx 2...30$ км. При этом $z_{a2} \approx 330...430$ км соответственно. Значение z_{a1} существенно зависит от величины V_0 : при $V_0(r_0) \approx 20...90$ м/с высота соответственно составляет $z_{a1} \approx 300...60$ км.

Величину ϑ_m можно оценить из соотношения, подобного (45):

$$\vartheta_m = \frac{\Pi_a e^{-\Gamma_T} S_a}{2c_p \rho H T_0 S_0},$$

где учтены поглощение инфразвука (Γ — интегральный коэффициент поглощения энергии волны) и конечность площади океана, генерирующий инфразвук. При $S_a \ll S_0$ эффективность нагрева в ядре циклона невысокая. Здесь имеют место большие изменения давления δp_a и скорости частиц в волне v_w . Однако при $v_w \geq 0.1c_{s0}$ профиль волны начинает заметно отличаться от косинусоидального, возникает обогащение частотного спектра высокими частотами. Инфразвук с более высокими частотами поглощается на меньших высотах, где плотность и масса газа

выше. Это приводит к существенному ослаблению волны, но незначительному нагреву газа. Поэтому более сильное возмущение верхней атмосферы имеет место не над ядром сильного циклона (урагана или тайфуна), а ближе к его периферии, где V меньше V_0 в несколько раз. И хотя здесь меньше значение Π_a , но здесь зато существенно меньше значение Γ , которое входит в экспоненту. Кроме того, при этом S_a соизмеримо с S_0 . Все это приводит к увеличению ϑ_m над некоторой средней частью ТЦ, где $r \approx \approx (10...15)r_0$.

Нагрев нейтрального газа акустическим излучением вызывает комплекс уже упоминавшихся вторичных процессов, подобных тем, что вызываются диссипацией ВГВ в верхней атмосфере.

Геомагнитный эффект ВГВ. ВГВ, распространяясь в атмосфере, оказывают на нее двоякое воздействие. Линейные волны (что имеет место при $z < z_0$) лишь модулируют параметры нейтрального газа и плазмы. При $z > z_0$ к этому добавляется нелинейная диссипация волны, в результате чего нейтральная среда нагревается. Более того, ее температура оказывается промодулированной колебанием с удвоенной (в первом приближении) частотой. Добавочный нагрев и модуляция температуры вызывают в свою очередь изменение и модуляцию зависящих от температуры параметров газа: частот соударений, скоростей химических реакций, концентрации электронов и ионов и др. В результате этого возникает возмущение и модуляция как тензора проводимости плазмы, так и тока увлечения заряженных частиц нейтральными частицами. При изменении температуры газа на 10—100 %, на десятки процентов также возмущаются компоненты тензора проводимости ионосферы и интегральный ток в ионосфере. Считая, что переходный процесс нагрева газа закончился, для оценки амплитуды колебаний индукции геомагнитного поля на частоте 2Ω имеем следующее соотношение:

$$\Delta B_\Omega \approx \frac{\vartheta_m}{2\Omega_T} \mu_0 I_0, \quad (47)$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м — магнитная постоянная, I_0 — невозмущенное значение интегрального тока. Полагая в дневное время $I_0 = 0.2$ А/м, $\Omega = 0.001 \text{ с}^{-1}$, $\tau_T = 10^4$ с, для $\vartheta_m = 0.1...1$ получаем $\Delta B_\Omega \approx 1.3...13$ нТ. Близкое значение ΔB_Ω

наблюдалось, например, в работе [44], где приведены также более подробные расчеты в линейном приближении геомагнитного эффекта, вызываемого прохождением ВГВ. В ночное время I_0 на порядок меньше, а значит, на порядок меньше и вариация ΔB_Ω .

Заметим, что соотношение (47) применимо для приближенного описания магнитного эффекта тока, текущего по бесконечному горизонтальному листу. Не учитывается также экранирующее действие подстилающей поверхности.

Геомагнитный эффект акустических волн. По своим физическим механизмам воздействие инфразвука на верхнюю атмосферу подобно воздействию ВГВ. Подобна и реакция верхней атмосферы на это воздействие. Различие состоит в величине преобладающих периодов вариаций индукции геомагнитного поля. Воздействие инфразвука должно привести к увеличению уровня геомагнитных пульсаций в диапазоне периодов от единиц до десятков секунд (см. табл. 7). Эффект заметно выражен лишь на основной частоте инфразвука ($\Omega \approx 0.1 \dots 1 \text{ c}^{-1}$), где $\Delta B \sim \sim 0.1 \dots 1 \text{ нТ}$ (в дневное время). На удвоенной частоте ΔB_Ω на 2–3 порядка меньше, чем на частоте Ω (см. формулу (47)).

ГЕНЕРАЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ТРОПИЧЕСКИМИ ЦИКЛОНАМИ. ВОЗДЕЙСТВИЕ НА МАГНИТОСФЕРУ И РАДИАЦИОННЫЙ ПОЯС

Развитие ТЦ сопровождается грозами и генерацией электромагнитного излучения в широком диапазоне частот ($f \leq 100 \text{ кГц}$). Об этом свидетельствуют, в частности, ракетные и спутниковые наблюдения [46–48].

Энергия и мощность сильнейшей молнии порядка 10 ГДж и 10 ГВт. За время существования ТЦ их число может достичь $10^3 \dots 10^4$. Суммарная энергия и мощность может приблизиться к 100 ТДж и 100 ТВт. В энергию акустических и электромагнитных волн преобразуются около 0.001 и 0.0001–0.001 энергии молний соответственно. Тогда энергия этих волн, генерируемых 10^4 молниями, составит около 100 и 10–100 ГДж соответственно. Средняя мощность этих излучений за время жизни циклона (6 сут) приближается к значениям 200 и 20–200 кВт соответственно.

Потоки акустической и электромагнитной энергии, достигая верхней атмосферы ($\sim 50 \dots 100 \text{ км}$), существенно изменяют ее параметры. Кроме того, электромагнитное ОНЧ-излучение вдоль магнитных силовых линий поступает в магнитосферу, заполненную энергичными частицами (электронами и протонами). В результате возбуждения циклотронной неустойчивости возникает стимулированное высыпание заряженных частиц из геомагнитной ловушки в верхнюю атмосферу [34]. Динамические уравнения, описывающие вариации плотности w_e энергии ОНЧ-излучения либо излучения альвенновских волн и числа энергичных частиц в магнитной силовой трубке, содержащей источник волн, имеют вид [34–37]:

$$\frac{dw_e}{dt} = I_w + \Gamma_w n w_e - \gamma_w w_e, \quad (48)$$

$$\frac{dn}{dt} = I_n - \gamma_n n w_e, \quad (49)$$

где I_w — мощность источника излучения, I_n — источник энергичных частиц, ν_w^{-1} — время релаксации плотности энергии волн w_e , Γ_w , γ_n — коэффициенты связи. Заметим, что система уравнений (48) и (49) — нелинейная.

Вызванное излучением ОНЧ либо альвенновских волн высыпание соответственно электронов или протонов производит дополнительную ионизацию в верхней атмосфере, модулирует токовую струю, которая, в свою очередь, является источником низкочастотных излучений. Развиваются вторичные процессы в подсистемах, которые уже упоминались. Таким образом осуществляется воздействие циклонов на магнитосферу и радиационный пояс, а также обратное воздействие последних на нижележащие области околоземной среды.

ГЕНЕРАЦИЯ КВАЗИСТАЦИОНАРНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ. ВОЗДЕЙСТВИЕ НА МАГНИТОСФЕРУ И РАДИАЦИОННЫЙ ПОЯС

Океанические аэрозоли. Под аэрозолями понимают твердые и жидкие частицы с диаметрами d_a от 0.05 до 50 мкм [4, 15, 18, 23, 26]. Есть несколько механизмов их образования. Самые крупные аэрозоли ($d_a > 1 \text{ мкм}$) возникают в

результате разбрызгивания и высыхания капель при скорости ветра $V > 7$ м/с, а также в результате распада струйки воды, выбрасываемой из лопающегося пузырька. В спокойных условиях их концентрация n_a и объемная плотность ρ_a не превышают $5 \cdot 10^4$ м⁻³ и $5 \cdot 10^{-11}$ кг/м³. Более мелкие ($d_a < 1$ мкм) аэрозоли образуются в основном в момент разрыва пленки всплывающего на поверхность пузырька газа, в котором имеется избыточное давление. Другим способом образования аэрозолей с указанными размерами является стягивание лопнувшей пленки пузырька. Максимум функции распределения частиц по размерам приходится на $d_a \approx 0.1$ мкм. В спокойных условиях для этих частиц $n_a \approx (3...5) \cdot 10^8$ м⁻³, $\rho_a \approx (3...5) \cdot 10^{-10}$ кг/м³ [4]. Поэтому именно аэрозоли с $d_a \approx 0.1$ мкм играют главную роль в обсуждаемых ниже эффектах.

Сильный ветер в циклоне способствует более интенсивному образованию аэрозолей. Для плотности аэрозолей всех масштабов справедливо следующее эмпирическое соотношение [4]:

$$\ln \rho_a = 0.16V + 1.45, \quad (50)$$

или

$$\rho_a(V) = \rho_{a0} e^{\alpha_a V},$$

где $\rho_{a0} = 4.3 \cdot 10^{-9}$ кг/м³, $\alpha_a = 0.16$ с/м. Пределы применимости формулы (50) неизвестны, но уже при $V = 35$ м/с (переход к урагану) ρ_a увеличивается примерно на два с половиной порядка, достигая значений $\rho_a \approx 10^{-6}$ кг/м³ и $n_a \approx 10^{11}$ м⁻³.

Атмосферный ток. В спокойных условиях средняя плотность тока в атмосфере составляет $j_0 \approx 3 \cdot 10^{-12}$ А/м² [4, 31]. Уравнения баланса концентраций положительных и отрицательных ионов аналогичны и имеют вид

$$\frac{dn_i}{dt} = q_i - \alpha_i n_i^2 - \beta_a n_i,$$

где величина q_i — скорость образования ионов, $\alpha_i = 1.6 \cdot 10^{-12}$ м³/с — коэффициент рекомбинации ионов, $\beta_a = 0.0165$ м³/с — коэффициент прилипания ионов к аэрозолям. В отсутствие последних в стационарном состоянии $n_{i\infty} = (q_i/\alpha_i)^{1/2}$. В спокойных условиях при $q_{i0} \approx 10^7$ м⁻³ с⁻¹ имеем $n_{i\infty} \approx 2.5 \cdot 10^9$ м⁻³. При $n_a \neq 0$ практически все ионы быстро (за время $\tau_a = (\beta_a n_a)^{-1} \sim 10^{-7}$ с) прилипнут к аэрозолям. Заряд в единице объема

$Q_0 = en_{i\infty}$ составит около $4 \cdot 10^{-10}$ Кл/м³. При скорости конвекции w разделившиеся заряды создали бы плотность тока $j_{a0} = Q_0 w = en_{i\infty} w$. Для $n_{i\infty} = 2.5 \cdot 10^9$ м⁻³ и $w = 0.6$ м/с имеем $j_{a0} = 2.4 \cdot 10^{-10}$ А/м². В спокойных условиях, однако, значительного разделения заряда не происходит, и $j_{a0} \approx j_0 \approx 3 \cdot 10^{-12}$ А/м².

В развитом циклоне ситуация может резко измениться. При этом существенно активизируются образование аэрозолей, их электризация, разделение зарядов и т. д.

Механизмы электризации аэрозолей перечислены в работе [26]. Для ТЦ основным из них, по-видимому, является распыление капель. Восходящие потоки воздуха в циклоне переносят вверх положительно заряженные аэрозоли. Более крупные капли, заряженные отрицательно, двигаются вниз. В результате этого существенно увеличивается плотность атмосферного тока. Увеличение интенсивности осадков приводит к значительному увеличению j_a . Во время ливней, обычно сопровождающих ТЦ, значение j_a может достигнуть 10^{-8} и даже 10^{-7} А/м² [3, 4].

Преобладание концентрации ионов одного знака над другим обеспечивает возникновение нескомпенсированного объемного заряда (обычно положительного). Его величина может существенно превысить фоновое значение (порядка 10^{-10} Кл/м³). В грозовом очаге, который возникает в кучево-дождовом облаке ядра циклона, плотность тока уже приближается к значению $j_a \approx 10^{-7}$ А/м². При том же значении w это соответствует $Q = j_a w \approx 1.7 \cdot 10^{-7}$ Кл/м³ и скорости разделения заряда $\dot{Q} = j_a / H_a \approx 10^{-11}$ А/м³. (Здесь точка над Q обозначает производную по времени, H_a — толщина облака, обычно $H_a \approx \approx 10$ км). Эти значения следует рассматривать как оценку сверху. Более вероятными представляются значения $j_a \approx 3 \cdot 10^{-9} \dots 3 \cdot 10^{-8}$ А/м² и $\dot{Q} \approx 3 \cdot 10^{-13} \dots 3 \cdot 10^{-12}$ А/м³. Важно, что даже в этом случае $j_a/j_0 \approx 10^3 \dots 10^4$.

Появление мощного атмосферного тока приводит к генерации квазистационарных электрических и магнитных полей в верхней атмосфере, ионосфере и магнитосфере [16, 17].

Генерация электрического поля. Процессы в атмосфере, имеющие характерное время становления не менее $t_0 = \varepsilon_0/\sigma_0 \approx 440$ с, можно рассматривать как квазистационарные. Здесь

Таблица 8. Электрические параметры ТЦ в зависимости от плотности электрического заряда.
Здесь E_e — напряженность электрического поля в облаке, $F_e = QE_e$, $F_p = \Delta p(r_0)/r_0$, $F_k = 2\omega v_0 \rho$
и $F_c = \rho v_0^2/2$ — удельные электрическая, термодинамическая, кориолисова и центробежная силы

$Q, \text{з}$ Кл/м	$w_0,$ м/с	$j_a,$ $\text{А}/\text{м}^2$	$\dot{Q}, \text{з}$ $\text{А}/\text{м}$	$E_e,$ МВ/м	$F_e, \text{з}$ Н/м ³	$F_p, \text{з}$ Н/м ³	$F_k, \text{з}$ Н/м ³	$F_c, \text{з}$ Н/м ³	$v_0,$ м/с	$r_0,$ км	$\Delta p(r_0),$ кПа	$R_0,$ км	$\Delta B(R_0),$ нТл
10^{-10}	0.03	$3 \cdot 10^{-12}$	$3 \cdot 10^{-16}$	0.1	10^{-5}	0.1	2	0.03	15	10	0.8	400	0.0008
10^{-9}	0.04	$4 \cdot 10^{-11}$	$4 \cdot 10^{-15}$	0.2	$2 \cdot 10^{-4}$	0.3	4	0.1	30	11	3	450	0.011
10^{-8}	0.05	$5 \cdot 10^{-10}$	$5 \cdot 10^{-14}$	0.4	0.004	0.6	7	0.2	50	14	9	570	0.2
10^{-7}	0.1	10^{-8}	10^{-12}	0.6	0.06	0.8	8	0.3	60	15	12	610	3.8
10^{-6}	0.2	$2 \cdot 10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-11}$	0.8	0.8	1.1	9	0.4	70	16	17	650	82
10^{-5}	0.3	$3 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-10}$	1.0	10	1.2	10	0.5	80	18	22	700	1300
10^{-4}	0.5	$5 \cdot 10^{-5}$	$5 \cdot 10^{-9}$	2.0	200	1.4	12	0.5	90	20	28	750	24000

$\varepsilon_0 \approx 8.85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$ — электрическая постоянная, $\sigma_0 = 2 \cdot 10^{14} \text{ См/м}$ — проводимость воздуха у поверхности воды в невозмущенных условиях. Следуя работам [16, 17], для оценки электрического поля в ионосфере, вызванного циклонической деятельностью, можно получить следующее соотношение:

$$E_i = E_0 \frac{\sigma_0 j_a}{\sigma_i j_0},$$

где $\sigma_i \approx 10^{-6} \text{ См/м}$ — проводимость плазмы у нижней границы ионосферы, $E_0 = 150 \text{ В/м}$ — напряженность электрического поля у поверхности воды. Подставляя приведенные выше оценки j_a , получим $E_i \approx 3 \dots 30 \text{ мВ/м}$. Эти значения E_i на 1—2 порядка превышают фоновые значения напряженности электрического поля в ионосфере. Добавим, что максимальное возмущение этого поля имеет место не строго над ТЦ, а в стороне от него. Смещение связано с переносом возмущения по магнитным силовым линиям с высоты динамо-области ($z \sim 100 \dots 150 \text{ км}$) на большие высоты. Величина смещения достигает $600 \dots 800 \text{ км}$ [16, 17], что одного порядка с размером ТЦ.

Генерация магнитного поля. Увеличение атмосферного тока в области циклона вызывает вариации геомагнитного поля. Изменение индукции магнитного поля ΔB на расстоянии R дается известным соотношением:

$$\Delta B = \mu_0 \frac{I_a}{2\pi R}.$$

Здесь $I_a = j_a S_0$, где $S_0 = \pi R_0^2$. Тогда на расстоянии R_0 от центра циклона для оценок в системе СИ имеем следующее выражение:

$$\Delta B(R_0) \approx 6.3 \cdot 10^{-7} j_a R_0.$$

Например, при $j_a \approx 3 \cdot 10^{-9} \text{ А}/\text{м}^2$, $R_0 = 600 \text{ км}$ получим $\Delta B(R_0) \approx 1 \text{ нТл}$. Результаты оценок $\Delta B(R_0)$ приведены в табл. 8.

Воздействие на энергичные частицы. Генерируемое электрическое поле, незначительно ослабляясь, по магнитным силовым линиям проникает в магнитосферу и при определенных условиях уменьшает «поперечную» энергию заряженных частиц на величину $\epsilon = eE_i L_\perp$, где L_\perp — горизонтальный масштаб возмущения электрического поля [35—37]. Полагая $L_\perp = 2R_0 \approx 1000 \text{ км}$, получим $\epsilon_\perp \approx 5 \dots 50 \text{ кэВ}$. Таких значений ϵ_\perp достаточно для перераспределения частиц по питч-углам и высыпания определенной их доли из радиационного пояса в верхнюю атмосферу, а также для возникновения ряда уже упоминавшихся вторичных процессов.

ОБСУЖДЕНИЕ

Мощное землетрясение (ЗТ), по-видимому, было первым из высокоэнергичных источников, заставивших еще в начале 1960-х гг. пересмотреть взгляды на роль потоков энергии «снизу». До этого считалось, что процессы в геокосмосе определяются лишь потоками энергии «сверху» [33—35]. Энергия и мощность сильнейших ЗТ находятся в пределах $10^{18} \dots 10^{19} \text{ Дж}$ и $10^{16} \dots 10^{17} \text{ Вт}$. Эти же величины для АГВ, порождаемых ЗТ, на 3—4 порядка меньше. Весьма значительна и энергетика электромагнитного излучения ЗТ.

Особую роль в изучении сейсмо-ионосферно-магнитосферных связей сыграли мощные наземные взрывы, и в частности, знаменитый проект MACCA (магнитосферно-атмосферные связи при сейсмо-акустических явлениях), реализованный 28 ноября 1981 г. (см. специальный выпуск [29]). В конце минувшего века значительное внимание стало уделяться поиску предвестников ЗТ в геокосмосе [7, 21]. По существу была подготовлена почва для смены парадигмы [32, 35–40]. Стало понятным, что Земля и ее оболочки представляют собой единую систему. Между ее подсистемами имеют место взаимодействия. Последние проявляются четко при достаточно интенсивных ЗТ, которые случаются сравнительно редко.

О влиянии мощных атмосферных процессов на верхнюю атмосферу подозревали давно, но лишь в последнее время получены убедительные доказательства этого [16, 17, 44]. Обычные (внетропические) циклоны существуют почти всегда. Это означает, что их воздействие на верхнюю атмосферу может быть регулярным. Отличие ТЦ от обычного циклона состоит в наличии взаимодействия океана с нижней атмосферой. Таким образом, роль ТЦ в системе океан — атмосфера — ионосфера — магнитосфера становится существенной. В настоящей работе построена схематизированная модель взаимодействия перечисленных подсистем. Одни процессы рассмотрены сравнительно подробно, другие — менее подробно.

Взаимодействие океана и ТЦ изучалось детально [9, 19, 30]. Работа [45] интересна тем, что в ней рассмотрено нелинейное взаимодействие в подсистеме океан — ТЦ и показано, что процесс может описываться затухающими нелинейными колебаниями. При этом ТЦ считался неподвижным, что бывает весьма редко. В настоящей работе учтено и движение ТЦ. Кроме того, сделано, как нам кажется, естественное предположение, что энергетическая подпитка возникшего циклона имеет место до тех пор, пока температура поверхностного слоя t_1 превышает температуру нижележащих холодных слоев t_{1m} . В работе [43] считалось, что подпитка имеет место лишь при $t_1 > t_c$. Поскольку $t_c \approx 26.5^\circ\text{C}$, а $t_{1m} \approx 23^\circ\text{C}$, то разница существенна. В частности, в нашем случае стационарное значение $t_s < t_c$. Кроме того, стационарное зна-

чение тангенциальной скорости в циклоне может достигать 50—60 м/с (в работе [45] оно было около 20 м/с). Значение $v_0 \approx 20$ м/с для урагана (тайфуна) — слишком мало.

В настоящей работе рассмотрены три механизма воздействия ТЦ на верхнюю атмосферу и геокосмос: акусто-гравитационный, электромагнитный и квазистатический. Вычислены потоки энергии АГВ. Показано, что даже для наиболее сильных ТЦ мощность излучаемых ВГВ P_r значительно (на два порядка) меньше мощности P_f , затрачиваемой на трение потоков воздуха в циклоне о поверхность океана. Учитывая, что $P_f \propto v_0^3$, а $P_r \propto v_0^{53/12}$, приходим к выводу, что генерация ВГВ могла бы ограничивать дальнейшее увеличение скорости ветра в циклоне и его предельную мощность, связанную с движением воздушных масс. Это имело бы место при нереально больших значениях v_0 .

Мощность излучения ВГВ для сильнейших ТЦ достигает 10^{11} — 10^{12} Вт. Для сравнения укажем, что по нашим оценкам мощность излучения ВГВ всеми горными системами планеты (мощность орографических возмущений) составляет в среднем около 10^{11} Вт.

Интересным выводом работы является возможность генерации возмущений геомагнитного поля не только на частоте ВГВ (что естественно), но и на удвоенной частоте в результате нагрева газа диссирируемой на высотах 80—200 км ВГВ. Важно, что этот вывод подкрепляется результатами наблюдений [44]. В этой работе возмущения давления имели составляющую с периодом T около 2 и 1 ч, а возмущение D -компоненты геомагнитного поля — составляющие с периодами 1 и 0.5 ч. Оценим время запаздывания вариаций геомагнитного поля на удвоенной частоте по сравнению с изменениями давления воздуха на поверхности. Если предположить, что ВГВ с $T \approx 1$ ч достигает верхней атмосферы со скоростью, близкой к $0.2c_{s0}$ [44], то время ее распространения до высоты $z \sim 120$ км составляет около 30 мин. Запаздывание вариаций температуры, связанных с нагревом газа в верхней атмосфере, как показано выше, составляет $T_w/4 \approx 25\ldots 30$ мин (см. (41) и (46)). Суммарное запаздывание должно быть около 55—60 мин. Наконец, нами объяснен результат из [44], где отмечалось, что наиболее

вероятное значение периода ВГВ составляло 1.5 ч. Выше показано, что интенсивность излучения резко увеличивается в окрестности частоты Ω_1 , которой соответствует период $T_{r1} \approx 1.45$ ч (при турбулентных пульсациях скорости $\tilde{v} \approx 6$ м/с и радиусе вихря $l \approx 500$ км). Добавим, что в работе [44] наблюдались АГВ, генерированные не ТЦ, а мощным атмосферным фронтом. Разница состоит в механизмах образования атмосферных вихрей, механизмы же генерации АГВ остаются подобными, в обоих случаях они вызваны интенсификацией атмосферной турбулентности.

На высотах 100—150 км ВГВ становятся нелинейными, здесь скорость v_w сопоставима со скоростью звука. Имеет место диссипация энергии этих волн, что способствует возникновению целого комплекса динамических и тепловых эффектов. К ним относятся: всплыивание нагретого воздуха, развитие гидродинамической неустойчивости в атмосфере, интенсификация турбулентности, возбуждение струйного течения [20] и диссипативных структур [8], неустойчивость АГВ, стимулированная значительным увеличением электрического поля на ионосферных высотах [27], генерация АГВ-вихрей [1] и др.

Возникновение электромагнитного излучения ТЦ обусловлено грозовой деятельностью в ядре циклона. Генерируемое при этом ОНЧ-излучение эффективно взаимодействует с запасенными в радиационном поясе электронами. Возникающие при этом процессы детально изучены в работе [5]. Оценки триггерного эффекта выполнены автором настоящей статьи [35].

Механизм генерации квазистационарных возмущений электрического поля и результаты соответствующих наблюдений обсуждаются в работах [16, 17], однако причины увеличения тока в приводной атмосфере не указываются. По-видимому, увеличение тока обусловлено активизацией процессов образования и электризации аэрозолей в результате значительного усиления ветра в развившемся циклоне.

В заключение добавим, что до настоящего времени роль электрических процессов в ТЦ недооценивалась. На необходимость их учета указано в работе [3]. Расчеты показывают, что электрические силы могут быть не только существенными, но и определяющими (табл. 8). Последняя ситуация может возникнуть в циклоне

лишь при $Q \geq 10^{-6}$ Кл/м³, $j_a \geq 10^{-7}$ А/м². В этом случае и воздействие ТЦ на ионосферу и магнитосферу тоже должно увеличиться, так как $j_a/j_{a0} \geq 10^5$. При достаточно большой объемной плотности заряда Q воздух в ТЦ ведет себя как плазмоподобная среда, помещенная во внешнее магнитное поле. В такой среде следует ожидать появление вихрей электромагнитной природы, волновых низкочастотных процессов, электрических структур, неустойчивостей и т. д. В результате развития таких процессов возникают новые каналы воздействия циклона на ионосферу и магнитосферу. Эти вопросы, однако, требуют специального рассмотрения.

Таким образом, в настоящей работе построена схематизированная модель процессов в системе океан — циклон — верхняя атмосфера — ионосфера — магнитосфера. Основные моменты взаимодействия между подсистемами опираются на результаты наблюдений других исследователей. Разумеется, в будущем данная модель будет конкретизироваться и детализироваться.

Выводы

1. Обосновано положение о том, что тропический циклон — одно из систематически возникающих самых высокоэнергетических крупномасштабных атмосферных образований на нашей планете — является элементом системы океан — атмосфера — ионосфера — магнитосфера. ТЦ играет определяющую роль в глобальном массо- и энергообмене в этой системе.

2. Изучение указанной системы требует рассмотрения широкого круга физических явлений и процессов в подсистемах, механизмов их взаимодействия. Обсуждаемая проблема — междисциплинарная. Она находится на стыке различных наук о Земле и околоземном космосе. К ним относятся физика океана, метеорология, физика атмосферы, физика геокосмоса, геомагнетизм и др.

3. Построены основы схематизированной модели основных процессов в системе океан — атмосфера — ионосфера — магнитосфера.

4. Продемонстрировано, что подсистемы и вся система в целом являются нелинейными.

5. Указаны основные механизмы взаимодействия подсистем. Между подсистемами имеют ме-

сто прямые и обратные связи. Возникающие при этом процессы характеризуются значительной энергетикой.

6. Воздействие циклона на верхнюю атмосферу, ионосферу и магнитосферу осуществляется по крайней мере по трем каналам: акустико-гравитационному, электромагнитному и электрическому, с которыми связаны генерация волн и полей соответствующей природы.

7. Изложенная схематизированная модель будет уточняться и совершенствоваться в дальнейших исследованиях. Однако уже сейчас ясно, что спутниковые наблюдения вариаций ряда параметров атмосферы и геокосмоса позволят расширить возможности ранней диагностики тропических циклонов и их предвестников.

Автор благодарен К. П. Гармашу за полезное обсуждение отдельных результатов работы.

1. Абурджания Г. Д. Самоорганизация акустико-гравитационных вихрей в ионосфере перед землетрясением // Физика плазмы.—1996.—22, № 10.—С. 954—958.
2. Абурджания Г. Д., Хантадзе А. Г. Крупномасштабные электромагнитные волновые структуры в Е-области ионосферы // Геомагнетизм и аэрономия.—2002.—42, № 2.—С. 245—251.
3. Артеха С. Н., Ерохин Н. С. Электромагнитные силы и вихревые процессы в атмосфере // Междунар. конф. МСС-04 «Трансформация волн, когерентные структуры и турбулентность»: Сб. тр., 23—25 сентября 2004 г. — М.: РОХОС, 2004.—С. 326—331.
4. Атмосфера. Справочник. — Л: Гидрометеоиздат, 1991.—510 с.
5. Беспалов П. А., Трахтенгерц В. Ю. Альвеновские мазеры. — Горький: ИПФ АН СССР, 1986.—190 с.
6. Бреховских Л. М. Об излучении инфразвука в атмосфере океаническими волнами// Изв. АН СССР. Сер. Физика атмосферы и океана.—1968.—4, № 4.—С. 444—450.
7. Бучаченко А. Л., Ораевский В. Н., Похотов О. А. и др. Ионосферные предвестники землетрясений // Успехи физ. наук.—1996.—166, № 9.—С. 1023—1029.
8. Гивишвили Г. В. Квазистационарные ионосферные неоднородности и мелкомасштабные ячейки циркуляции свободной атмосферы // Геомагнетизм и аэрономия.—1990.—30, № 1.—С. 90—97.
9. Гилл А. Динамика атмосферы и океана. — М: Мир, 1986.—Том. 1.—400 с.; Том. 2.—416 с.
10. Голицын Г. С. Статистика и энергетика тропических циклонов // Докл. АН.—1997.—354, № 4.—С. 535—538.
11. Голицын Г. С., Ярошевич М. И. Особенности повторяемости тропических циклонов по энергиям // Докл. АН.—2000.—372, № 4.—С. 544—546.
12. Госсард Э., Хук У. Волны в атмосфере. — М: Мир, 1978.—532 с.
13. Григорьев Г. И. Акустико-гравитационные волны в атмосфере (Обзор) // Изв. вузов. Радиофизика.—1999.—42, № 1.—С. 3—24.
14. Дробязко И. Н. Красильников В. Н. Генерация акустико-гравитационных волн атмосферной турбулентностью // Изв. вузов. Радиофизика.—1985.—28, № 11.—С. 1357—1365.
15. Ивлев Л. С. Химический состав и структура атмосферных аэрозолей. — Л: Гидрометеоиздат, 1982.—366 с.
16. Исаев Н. В., Сорокин В. М., Чмырев В. М. и др. Возмущение электрического поля в ионосфере морскими штормами и тайфунами // Космические исследования.—2002.—40, № 6.—С. 591—597.
17. Исаев Н. В., Сорокин В. М., Чмырев В. М., Серебрякова О. Н. Электрические поля в ионосфере, связанные с морскими штормами и тайфунами // Геомагнетизм и аэрономия.—2002.—42, № 5.—С. 670—675.
18. Кондратьев К. Я., Поздняков Д. В. Аэрозольные модели атмосферы. — М., 1981.—103 с.
19. Краус Е. Б. Взаимодействие атмосферы и океана. — Л: Гидрометеоиздат, 1979.—295 с.
20. Кшевецкий С. П., Гаврилов Н. М. Вертикальное распространение нелинейных гравитационных волн и их разрушение в атмосфере // Геомагнетизм и аэрономия.—2003.—43, № 1.—С. 74—82.
21. Липперовский В. А., Похотов О. А., Шалимов С. Л. Ионосферные предвестники землетрясений. — М.: Наука, 1992.—304 с.
22. Матвеев Ю. Л., Матвеев Л. Т. Особенности образования, развития и движения тропических циклонов // Физика атмосферы и океана.—2000.—36, № 6.—С. 760—767.
23. Петренчук О. П. Экспериментальные исследования атмосферного аэрозоля. — Л: Гидрометеоиздат, 1979.—264 с.
24. Погорельцев А. И., Перцев Н. Н. Влияние фонового ветра на формирование структуры акустико-гравитационных волн в термосфере // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана.—1995.—31, № 6.—С. 755—760.
25. Пономарев Е. А., Ерущенков А. И. Инфразвуковые волны в атмосфере Земли (Обзор) // Изв. вузов. Радиофизика.—1977.—20, № 12.—С. 1773—1789.
26. Райст П. Аэрозоли. Введение в теорию: Пер. с англ. — М: Мир, 1987.—280 с.
27. Сорокин В. М., Чмырев В. М. О неустойчивости акустогравитационных волн в ионосфере под действием электрического поля // Геомагнетизм и аэрономия.—1999.—39, № 5.—С. 38—45.
28. Сорокин В. М., Чмырев В. М. Электродинамическая модель ионосферных предвестников землетрясений и некоторых видов катастроф // Геомагнетизм и аэрономия.—2002.—42, № 6.—С. 821—830.
29. Физика Земли.—1985.—№ 11.
30. Хайн А. П., Сутырин Г. Г. Тропические циклоны и их взаимодействие с океаном. — Л.: Гидрометеоиздат, 1983.—272 с.
31. Чалмерс Дж. А. Атмосферное электричество. — Л.: Гидрометеоиздат, 1974.—384 с.
32. Черногор Л. Ф. Глобальные эффекты при локальном энерговыделении в Геосфере // Всесоюз. конф. «Нетрадиционные научные идеи о природе и ее явлениях». — Гомель, 1990.—Т. 2.—С. 221—229.
33. Черногор Л. Ф. Инфразвуковое воздействие землетрясений и их предвестников на параметры околосземного

- пространства // Радиофизика и радиоастрономия.—1997.—2, № 4.—С. 463—472.
34. Черногор Л. Ф. Энергетика процессов на Земле, в атмосфере и околоземном космосе в свете проекта «Попредження» // Космічна наука і технологія.—1999.—5, № 1.—С. 38—47.
35. Черногор Л. Ф. Геокосмосфера — открытая динамическая нелинейная система // Вісник Харків. ун-ту. Радіофізика та електроніка.—2002.—№ 570, вип. 2.—С. 175—180.
36. Черногор Л. Ф. Физика Земли, атмосферы и геокосмоса в свете системной парадигмы // Радиофизика и радиоастрономия.—2003.—8, № 1.—С. 59—106.
37. Черногор Л. Ф. Земля — атмосфера — геокосмос как открытая динамическая нелинейная система // Космічна наука і технологія.—2003.—9, № 5/6.—С. 96—105.
38. Черногор Л. Ф. Земля — атмосфера — ионосфера — магнитосфера как открытая динамическая нелинейная система // Пятая Российская конф. по атмосферному электричеству: Сб. тр., Владимир, 21—26 сентября 2003 г. — Владимир, 2003.—Т. 1.—С. 32—35.
39. Черногор Л. Ф. Земля — атмосфера — геокосмос как открытая динамическая нелинейная система // Сб. тез. Третьей Украин. конф. по перспективным космическим исследованиям. — Кацивели, Крым, 2003.—С. 121.
40. Черногор Л. Ф. Земля — атмосфера — геокосмос як відкрита динамічна нелінійна система // Каразінські природознавчі студії: Матер. міжнар. наук. конф., 14—16 червня 2004 р., Харків. — Харків, 2004.—С. 155—156.
41. Шакина Н. П. Гидродинамическая неустойчивость в атмосфере. — Л.: Гидрометеоиздат, 1990.—309 с.
42. Шефон Н. Н. Солнечная активность и приземная циркуляция как соизмеримые источники вариаций теплового режима нижней термосферы // Геомагнетизм и аэрономия.—1985.—25, № 5.—С. 848—849.
43. Шулейкин В. В. Расчет развития и затухания тропических ураганов и главных волн, создаваемых ураганами. — Л.: Гидрометеоиздат, 1978.—97 с.
44. Ямпольский Ю. М., Зализовский А. В., Литвиненко Л. Н., Лизунов Г. В., Гровс К., Молдин М. Вариации магнитного поля в Антарктиде и сопряженном регионе (Новая Англия), стимулированные циклонической активностью // Радиофизика и радиоастрономия.—2004.—9, № 2.—С. 130—151.
45. Ярошевич М. И., Ингель Л. Х. Тропический циклон как элемент системы океан — атмосфера // Докл. АН.—2004.—399, № 3.—С. 397—400.
46. Holzworth R. Y., Kelly M. S., Siefring C. L., et al. Electrical measurements in the atmosphere and the ionosphere over an active thunderstorm. 2. Direct current electric fields and conductivity // J. Geophys. Res.—1985.—90, N A10.—P. 9824—9832.
47. Kelly M. S., Siefring C. L., Pfaff R. F., et al. Electrical measurements in the atmosphere and the ionosphere over an active thunderstorm. 1. Campaign overview and initial ionospheric results // J. Geophys. Res.—1985.—90, N A10.—P. 9815—9824.
48. Mikhailova G., Mikhailov Ya., Kapustina O. ULF-VLF electric fields in the external ionosphere over powerful typhoons in Pacific oceans // International J. Geomag. Aeronomy.—2000.—2, N 2.—P. 153—158.

THE TROPICAL CYCLONE AS AN ELEMENT OF THE EARTH — ATMOSPHERE — IONOSPHERE — MAGNETOSPHERE SYSTEM

L. F. Chernogor

The proposition that the tropical cyclone is an element of the land surface — ocean — atmosphere — ionosphere — magnetosphere system is justified. A block-diagram model for the principal processes taking place in the system is developed. The system and its subsystems are shown to be nonlinear. The main mechanisms of the interaction between the subsystems are described. The feedbacks and feed forwards existing between the subsystems are characterized by significant energetics. The cyclone affects the upper atmosphere, ionosphere and magnetosphere through acoustic gravity and electromagnetic waves as well as through quasi-steady electric fields.