



РАСЧЕТ ВОЗНИКНОВЕНИЯ И РАЗВИТИЯ ИОНОСФЕРНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

М.С. Иванов, Г.Ф. Тулинов, Б.М. Кирюшов, А.Ю. Репин,
В.В. Саморуков, В.В. Хлестов, С.Д. Богодяж

На современном этапе актуальной задачей становится предсказание последствий антропогенного воздействия на верхнюю атмосферу, поскольку существует ряд ясных и конкретных оценок, указывающих на её существенные изменения, произошедшие с начала космической эры. Необходимо предсказывать результаты изменений в ОКП для различных сценариев возможных воздействий, чтобы выделить опасные эффекты по характеру и времени действия. Модели в этом случае будут определять задачи мониторинга верхней атмосферы, состав и режимы работы его систем.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: ВЕРХНЯЯ АТМОСФЕРА, ЭМПИРИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ, ИОНОСФЕРНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ, ДРЕЙФОВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ, ДРЕЙФОВО-ДИССИПАТИВНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ

1. ВВЕДЕНИЕ

Росгидрометом в течение многих лет создаётся система мониторинга верхней атмосферы (ВА), состоящая из средств наземного, ракетного и спутникового базирования.

Концепция контроля состояния ВА базируется на комплексном использовании результатов наблюдений, выполняемых на космических аппаратах и геофизических ракетах в совокупности с наземными, в частности, лидарными измерениями, с проведением оперативных расчетов параметров ВА с помощью комплекса атмосферно-ионосферных моделей. Данный комплекс должен сочетать в себе численные и эмпирические модели верхней атмосферы и ионосферы, модели ветра, электрического, геомагнитного и гравитационного полей Земли, дополненные блоками расчётов возмущений. Комплекс программ позволяет провести расчеты параметров верхней атмосферы по произвольной заданной пространственной и временной сетке.

Прогноз состояния ВА может быть осуществлен с помощью этих же моделей, адаптированных к реальным условиям на основе данных мониторинга и при введении в нее прогностических величин солнечной и геомагнитной активности, оперативно получаемых Гелиогеофизической службой ФГБУ «ИПГ».

Ряд причин делает невозможными или опасными масштабные прямые активные эксперименты, с помощью которых можно было бы оценивать возможные эффекты антропогенного воздействия на высокие слои атмосферы, защищающие биосферу от опасных космических воздействий. Малое энерго- и массо- содержание верхней атмосферы, недостаточная изученность процессов, приводящих к неустойчивостям, существенная их нелинейность, многочисленные взаимосвязи — всё это не позволяет однозначно предсказывать ход и результаты подобных экспериментов при их масштабах и интенсивностях воздействий на среду.

В основу разработки методов прогноза целесообразно взять построение последовательного ряда усложняющихся имитационных моделей, позволяющих математически «проигрывать» ряд сценариев изменений в верхней и средней атмосфере, в частности, при различных условиях загрязнения ОКП.

2. РАЗРАБОТКА ОСНОВ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ДРЕЙФОВЫХ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

Разработка основ численного моделирования дрейфовых неустойчивостей ионосферной плазмы начата с аналитического рассмотрения дрейфово-диссипативного механизма.

Для оценки неустойчивости дрейфующей плазмы ионосферы, было рассмотрено действие факторов внутренней её неустойчивости. Фоновые распределения здесь могут приводить к развитию дрейфово-диссипативной неустойчивости, обусловленной эффектом продольного (по магнитному полю) градиента электронной концентрации плазмы, работающим вне экваториальных широт.

Механизм неустойчивости последнего типа практически не обсуждался для ионосферной плазмы в литературе. Было показано, что такой механизм должен играть важную роль. Рассмотрим его подробнее. Это рассмотрение было проведено, следуя работе [1], сначала с предельно упрощённого случая, когда никакой неустойчивости нет, но с помощью которого, легче представить, за счёт чего и в каких ситуациях она должна появляться.

В качестве исходных уравнений рассмотрим сначала в точности те же самые уравнения для скорости плазмы, которые были приняты в работе [1] (уравнения (1.5) – (1.8) из [1]):

$$v_{1z} = -b_1 E_z - D_1 (\partial n / \partial z) \quad (1)$$

$$v_{2z} = 0 \quad (2)$$

$$\mathbf{v}_{1\perp} = \mathbf{E} \times \mathbf{H} / H^2 + (T_1 / e N^2) (\nabla n \times \mathbf{H} / n) \quad (3)$$

$$\mathbf{v}_{2\perp} = \mathbf{E} \times \mathbf{H} / H^2 \quad (4)$$

В уравнении (1) $b_1 = e / m_1 v_{10}$ — подвижность и $D_1 = T_1 / m_1 v_{10}$ — коэффициент продольной диффузии электронов. e , m_1 , T_1 — заряд, масса и температура (везде будет указываться в эргах) электронов, v_{10} — частота их столкновений с нейтралами.

Используя уравнение непрерывности и проводя линеаризацию, которую нужно выполнить только для электронов в силу упрощённого вида исходных уравнений и выбранной конфигурации возмущения, получаем:

$$-i\omega \delta n = ik_y \delta \psi / H (\partial n^0 / \partial x) + b_1 k_z^2 n^0 \delta \psi - D_1 k_z^2 \delta n \quad (5)$$

$$-i\omega \delta n = ik_y \delta \psi / H (\partial n^0 / \partial x) \quad (6)$$

Из (5) и (6) находим связь между $\delta \psi$ и δn :

$$\delta \psi = (T_1 / e) \delta n / n^0 \quad (7)$$

Как видим, возмущения потенциала $\delta \psi$ (или заряда $\delta \rho$) синфазны с возмущениями концентрации δn . Это означает, что электроны действительно заполняют впадины, оставляя симметрично ионы на горбах возмущений, как и утверждалось ранее.

Скорость роста возмущений при этом:, $\gamma \equiv \text{Im} \omega = 0$, (8)

частота:, $\omega = -(k_y T_1 / e n^0 H) (\partial n^0 / \partial x)$, (9)

а фазовая скорость:, $\mathbf{v}_\phi = -\mathbf{y}_0 (T_1 / e n^0 H) (\partial n^0 / \partial x) = -(\nabla n^0 \times \mathbf{H} / n^0) / (e H^2 / T_1)$, (10)

как видим, есть дрейфовая скорость.

Любой фактор, перераспределяющий заряды так, что сдвиг фазы между распределениями E_p и δn будет отличаться от значения $-\pi/2$, приведёт к росту или затуханию дрейфовой волны.

Заметим, что некоторые факторы, которые могут приводить к её росту, были указаны уже в [1]. Это — инерция ионов, эффект конечности ларморовского радиуса, эффект отклонения плазмы от нейтральности. Заметим также, что расчёт параметров неустойчивости, развивающейся в ионосфере за счёт последнего эффекта, был выполнен в ходе работ по настоящей теме. Основным является сейчас следующее заключение.

Движение плазмы против продольного градиента электронной концентрации фоновой плазмы также может приводить к развитию дрейфово-диссипативной неустойчивости. Покажем это. Посмотрим, что изменится, когда вектор \mathbf{H} выведен на малый угол I из плоскости постоянной плотности фоновой плазмы (рис. 1). Сила $F_{e||} = -(T_1/m_1) \partial \ln n^0 / \partial z$ против продольной компоненты градиента давления электронов фоновой плазмы будет стремиться вывести электроны из ложбин в распределении возмущения, «затаскивая» их на соседние «горбы», расположенные при больших Z , и оставляя для положительных зарядов освобожденные области с противоположных сторон. Конечная величина смещения зарядов Δ установится при равновесии смещающей силы с возвращающим действием электрического поля E_p , возникающего при разделении зарядов по описанному механизму.

Кривая распределения электрического поляризованного поля E_p сдвинется в сторону больших Z , а это означает, что и в сторону больших Y (слои возмущения расположены наклонно к Y и к Z , как это показывают наклонные линии на рисунке). Сдвиг фаз между волнами E_p и δn теперь отличается от $-\pi/2$ и кроме «чистого» дрейфа, который существовал в предыдущем случае, в рассматриваемой конфигурации появится рост возмущения.

Действительно, нетрудно убедиться по рисунку, что после такого сдвига под действием компоненты E_p (параллельной оси Y) возникнет дрейф областей уплотнения из более плотной плазмы фона, а значит, и рост электронной концентрации в возмущении. Для областей с пониженной электронной плотностью поле E_p и дрейф поменяют свои знаки — эти области будут «вдвигаться» в более плотную плазму фона из разреженных областей, расположенных при меньших X .

Проведём расчёт скорости роста возмущения. Можно видеть, что линеаризация члена $-\partial(nv_{1z})/\partial z$ в уравнении непрерывности при скорости v_{1z} , определяемой уравнением (1) при наличии продольного градиента $\partial n^0/\partial z$, даёт дополнительный член в правой части уравнения (5)

$$-ib_1(\partial n^0/\partial z)k_z\delta\psi \quad (11)$$

Связь между $\delta\psi$ и δn , которая получается, как и раньше, из условия совместности уравнений (5) и (6), теперь будет такой:

$$\delta\psi = (\delta n/n^0)(T_1/e)k_z/(k_z - iR_z) = (\delta n/n^0)(T_1/e)k_z \exp[i \cdot \arctg(R_z/k_z)] / (k_z^2 + R_z^2)^{1/2} \quad (12)$$

Как сказано выше, величина продольного логарифмического градиента электронной концентрации $R_z = \partial n^0/n^0 \partial z = \partial \ln(n^0)/\partial z$ принимается малой и в пределе $R_z \rightarrow 0$ получаем из (12) то же самое соотношение (7). Для конфигурации, показанной на рис.1, $R_z < 0$. $\arctg(R_z/k_z)$ — это тот самый необходимый сдвиг фазы, который нужен для роста возмущения. Из (5) и (6) нетрудно найти скорость этого роста. Будем иметь:

$$\gamma = -(T_1/eH)k_y k_z [R_x R_z / (k_z^2 + R_z^2)], \quad (13)$$

где

$$R_x = \partial n^0/n^0 \partial x \quad (14)$$

При учёте движения против продольного градиента фона меняется и дрейфовая частота и дрейфовая фазовая скорость:

$$\text{Re } \omega = -k_y R_x (T_1/eH) [k_z^2 / (k_z^2 + R_z^2)] \quad (15)$$

$$\mathbf{v}_\phi = -(\nabla n^0 \times \mathbf{H} \cdot T_1/en^0 H^2) [k_z^2 / (k_z^2 + R_z^2)] \quad (16)$$

Дрейфовые волны, как видим, начинают разрушаться, и если при малом продольном градиенте их дисперсия мала, то при $R_z^2 \gg k_z^2$ она значительна, что нетрудно видеть, поскольку в этом случае получаем следующее приближённое соотношение для зависимости фазовой скорости волн, распространяющихся в некотором определённом направлении (при этом $k_z/k_y = \text{const}$) от периода τ :

$$v_{\phi} \propto \tau^{-2/3} \quad (17)$$

Вопрос о дисперсии движения ионосферных неоднородностей изучен крайне недостаточно, хотя он, по всей вероятности, может оказаться ключевым для определения истинных механизмов их образования и движения. Расчеты показали уменьшение фазовой скорости с увеличением периода по степенному закону с показателем примерно равным $-0,5$, что согласуется, в какой-то мере с формулой (17). Необходимо всё же сразу сделать оговорку, что сами по себе чисто дрейфовые волны могут двигаться в ионосфере лишь очень медленно (скорости, определяемые формулами (10) и (16), примерно на два порядка меньше обычно измеряемых при наблюдениях дрейфов). Только при учёте совместного действия многих факторов, приводящих к дрейфам, можно ожидать правильных оценок дрейфовых скоростей. К этому вопросу мы вернёмся при проведении более полных расчётов.

Для нашей задачи предположения, принятые в [1] относительно поведения фоновой плазмы, не вполне удовлетворительны. В самом деле, уравнение (1) при $E_z^0=0$ предполагает возможность свободного продольного движения электронов при полностью заторможенных в этом направлении ионах ($v_{2z}=0$, уравнение (2)). В реальной фоновой плазме движение электронов по z , конечно, приведёт вследствие разделения зарядов к возникновению электрического продольного поля, затормаживающего и электроны. И в нашей задаче следует учесть влияние этого поля на развитие возмущений.

Поскольку поток ионов фоновой плазмы по z принят равным нулю, приходится принять равным нулю и поток электронов, т.е. считать:

$$n^0 b_1 \partial \psi^0 / \partial z - D_1 \partial n^0 / \partial z = 0 \quad (18)$$

Отсюда находим фоновое продольное электрическое поле:

$$E_z^0 = -\partial \psi^0 / \partial z = -(T_1 / e n^0) \partial n^0 / \partial z = -T_1 R_z / e \quad (19)$$

Все эти формулы и схемы служат основой алгоритма счёта основных параметров дрейфово-диссипативной неустойчивости ионосферной плазмы. Здесь необходимо сделать добавление о другом, по-видимому, наиболее распространённом и важном дрейфовом механизме — гравитационном, всегда работающем в ионосферной плазме, и способном создавать в ней мощные возмущения (например, «дыры» — области пониженной электронной плотности, «прорастающие» через всю толщу ионосферы, занимающие площади в сотни тысяч квадратных километров и живущие более суток). Уместно заметить, что в условиях внешней ионосферы этот механизм оказывается существенным стабилизирующим фактором.

Схемы, отражающие суть работы этого механизма неустойчивости, называемой плазменной неустойчивостью Релея-Тейлора (РТ), довольно проста и приводилась в литературе (например, в [2]). Поэтому здесь мы её не повторяем. Отметим только, что аналогия с неустойчивостью РТ нейтрального газа не вполне однозначна, поскольку речь для ионосферы идёт о горизонтальном гравитационном движении электронов и ионов, а не о вертикальном движении объёмов нейтрального газа.

Подробное рассмотрение проблемы представляется оправданным: с ее помощью приходим к выводу о возможности нового вида дрейфово-диссипативной неустойчивости, в котором продольные движения играют роль дестабилизирующего фактора. Этому выводу способствовал анализ работы дрейфово-диссипативного механизма, который при конфигурации возмущения, несколько отличной от обычно рассматриваемой, показывает, что в роли силы $F_{e||}$, можно представить не только силу продольного градиента давления электронного газа — такой же эффект могут давать, например, продольные компоненты нейтрального ветра или стороннего электрического поля. При описании

аналитических расчётов и алгоритмов численных моделей неустойчивостей предположения, принимаемые относительно фонового состояния, будут рассматриваться достаточно подробно.

При записи исходных уравнений приходится отказываться от исключения из уравнений компоненты \mathbf{E} по ∇n — обычной операции, полезной для априорных выводов, которая легко проводится в двухмерном случае. Исходные уравнения используем в следующей форме:

$$(\nabla, n\mathbf{E}) = a_{11}(\mathbf{E} \times \mathbf{h}, \nabla n) + a_{12}(\nabla, n(\mathbf{E}, \mathbf{h})\mathbf{h}) + a_{13}\Delta n + a_{14}(\nabla, (\nabla n, \mathbf{h})\mathbf{h}), \quad (20)$$

$$\partial n / \partial t = a_{21}(\mathbf{E} \times \mathbf{h}, \nabla n) + a_{22}(\nabla, n(\mathbf{E}, \mathbf{h})\mathbf{h}) + a_{23}\Delta n + a_{24}(\nabla, (\nabla n, \mathbf{h})\mathbf{h}), \quad (21)$$

где

$$a_{11} = -(a_1 + a_2)A, \quad (22a)$$

$$a_{12} = -(a_1^2 + a_2^2 + a_1a_2 + a_1^2a_2^2)A \equiv a, \quad (22б)$$

$$a_{13} = -(T/e)(a_1 + a_2)(1 + a_1a_2)B, \quad (22в)$$

$$a_{14} = -(T/e)(a_1 + a_2)(a_1^2 + a_2^2 - a_1a_2 + a_1^2a_2^2)B, \quad (22г)$$

$$a_{21} = (1/H)a_1a_2A \equiv b/H, \quad (22д)$$

$$a_{22} = (1/H)a_1a_2(a_1 + a_2)A, \quad (22е)$$

$$a_{23} = (2T/eH)a_1a_2B \equiv D_{a\perp}, \quad (22ж)$$

$$a_{24} = (2T/eH)a_1a_2(a_1^2 + a_2^2)B. \quad (22з)$$

В выражениях (A, B):

$$A = 1/(1 - a_1a_2), \quad (23a)$$

$$B = A/(a_1 - a_2). \quad (23б)$$

a_1 и a_2 — отношения гирочастот электронов (индекс «1») и ионов (индекс «2») к частотам столкновений этих частиц с нейтралами.

Будем рассматривать конфигурацию основных векторов в фоновой плазме в двух системах координат (с ориентацией по \mathbf{H} и по ∇n , соответственно), что соответствует условиям средних широт северного полушария. Нетрудно найти интеграл уравнения (20), соответствующий условию непрерывности нормальной ($\perp \nabla n^0$) компоненты тока. Запишем его в виде выражения для нормальной компоненты электрического поля:

$$E_{\zeta^0} = [E_y^{00}a_{11}\cos I + E_{\zeta^0}^{00}a_{12}\sin I \cos I + (n_{\zeta^0}^0/n^0)(a_{13} + a_{14}\sin^2 I)](1 - a_{12}\sin^2 I)^{-1} + J_{\zeta^0}^{\infty}/\sigma_{\zeta\zeta} \quad (24)$$

Заметим, что при $n_{\zeta^0}^0/n^0 = \text{const}$ в отсутствие «сквозного» тока $J_{\zeta^0}^{\infty}=0$ E_{ζ^0} будет величиной постоянной. Линеаризуя систему (20; 21), получаем:

$$\gamma_1\delta n + \gamma_2\delta\psi = 0, \quad (25)$$

$$(i\omega + \gamma_3)\delta n + \gamma_4\delta\psi = 0, \quad (26)$$

где

$$\gamma_1 = -ia_{11}(E_x^0k_y - E_y^0k_x) + ia_{12}k_zE_z^0 + a_{13}k^2 + a_{14}^2 - i(\mathbf{k}, \mathbf{E}^0). \quad (27a)$$

$$\gamma_2 = n_0[-ia_{11}Rk_y \cos I + a_{12}(ik_z R \sin I - k_z^2) + iR(k_x \cos I - k_z \sin I) + k^2] \quad (27\text{б})$$

$$\gamma_3 = -ia_{21}(E_x^0 k_y - E_y^0 k_x) + ia_{22}k_z E_z^0 + a_{23}k^2 + a_{24}^2 \quad (27\text{в})$$

$$\gamma_4 = n_0[-ia_{21}Rk_y \cos I + a_{22}(ik_z R \sin I - k_z^2)] \quad (27\text{г})$$

Значения, определяемые этими формулами, будем использовать при вычислении инкремента:

$$\gamma = \text{Re}(-\gamma_1 + \gamma_2 \gamma_3 / \gamma_4) \quad (28)$$

Учёт гравитации добавляет в исходные уравнения (20), (21), соответственно, такие члены:

$$a_{15}(\mathbf{g}, \nabla n) + a_{16}(\mathbf{g} \times \mathbf{h}, \nabla n) + a_{17}(\nabla, n(\mathbf{g}, \mathbf{h})\mathbf{h}), \quad (29)$$

$$a_{25}(\mathbf{g}, \nabla n) + a_{26}(\mathbf{g} \times \mathbf{h}, \nabla n) + a_{27}(\nabla, n(\mathbf{g}, \mathbf{h})\mathbf{h}), \quad (30)$$

в которых:

$$a_{15} = H(\varphi_1/v_{20} - \varphi_2/v_{10})\mathbf{B},$$

$$a_{16} = H(\varphi_1 a_2/v_{20} - \varphi_2 a_1/v_{10})\mathbf{B},$$

$$a_{17} = H(\varphi_1 a_2^2/v_{20} - \varphi_2 a_1^2/v_{10})\mathbf{B}, \quad (31)$$

$$a_{25} = (\omega_2 - \omega_1)\mathbf{B}/v_{10}v_{20},$$

$$a_{26} = a_1 a_2 (1/v_{10} - 1/v_{20})\mathbf{B},$$

$$a_{27} = a_1 a_2 (a_1/v_{10} - a_2/v_{20})\mathbf{B}.$$

В обычных оценочных расчётах работы механизма плазменной неустойчивости Релея-Тейлора (РТ) принимают упрощённые условия геомагнитного экватора. Однако при этом не учитывается действие механизма дрейфово-диссипативной (дд) неустойчивости. В нашей модели на основе представленных уравнений был построен численный механизм счёта основных характеристик РТ-неустойчивости, работающей совместно с дд-неустойчивостью.

Рассмотрены уровни нормированного инкремента $GA = \gamma \cdot \tau$ на плоскости нормированных поперечных волновых чисел $KX = k_x \cdot L_0$, $KY = k_y \cdot L_0$; здесь γ — инкремент, $\{k_x, k_y\}$ — волновые числа, τ — обратная величина дрейфовой частоты при $k_y = L_0^{-1}$, $L_0 = (\partial n / n \partial \zeta)^{-1}$ — обратная величина логарифмического градиента плотности фоновой плазмы.

Оказалось, что условия, выбранные в некоторых американских экспериментах Морской Исследовательской Лаборатории (NRL — Naval Research Laboratories, USA [3,4]), соответствовали, скорее, условиям стабильного образования или даже его затухания, хотя и очень медленного.

Оказалось также, что уже при малом отличном от нуля наклонении (2°) резко меняется вид области неустойчивости. Она становится бимодальной, прежний максимум инкремента выходит из поперечной плоскости и появляется новый максимум при k_z , во много раз превышающих даже граничные значения этой величины для прежней области неустойчивости. Анализ показывает, что мы имеем здесь дело с разновидностью дрейфово-диссипативного механизма, который действует здесь совместно с механизмом Релея-Тейлора, кардинальным образом меняя его характеристики (и подвергаясь, в свою очередь, влиянию механизма Релея-Тейлора). Описанная здесь численная модель неустойчивостей позволяет провести анализ этого механизма. Область его действия — приэкваториальная полоса. Максимум в широтном ходе инкремента не выходит обычно за широты $\sim 10 \div 12^\circ$. Однако на самом геомагнитном экваторе этот механизм не работает.

Итак, с удалением от экватора скорость роста возмущений будет сначала увеличиваться и причиной этого является действие другого, дополнительного, дрейфово-диссипативного механизма, обусловленного специфической ролью продольного градиента фоновой плазмы. Совместная работа этой пары механизмов (релей-тейлоровского и дрейфово-диссипативного) происходит наиболее эффективно не на экваторе, а на близких к нему широтах, что иллюстрирует рис.1, на котором показан пример широтного хода времени роста (обратной величины инкремента неустойчивости).

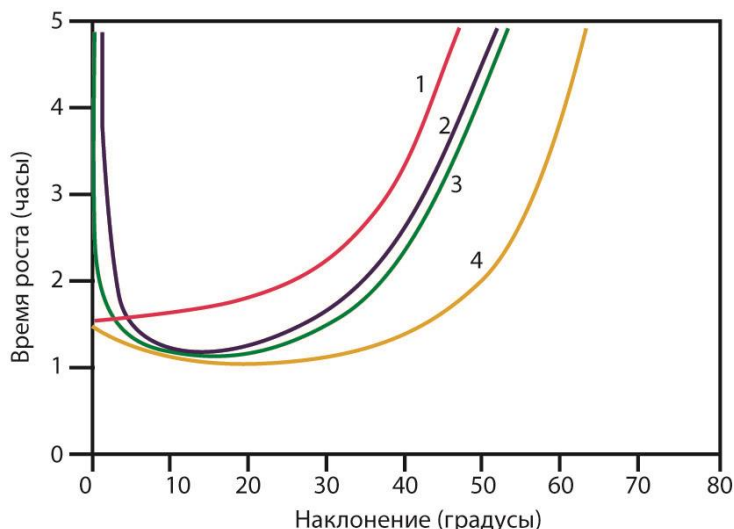


Рис. 1. Широтный ход времени роста возмущений при работе различных механизмов дрейфовых неустойчивостей: 1 — время роста при работе релей-тейлоровского механизма, 2 — время роста при дрейфово-диссипативной неустойчивости, 3 — время роста при дрейфово-диссипативной неустойчивости, изменённой под действием релей-тейлоровского механизма, 4 — время роста при релей-тейлоровской неустойчивости, изменённой под действием дрейфово-диссипативного механизма.

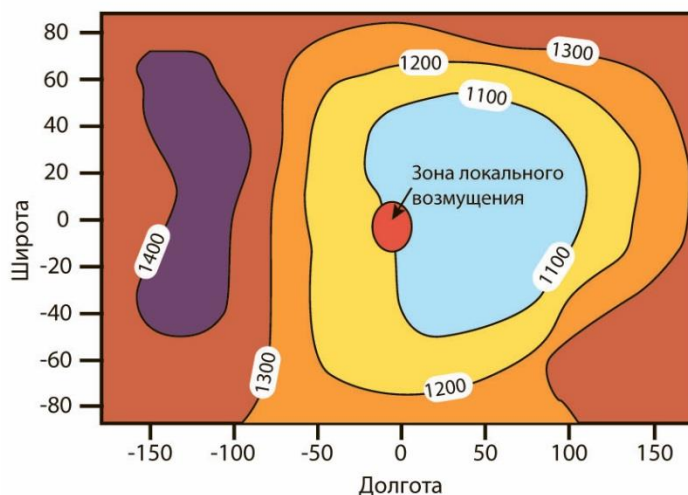


Рис. 2. Начальное поле температуры с учетом локального возмущения.

3. БЛОК-СХЕМА ПРОГРАММЫ РАСЧЕТА ИОНОСФЕРНЫХ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ

Методика основана на расчете значений инкремента дрейфово-диссипативной неустойчивости для заданного $k=(k_x, k_y, k_z)$ без наложения ограничений на набор фоновых параметров, входящих в определение инкремента, в число которых входят: три компоненты электрического поля E_x, E_y, E_z , I — угол между направлением магнитного поля и градиентом плотности плазмы, напряженность магнитного поля — H , отношения гирочастот электронов и ионов к частоте столкновений с нейтралами, величина коэффициента амбиполярной диффузии, температура электронов — T . Расчет проводится в пространстве волновых чисел k областей неустойчивости при различных конфигурациях фоновых параметров. Методика реализуется с помощью следующей последовательности действий.

С помощью численной модели циркуляции и состава верхней атмосферы TIEGCM, было проведено два тестовых расчета, в которых моделировалась реакция верхней атмосферы на локальные возмущения. В первом случае в начальное поле температуры, взятой для условий

равноденствия и минимума солнечной активности, вносилось возмущение в виде увеличения температуры в 1.5 раза по сравнению с фоновой на высоте приблизительно 450 км (22-й модельный уровень). Горизонтальный размер возмущения составлял около 1000 км по широте и по долготе. Центр возмущенной области располагался на экваторе, на нулевом меридиане. Далее будут представлены результаты 1-го тестового расчета, связанного с локальным нагревом. На рисунке 2 показано распределение возмущенного поля температуры на указанном уровне.

Расчет изменений параметров термосферы в возмущенном и не возмущенном случае с помощью модели TIEGCM проводился на период 6 дней. На рисунке 3 показано, как менялась температура в указанной точке с течением времени.



Рис. 3. Последовательно показан порядок расчетов возникновения и развития дрейфово-диссипативной неустойчивости.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение добавим, что само физическое явление обладает существенно большей сложностью, чем это удаётся пока учитывать как в числовых и аналитических моделях «пузырей», так и в моделях неустойчивостей. Гравитационное поле, поляризующее возмущение в вершине силовой линии, является, по существу, электрическим генератором — «динамо» [5], работающим на «нагрузку» в области большой поперечной проводимости (высоты области E), где протекают наибольшие токи, снимающие поляризационные заряды с «пузыря», и куда электрическое поле передаётся вдоль магнитных силовых линий, как по силовому кабелю с малыми потерями. С уменьшением высоты и увеличением поперечной проводимости потери в этом «кабеле» возрастают, а поле — уменьшается, пока, наконец, продольный ток, способствующий идеальной передаче поля вдоль силовых линий, не уменьшится, а поперечный, приводящий к уменьшению поля, не увеличится до своих предельных значений. Главным результатом этого раздела следует считать представленную модель расчётов пространственного поля инкрементов неустойчивости, величина которых определяет наивероятнейшие координаты самопроизвольного зарождения ионосферных возмущений, способных к перемещению в пространстве. Этот результат заложен в методику расчёта возникновения неустойчивости.

ЛИТЕРАТУРА

1. Scannapieco A., S. L. Ossakow. Nonlinear equatorial spread F // *Geophys. Res. Letters*. 1976. V.3. N.8. P.451–454.
2. Ossakow S. L. Spread F Theories – a review // *J. Atm. Terr. Phys.* 1981. V.43. N.5/6. P.43–453.
3. Ossakow S. L. A review of recent results on spread F theory. – In: *Wave Instabilities in Space Plasmas*. P. J. Palmadesso and K. Papadopoulos, eds., 1979, pp.265-289.
4. Winkler C. Radiowave guidance of VHF through equatorial plasma bubble // *J.Atm.Terr.Phys.* 1981. V.43. N.4. P. 307–315.
5. Weber E. J., J. Buchau, R. H. Eather, S. B. Mende. North-south aligned equatorial airglow depletions. // *J. Geophys. Res.* 1978. V.83. N.A2. P. 712–716.

CALCULATION OF ORIGIN AND DEVELOPMENT OF THE IONOSPHERE INSTABILITIES

Ivanov M.S., Tulinov G.F., Kiryushov B.M., Repin A.Yu., Samorukov V.V., Khlestov V.V., Bogodyazh S.D.

At the present stage, the prediction of the consequences of anthropogenic impact on the upper atmosphere becomes an urgent task, since there are a number of clear and specific estimates indicating its significant changes that have occurred since the beginning of the space age. It is necessary to predict the results of changes in the OKP for different scenarios of possible impacts in order to distinguish the dangerous effects by the nature and time of action. Models in this case will determine the tasks of monitoring the upper atmosphere, the composition and modes of its systems.

KEYWORDS: THE UPPER ATMOSPHERE, AN EMPIRICAL MODEL, IONOSPHERIC INSTABILITY, DRIFTS INSTABILITY, DRIFT-DISSIPATIVE INSTABILITY.