

УДК 550.388.2

## К ВОПРОСУ ОБ ОБРАЗОВАНИИ И ВСПЛЫВАНИИ НЕИЗОТЕРМИЧЕСКИХ ИОНОСФЕРНЫХ И ХРОМОСФЕРНЫХ «ПУЗЫРЕЙ»

*Л. Г. Генкин, Л. М. Ерухимов, Е. Н. Мясников, М. М. Шварц*

Рассмотрено влияние неизотермичности на динамику ионосферных и хромосферных «пузырей». Показана возможность существования в ионосфере рекомбинационно-тепловой неустойчивости, возникающей из-за температурной зависимости коэффициента перезарядки молекул с атомарными ионами, и проанализировано ее влияние на образование и эволюцию экваториальных пузырей. Показано, что образование и динамика пузырей могут быть обусловлены рекомбинационными процессами и силами гравитации, а нагрев плазмы (преимущественно вертикальными электрическими полями) приводит к «углублению» и сохранению пузырей при их движении к большим высотам. Высказано предположение, что образование пузырей может быть связано с подъемом сгустков молекул в ионосферных смерчах.

Исследования ионосферной плазмы показали существенную неоднородность ее параметров с масштабами от сотен километров до десятков и единиц метров. Такие флуктуации обычно связываются с различного типа неустойчивостями: тепловыми, токовыми, градиентно-дрейфовыми (см., например, [1]).

Одним из наиболее интересных явлений экваториальной ионосферы являются крупные «обедненные» плазмой неоднородности, которые часто называют «пузырями» (*bubbles*). Эти области возникают обычно в вечерние иочные часы над экватором (существуют также среднеширотные «дыры») на высотах  $z \sim 250-300$  км со степенью «истощения»  $N_0/\tilde{N}$  до  $10^3$  ( $\tilde{N}$  и  $N_0$  — концентрация плазмы в пузыре и окружающей плазме соответственно). Пузыри всплывают со скоростью

$100-300$  м/с до высот  $z \gtrsim 700-800$  км (где  $N_0/\tilde{N}$  для них  $10^{+1}$ ). В газовом составе пузырей обнаружены атомы Fe и молекулы  $N_2$ ,  $O_2$ , которые характерны для нижней ионосферы и вне пузырей на больших высотах не наблюдаются. Размеры этих образований вдоль силовых линий геомагнитного поля  $L_{\parallel}$  составляют тысячи километров, а по широте  $L_y$  и высоте  $L_z$  они составляют всего  $50-100$  км (часто  $L_z > L_y$ ).

Пузыри содержат развитую мелкомасштабную турбулентность, для объяснения которой наиболее часто используется механизм неустойчивости Рэлея—Тейлора (Р—Т), впервые предложенный для этого Данжи [2], и градиентно-дрейфовой  $[E_0 \times H]$  неустойчивости, предложенный Мартином [3]. Общее выражение для гидродинамического инкремента этих неустойчивостей имеет следующий вид (см. [4]):

$$\gamma = - \left( \frac{k_y}{k_{\perp}} \right)^2 \frac{v_{iy}}{L} \frac{\Omega_H}{v_{in}}, \quad (1)$$

где  $L^{-1} = \left( \frac{1}{N} \frac{\partial N}{\partial z} \right)$ ,  $\Omega_H$  — гирочастота ионов,  $v_{in}$  — частота столкновений ионов с нейтральными частицами,  $v_{iy}$  — скорость ионов вдоль оси  $y$  (рис. 1),  $k_{\perp} = \sqrt{k_y^2 + k_z^2}$ ,  $k_y$  и  $k_z$  — соответствующие проекции волнового вектора возмущений. Для неустойчивости Р—Т  $v_{iy} = -g/\Omega_H$ .

( $g$  — ускорение свободного падения), и из (1)  $\gamma_{P-T} = (g/v_{in} L) (k_y/k_{\perp})^2$ , а для  $[E_0 \times H]$  неустойчивости  $v_{iy} = -\frac{ev_{in}}{M\Omega_H^2} E_0$  и  $\gamma_{EH} = \frac{v_0}{L} \left( \frac{k_y}{k_{\perp}} \right)^2$ ,

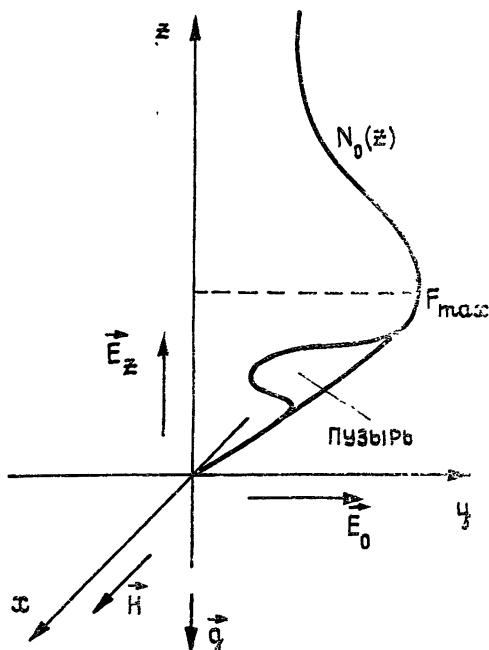
где  $v_0 = \frac{cE_0}{H}$  — дрейфовая скорость ( $M$  — масса иона,  $c$  — скорость света).

С указанным механизмом (доведенным до численного моделирования) в работах группы Осакова [5-7] связывается и подъем пузырей. Основным моментом при этом является необходимость существования сильного поляризационного поля  $E'$  в пузыре, которое приводит за счет  $[E' \times H]$  дрейфа к перераспределению плазмы по высоте. Оставляя пока в стороне вопрос о том, что сам факт возможности существования  $E'$  (сохранения поляризационных зарядов от их растекания за счет вихревых токов) требует достаточной вытянутости образований вдоль  $H$  ( $L_{\parallel} \setminus L_{\perp}^2 > \frac{\omega_H \Omega_H}{v_e v_{in}}$ ,  $\omega_H$  и  $v_e$  — гироизменение и частота соударений электронов с другими частицами соответственно), заметим, что

при тех поляризационных полях, которые требуются для развития пузырей, может оказаться необходимым учет неизотермичности (изменения температуры) плазмы. Неизотермичность плазмы связана с ее нагревом из-за силы трения о нейтральный газ. Скорость плазмы внутри пузыря (при достаточно больших его раз-

мерах  $L_{\parallel}$ ) примерно в  $N_0/N$  раз превышает скорость  $v_0$  окружающей плазмы. Поэтому при скорости  $v_0 \geq (30-100)$  м/с в пузырях с большой степенью «обеднения» может возникнуть существенный разогрев плазмы, изменяющий не только сам характер его заплывания, но и приводящий к изменению скорости рекомбинации заряженных частиц за счет зависимости коэффициента перезарядки между атомарными ионами и молекулами от температуры ионов и нейтралов.

Рис. 1.



циента перезарядки между атомарными ионами и молекулами от температуры ионов и нейтралов. Последнее приводит к появлению нового типа рекомбинационной тепловой неустойчивости, которая может быть ответственна за углубление «ям» плотности. Вопросам неизотермичности пузырей и посвящена настоящая статья.

При решении задачи воспользуемся системой квазигидродинамических уравнений для концентрации заряженных частиц  $N_{\alpha}$  (где индекс  $\alpha = e, i$  обозначает электронную ( $e$ ) и ионную ( $i$ ) компоненты плазмы), скорости  $v_{\alpha}$  и температуры  $T_{\alpha}$ :

$$\frac{\partial N_{\alpha}}{\partial t} + \operatorname{div}(N_{\alpha} v_{\alpha}) = -\alpha' N_{\alpha}; \quad (2)$$

$$\frac{d v_{\alpha}}{d t} = -\frac{\nabla(N_{\alpha} T_{\alpha})}{m_{\alpha} N_{\alpha}} \mp \frac{e}{m_{\alpha}} \left\{ E + \frac{1}{c} [v_{\alpha} \times H] \right\} + g - v_{an} (v_{\alpha} - v_n) \mp \\ \mp v_{el} (v_e - v_i); \quad (3)$$

$$N_\alpha \frac{\partial T_\alpha}{\partial t} = \nabla (\hat{\chi}_\alpha \nabla T_\alpha) = \frac{2}{3} \hat{\sigma}_\alpha E^2 - \delta_{en} \nu_{en} N_\alpha (T_\alpha - T_n) \mp \mp \delta_{ei} \nu_{ei} N_\alpha (T_e - T_i). \quad (4)$$

Здесь  $\alpha'_\alpha$  — коэффициент рекомбинации,  $\hat{\chi}_\alpha$  и  $\hat{\sigma}_\alpha$  — тензоры теплопроводности и проводимости,  $\delta_{ei} = 2m_e/m_i$ ,  $\delta_{en}$  — доля энергии, теряется при столкновении заряженной частицы с нейтральными,  $n$  — индекс, обозначающий нейтральную компоненту.

Пренебрегая в системе (2)–(4) членами, ответственными за диффузию и теплопроводность (а также членами порядка  $m_e/m_i$ ), и полагая  $\nu_{en} \ll \omega_H$ ,  $\nu_{in} \ll \Omega_H$  и  $\nu_{en} m_e \ll \nu_{in} m_i$ , что с большим запасом выполняется на высотах  $F$ -слоя, для скорости частиц в плоскости, ортогональной  $H$ , получаем следующие выражения:

$$\mathbf{v}_{e\perp} = \frac{c}{H} [\mathbf{E} \times \mathbf{h}] + \frac{\nu_e}{\omega_H} \left( \frac{\mathbf{g}}{\omega_H} - \frac{cE}{H} \right); \quad (5)$$

$$\mathbf{v}_{i\perp} = \left[ \left( \frac{\mathbf{g}}{\Omega_H} + \frac{cE}{H} \right) \times \mathbf{h} \right] + \frac{\nu_i}{\Omega_H} \left( \frac{\mathbf{g}}{\Omega_H} + \frac{cE}{H} \right) \quad (6)$$

( $\mathbf{h} = H/|H|$ ,  $\nu_i = \nu_{in} + (m_e/m_i)\nu_{ei} + d/dt$ ). Из (5), (6) и условия  $\operatorname{div} \mathbf{j} = 0$  в случае «бесконечной» вытянутости исследуемых структур вдоль  $H$  имеем (см. также [5]) ( $\nu_{in}\nu_a \gg d\nu_a/dt$ ,  $N_e \approx N_i = N$ )

$$\nabla (\nu_{in} N \mathbf{E}) + \frac{H}{c} [\mathbf{g} \times \mathbf{h}] \nabla N = 0. \quad (7)$$

В квазидномерном приближении, когда рассматривается движение плазмы в вертикальном направлении, а ее структура в горизонтальном направлении, ортогональном  $\mathbf{h}$ , учитывается лишь при определении поляризационных полей  $E_y^*$ , после интегрирования (7) по  $dy$  нетрудно получить

$$\tilde{N} \left( \tilde{\nu}_{in} \tilde{E}_y - \frac{H}{c} \mathbf{g} \right) = N_0 \left( \nu_{in0} E_{y0} - \frac{H}{c} \mathbf{g} \right) = \text{const}, \quad (8)$$

где знаки «0» и «~» по-прежнему означают, что соответствующие величины относятся к окружающей плазме и плазме пузыря. Таким образом, согласно (8),

$$\tilde{E}_y = \frac{N_0}{\tilde{N}} \frac{\nu_{in0}}{\tilde{\nu}_{in}} E_{y0} + \frac{H}{c} \frac{\mathbf{g}}{\tilde{\nu}_{in}} \left( 1 - \frac{N_0}{\tilde{N}} \right). \quad (9)$$

т. е. вертикальное движение частиц в пузыре (см. (5), (9)) определяется их дрейфом в скрещенных  $[\mathbf{E} \times \mathbf{H}]$  полях и действием гравитационного поля  $v_{g\text{eff}} = (g/\tilde{\nu}_{in})(1 - N_0/\tilde{N})$ . Подставив (5) и (9) в (2), получаем искомое уравнение для электронной концентрации:

$$\frac{\partial N}{\partial t} - v_0 \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\nu_{in0}}{\tilde{\nu}_{in}} N_0 \right) - \frac{\partial}{\partial z} \frac{\mathbf{g}}{\tilde{\nu}_{in}} (\tilde{N} - N_0) = -\alpha' N, \quad (10)$$

\* Очевидно, что такое приближение не позволяет рассмотреть эффекты, приводящие к расслоению плазмы вдоль  $y$ ; в частности, применительно к задаче о пузыре оно позволяет оценить картину обеднения плазмы в пузыре и его перемещения в вертикальной плоскости, но не описывает эффектов сжатия пузыря вдоль оси  $y$  и т. д. Стого говоря, такое рассмотрение справедливо при размерах пузыря  $L_z$ , много больших размеров  $L_y$ .

В изотермическом случае, линеаризуя (10) относительно малых возмущений  $N$  ( $\tilde{N} = N_0 + N$ ), пропорциональных  $\exp(ik_y y - i\omega t)$ , получим без учета непотенциальности электрического поля известный инкремент столкновительной неустойчивости Рэлея—Тейлора:

$$\gamma_{P-T} = \frac{g}{v_{in} L} - \alpha', \quad (11)$$

где  $L = \left( \frac{1}{N} \frac{\partial N}{\partial z} \right)^{-1}$ . Первый член в правой части (11) описывает, как известно, неустойчивость, существующую на высотах, меньших максимума концентрации  $F$ -слоя и в верхней части пузыря (где  $N$  растет с высотой).

Учет инерционного члена в уравнении (3) для ионов приводит к следующему выражению для инкремента неустойчивости:

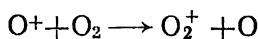
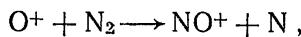
$$\gamma_{P-T} = \frac{1}{2} \left\{ -v_{in} - \alpha' + \left[ (v_{in} - \alpha')^2 + \frac{4g}{L} \right]^{1/2} \right\}.$$

Отсюда при  $v_{in}^2 \gg 4g/L$  в пренебрежении рекомбинацией следует выражение (11). В бесстолкновительном случае ( $v_{in}^2 \ll 4g/L$ ) инкремент неустойчивости  $\gamma_{bst} \simeq (g/L)^{1/2}$ .

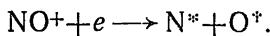
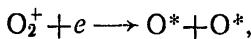
Учтем теперь изменение температуры ионов из-за нагрева при их движении под действием поперечного электрического поля  $E_\perp$ . Согласно (4)\*

$$\frac{\partial T_i}{\partial t} = \frac{2}{3} \frac{e^2 v_{in}}{m_i \Omega_H^2} E^2 - v_{in} (T_i - T_n) + \delta_{ei} v_{ei} (T_e - T_i). \quad (12)$$

Чтобы замкнуть систему (10), (12), необходимо определить зависимость коэффициента рекомбинации  $\alpha'$  и частоты столкновений  $v_{in}$  от температуры. Будем считать, что  $v_{in} \propto \sqrt{T_i}$  (см., например, [8]). Учтем также, что на высотах  $F$ -области наиболее эффективным процессом, влияющим на рекомбинацию, является процесс перезарядки атомарных ионов  $O^+$  с молекулами азота и кислорода



с последующей диссоциативной рекомбинацией:



При этом для преобладающей в  $F$ -слое атомарной компоненты азота имеем [19]\*\*

$$\alpha'_{N_2} = 8 \cdot 10^{-14} (T/300)^2 N_{N_2}, \quad T = \frac{T_i + T_n}{2}. \quad (13)$$

Наличие зависимости  $\alpha'_{N_2}$  от квадрата температуры может привести к резкому обеднению плазмой нагретых областей и позволяет

\* В (12) пренебрегается процессами теплопроводности, так как рассматриваются временные масштабы, которые много меньше времени поперечной теплопроводности  $\tau_T$  ( $\tau_T \approx NL^2/\chi_{\perp}$ ,  $\chi_{\perp}$  — коэффициент поперечной теплопроводности ионов).

\*\* Недавно в работе [9] были уточнены коэффициенты рекомбинации. Как показали расчеты, уточнения, приведенные в [9], не изменяют заметно приведенные ниже результаты.

предположить следующий сценарий подъема пузырей. Под действием  $E'_\perp$ - (поляризационного) и  $H$ -полей плазма перемещается вверх, при этом область, обедненная концентрацией вследствие зависимости  $v_z \approx g/v_{in}$  от  $T$ , т. е. от  $N_0/\tilde{N}$ , также эволюционирует вверх в пределах своих границ и нагревается этим же полем  $E'_\perp$ . Зависимость  $\alpha' \propto T^2$  приводит к сильной рекомбинации плазмы в верхней части пузыря и его перемещению вверх как целого образования.

Если  $E_0$  или начальное  $N_0/\tilde{N}$  очень велико, то вследствие сильного нагрева плазмы возможен режим самоуглубления пузырей.

Анализ динамики пузырей для сильных возмущений концентрации  $N_0/\tilde{N} \approx 10-10^3$  в аналитическом виде крайне затруднителен, поэтому в работе численно решалась система (10), (12), описывающая поведение пузырей, при этом использовались методы решения жестких систем — метод Гира [10].

Начальные условия задавались следующие: профиль ионосферы  $N_0(z') = 2 \cdot 10^5 \exp [-(z/z_0 - 8)^2/50]$ ,  $1 \leq z/z_0 \leq 15$ ,  $z_0 = 14$  км, профиль в области, обедненной концентрацией,  $\tilde{N} = \{1 - \gamma \exp [-(z - z_c)/\tilde{D}]\} N_0$ ,  $\gamma \approx 10^{-1} - 10^{-2}$  — максимальная глубина пузыря,  $z_c$  — центральная точка,  $\tilde{D} = 5$  — его размер по вертикали,  $v_0 = cE_0/H = 40$  м/с.

Эффективная частота соударений задавалась в следующем виде [8]:

$$v_{in} = 10^{-11} (T_i + T_n)^{1/2} N_n, \quad T_{i0} \approx T_{n0} \approx 1000 \text{ K},$$

$$N_n = N_{n0} \exp(-z/3z_0), \quad N_{n0} \approx 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}.$$

Зависимости  $v_{in}$  и  $\alpha'$  от высоты  $z$  приведены на рис. 2, взятом из работы [5].

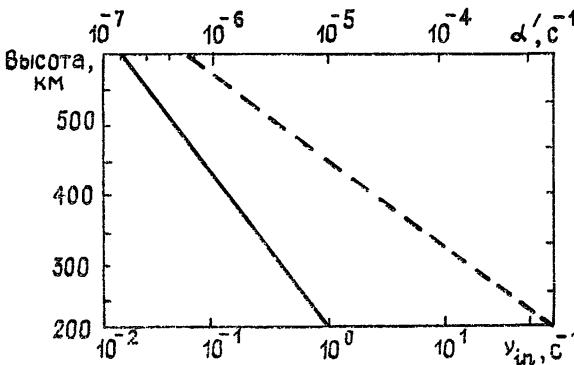


Рис. 2.

Система (10), (12) решалась при условии, что  $N_0$  подчиняется уравнению  $\frac{\partial N_0}{\partial t} + v_0 \frac{\partial N_0}{\partial z} = -\alpha'(T_0, z') N_0$ .

При этом были получены следующие результаты. На рис. 3а, б, в представлены результаты расчета динамики пузырей с большим значением  $N_0/\tilde{N} \sim 10^2$  (кривые приведены для моментов времени  $t=0, 500, 1500, 2000$  с после «мгновенного» образования пузыря на высоте  $z = 300$  км). Кривые, обозначенные сплошной линией, соответствуют неизотермическим пузырям (с учетом нагрева согласно (10), (12)), штрихпунктиром — изотермическому приближению, пунктиром — профилю концентрации в невозмущенной области ионосферы (изменение  $\tilde{N}_0$  во времени связано с рекомбинационными процессами\*).

\* Учет нагрева проводится по формуле (12) при значениях  $E_z = 1,5 \cdot 10^{-7}$  CGSE, что соответствует наблюдаемым в экваториальной ионосфере значениям горизонтального дрейфа  $v_y = cE_z/H_0 = 100$  м/с.

Согласно расчетам, температура плазмы в таком пузыре повышалась до 4000—6000 К за время порядка 30 с, которое примерно равно времени движения частиц от центра пузыря до его верхнего края с эффективной скоростью ( $g/v_{in}$ ) ( $1 - N_0/\bar{N}$ ) (горизонтальное поле  $E_{0y}$ , равное  $5 \cdot 10^{-8}$  CGSE, вносит незначительный вклад в (9), (10), начиная с высот  $z \approx 300$  км).

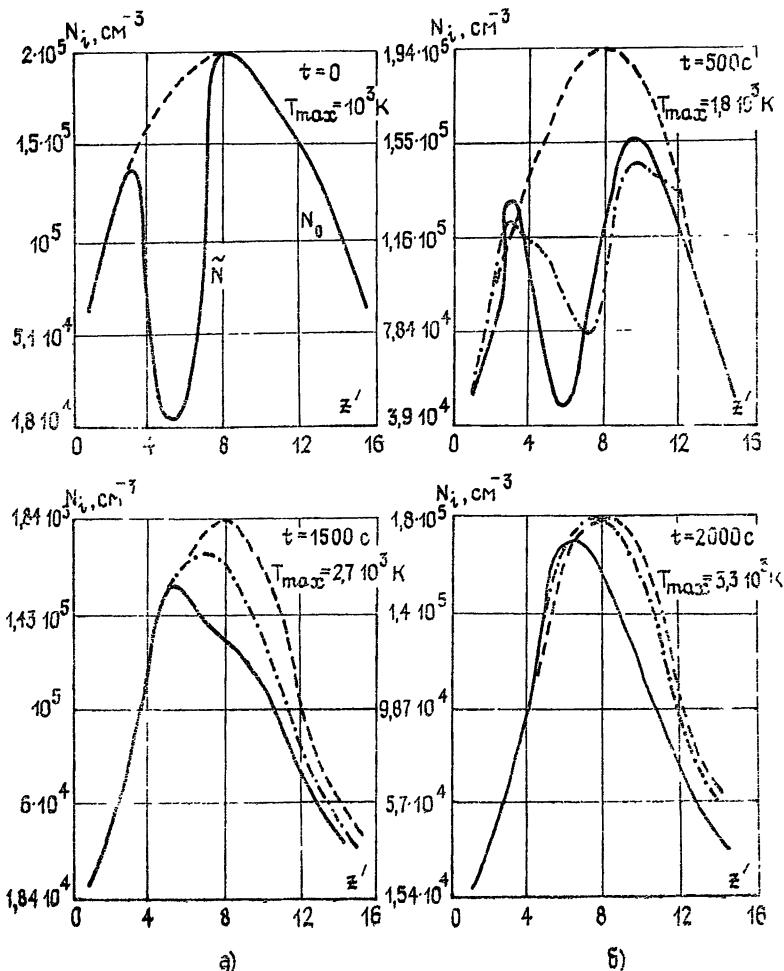


Рис. 3.

Из рис. 3 видно, что учет тепловых процессов приводит к уменьшению скорости подъема пузыря вследствие увеличения  $v_{in}$  (см. (5), (9)) и к более медленному его заплыванию из-за увеличения  $\alpha'$ .

Подъем осуществляется до высот  $z \sim 400$ —450 км, после чего возмущенная область заплывает, температура падает до начальных значений и пузырь перестает существовать.

Однако при больших полях  $E_z \geq (1,65 \cdot 10^{-7} - 1,8 \cdot 10^{-7})$  CGSE ( $v_y \geq 110$ —120 м/с) температура плазмы в пузыре остается высокой (см. рис. 4), что ведет к его углублению. Последнее связано с обсуждающейся ниже рекомбинационной неустойчивостью и может объяснить само возникновение ионосферных пузырей.

При небольшом начальном возмущении концентрации  $N_0/\bar{N} \approx 0,5$  для углубления пузыря необходимы большие поля, растущие во времени и с высотой  $E_z = (3 \cdot 10^{-7} + 3 \cdot 10^{-8}(z/z_0))$  CGSE,  $t_0 = 50, 300$  с<sup>+</sup>.

<sup>+</sup> Такое изменение поля может быть, в частности, связано с проникновением в ионосферу магнитосферных электрических полей.

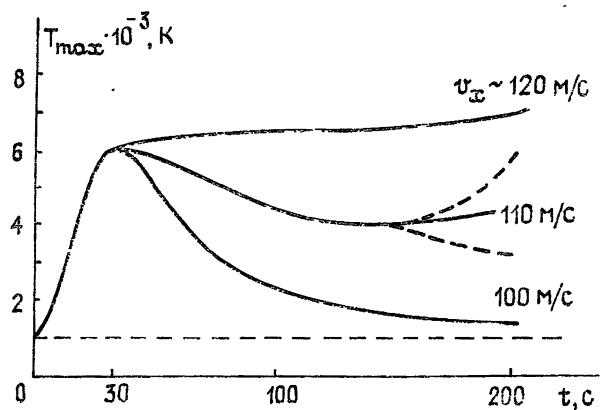


Рис. 4.

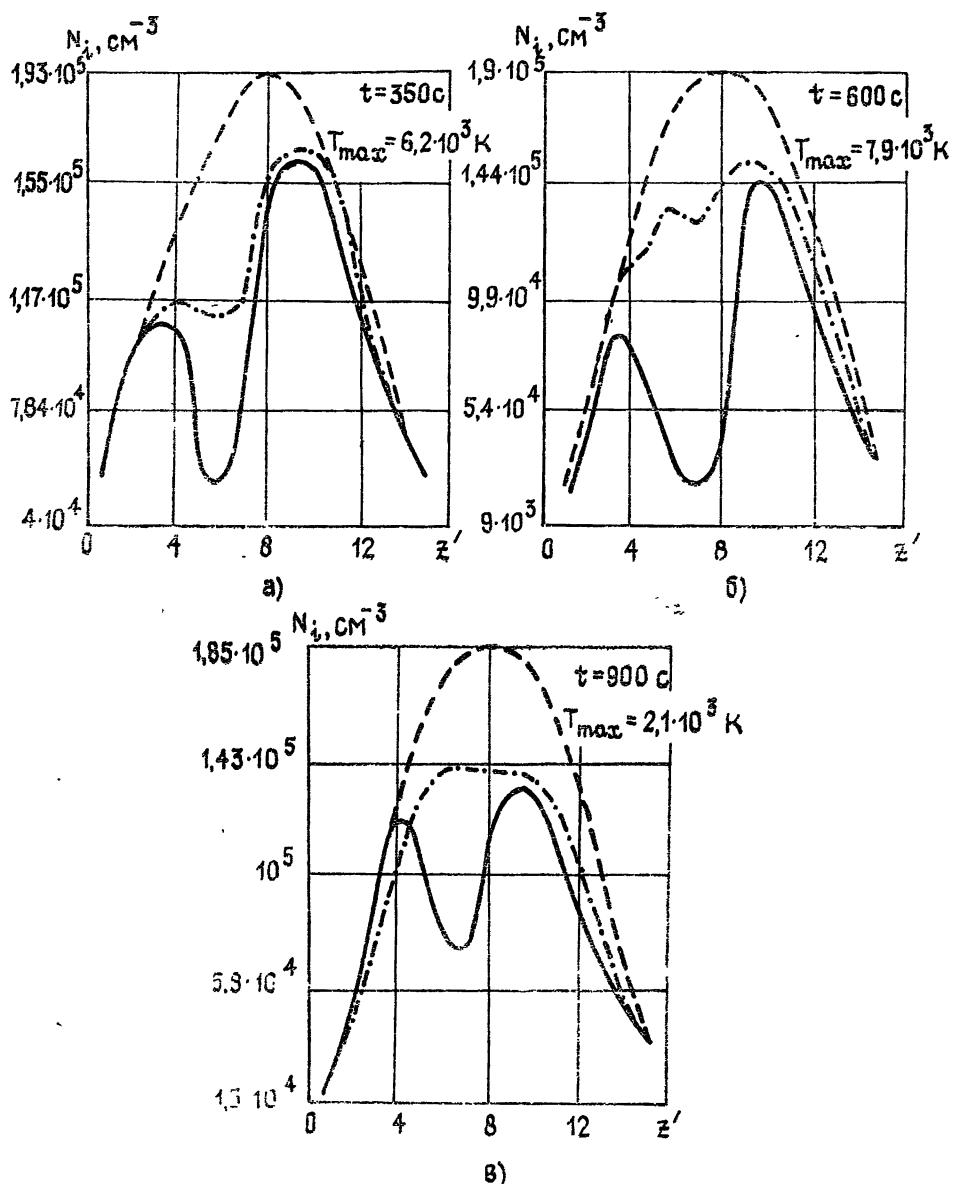


Рис. 5

Результаты численного расчета для такого режима представлены на рис. 5, на котором показаны образование и подъем исследуемых структур. Для подъема пузырей до высот 700—800 км необходимо наличие нейтральных потоков вверх, что нужно для поддержания режима сильной рекомбинации ( $\alpha' \propto N_n$ ).

Нензотермичность ионосферных процессов приводит к появлению рекомбинационно-тепловой неустойчивости, связанной с зависимостью коэффициента рекомбинации  $\alpha'$  от температуры ионов  $T_i$ . Ее физика состоит в следующем. При нагреве плазмы электрическим полем или током флюктуации плотности  $\tilde{N}/N_0$  вызывают флюктуации источника нагрева  $Q$ , причем нагрев увеличивается в ямах — областях пониженной концентрации, что приводит к увеличению скорости рекомбинационных процессов, если  $\alpha' = \alpha_0(T_i/T_0)^{\gamma} + \alpha$ ,  $\gamma > 1$ . В результате плотность плазмы в ямах падает, усиливая тем самым неоднородную структуру.

Проведем описание неустойчивости на основе квазигидродинамических уравнений для ионной компоненты плазмы, поскольку ионы наиболее сильно нагреваются в электрическом поле, поперечном к  $\mathbf{H}$ :

$$\begin{aligned} \frac{\partial N}{\partial t} - D_{i\perp} \Delta N - \frac{N}{T} D_{i\perp} \Delta T &= -\alpha' N, \\ \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{1}{N} \chi_{i\perp} \Delta T &= \frac{2}{3} \frac{\sigma_{i\perp}}{N} E^2 - \delta_{in} v_{in} (T_i - T_n), \end{aligned} \quad (14)$$

где  $D_{i\perp}$ ,  $\chi_{i\perp}$  и  $\sigma_{i\perp}$  — поперечные коэффициенты ионной диффузии, теплопроводности и проводимости.

Линеаризуя систему (14), для малых возмущений  $\tilde{N}, \tilde{T} \propto e^{i\omega r - i\omega t}$ , где  $\omega$  и  $k$  — частота и волновое число возмущений, получаем следующее дисперсионное уравнение  $\left( \tilde{\alpha} = \frac{\partial \alpha'}{\partial t}, \quad \tilde{Q} = \frac{\partial Q}{\partial N}, \quad Q = \sigma_{i\perp} E^2, \quad D_T = \chi_{i\perp}/N \right)$ :

$$\omega^2 + ip\omega - \frac{2}{3} \tilde{Q} \left( \frac{Dk^2}{T} + \tilde{\alpha} \right) - (Dk^2 + \alpha') \left( D_T k^2 + \frac{3}{2} v_{in} \right) = 0. \quad (15)$$

(Здесь  $p = \alpha' + (D + D_T)k^2 + (3/2)v_{in}$ .) Отсюда инкремент неустойчивости

$$\begin{aligned} \gamma &= -\frac{p}{2} + \left[ -\frac{p^2}{4} + \frac{2}{3} \tilde{Q} \left( \frac{Dk^2}{T} + \tilde{\alpha} \right) + (Dk^2 + \alpha') \times \right. \\ &\quad \left. \times \left( D_T k^2 + \frac{3}{2} v_{in} \right) \right]^{1/2} \end{aligned} \quad (16)$$

и порог неустойчивости ( $\gamma > 0$ ) —

$$-\frac{2}{3} \tilde{Q} \left( \frac{Dk^2}{T} + \tilde{\alpha} \right) > \left( D_T k^2 + \frac{3}{2} v_{in} \right) (Dk^2 + \alpha'). \quad (17)$$

Учитывая, что  $\tilde{\alpha} = \gamma' \alpha_0 / T$ ,  $\tilde{Q} = -2\sigma_{i\perp} E^2 / N$ , из (17) имеем

$$\frac{4}{3} \sigma_{i\perp} \frac{E_0^2}{NT} > \left( D_T k^2 + \frac{3}{2} v_{in} \right) (Dk^2 + \alpha') / (Dk^2 + \gamma' \alpha_0). \quad (18)$$

Таким образом, зависимость коэффициента рекомбинации от температуры приводит к уменьшению порога нагревной неустойчивости при

$\gamma' > 1^*$ . Рассмотренная неустойчивость при наличии достаточно сильных поперечных электрических полей  $E_x \geq 5 \cdot 10^{-7}$  CGSE может объяснить возникновение как самих пузырей, так и их тонкую структуру.

В солнечной атмосфере существуют подобные явления, называемые хромосферными пузырями (bubbles) и корональными ядрами (bullets) или струями (jets), которые наблюдались как в линии  $H_\alpha$  [11], так и в ультрафиолетовом диапазоне  $\lambda = 1175 - 1710 \text{ \AA}$  [12]. Корональные ядра представляют собой плотные, холодные сгустки плазмы с  $T_{\text{я}} \sim 10^5 \text{ K}$ ,  $N_{\text{я}} \sim 10^{10} \text{ см}^{-3}$ . Они возникают над хромосферой и двигаются вверх с ускорением  $g_{\text{я}} \approx 5,5 \text{ км/с}^2$ , достигая через  $\tau_{\text{я}} \approx 60 - 80 \text{ с}$  скоростей  $v_{\text{я}} \approx 400 - 450 \text{ км/с}$ , после чего растворяются в окружающей корональной плазме. Поперечные (к лучу зрения) размеры ядер  $L_{\text{я}} \approx 400 - 4000 \text{ км}$ , и их динамика может оказаться существенной при учете баланса массы в короне [13]. При движении ядер со сверхзвуковой скоростью ( $v_{\text{зв}} \approx 50 \text{ км/с}$ ) перед ними возникает ударная волна, в области которой температура порядка  $5 \cdot 10^5 \text{ K}$ , а плотность, по-видимому, ниже, чем в окружающей короне [14] \*\*. Ускорение ядер связывалось в работах [14, 15] с магнитным пересоединением при движении вдоль силовых линий магнитного поля. Ниже предлагается механизм ускорения этих образований в закрытых конфигурациях магнитного поля вследствие образования над ними горячих областей с пониженной концентрацией плазмы.

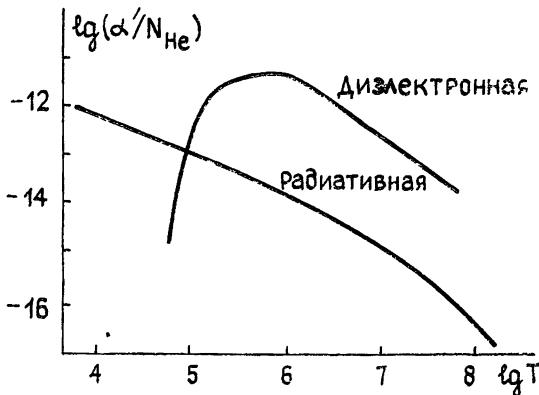


Рис. 6.

Как и в случае ионосферных пузырей, будем считать магнитное поле горизонтальным, что соответствует центру активной области солнечной атмосферы (рис. 1). При решении задачи, как и ранее, воспользуемся системой (10), (12) для электронной концентрации и ионной температуры, однако в отличие от ионосферы при расчете процессов в солнечной атмосфере необходим учет электрон-ионных столкновений ( $v_{ei} \approx 5,5 \lambda N T^{-3/2}$ ,  $\lambda$  — кулоновский логарифм, см., например, [16]). При вычислении коэффициента рекомбинации учтем, что при температуре плазмы  $T > 8 \cdot 10^4 \text{ K}$  дипольная рекомбинация является преобладающей, при этом коэффициент рекомбинации в интервале температур  $8 \cdot 10^4 \text{ K} < T < 8 \cdot 10^5 \text{ K}$  увеличивается с ростом  $T$  (рис. 6) [17]. Последнее может привести, как и в ионосфере, к обеднению плазмой нагретых областей и развитию рекомбинационно-тепловой неустойчивости.

При численном моделировании уравнений (10), (12) задавались следующие начальные условия:  $N_0(h) = (10^9 - 10^7 h \text{ (км)} / 500) \text{ см}^{-3}$ ,

\* Интересно отметить, что для длинноволновых возмущений ( $k \rightarrow 0$ ) при  $\gamma' < 0$  неустойчивость развивается при уменьшении нагрева в ямах плотности (см. также [18]).

\*\* Происхождение этих неоднородностей может быть связано с неустойчивостью Рэлея — Тейлора, инкремент которой (11) в верхней хромосфере при  $L_{\text{я}} \approx 300 \text{ км}$ ,  $v_{in} \approx (0,1 - 1) \text{ с}^{-1}$  равен  $\gamma_{n-T}(10^{-3} - 10^{-2}) \text{ с}^{-1}$ , а в переходной области ( $\gamma_{eff} \approx \gamma' g L_{\text{я}}$ ) достигает значений  $\gamma_{bc} \leq 3 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$ .

$$T_0(h) = (0,5 \cdot 10^5 + 5 \cdot 10^4 h \text{ (км)} / 500) \text{ К}, N_{n0}(h) = (10^{-6} - 10^4 h \text{ (км)} / 500) \text{ см}^{-3}, \alpha' = 4 \cdot 10^{-13} N_{He_0} (T / 2,5 \cdot 10^5) \text{ с}^{-1}, N_{He_0} = 0,1 N_0, h = 0 - 7500 \text{ км}.$$

Полученные результаты для нескольких моментов времени после образования области с обедненной концентрацией плазмы  $N_0/N = 3$  ( $t = 0, 10, 30, 40$  с) приведены на рис. 7. Кривые, обозначенные сплошной линией, соответствуют неизотермическому приближению, штрихпунктиром — изотермическому, пунктиром — невозмущенному профилю концентрации. Из рис. 7 видно, что после образования области пониженной концентрации под ней формируется область повышенной плотности. Эти образования двигаются вместе вверх (подобно уединенной волне) с эффективной скоростью  $v_{eff} \approx (g/v_{in}) (1 - N_0/N)$  и ускоряются вследствие уменьшения  $v_{in}$  с высотой. Причем для ям с небольшой степенью обеднения ( $N_0/N \leq 3$ ) нагрев плазмы практически не влияет на динамику процесса на фоне резкого градиента температуры в переходной области, который определяет как скорость пузыря, так и вероятность рекомбинации в нем. Таким образом, в хромосфере и переходной области могут существовать плазменные неоднородности, образование и движение которых в закрытых конфигурациях магнитного поля могут быть обусловлены рекомбинационными процессами и поляризационными полями, как это имеет место при подъеме экваториальных ионосферных пузырей.

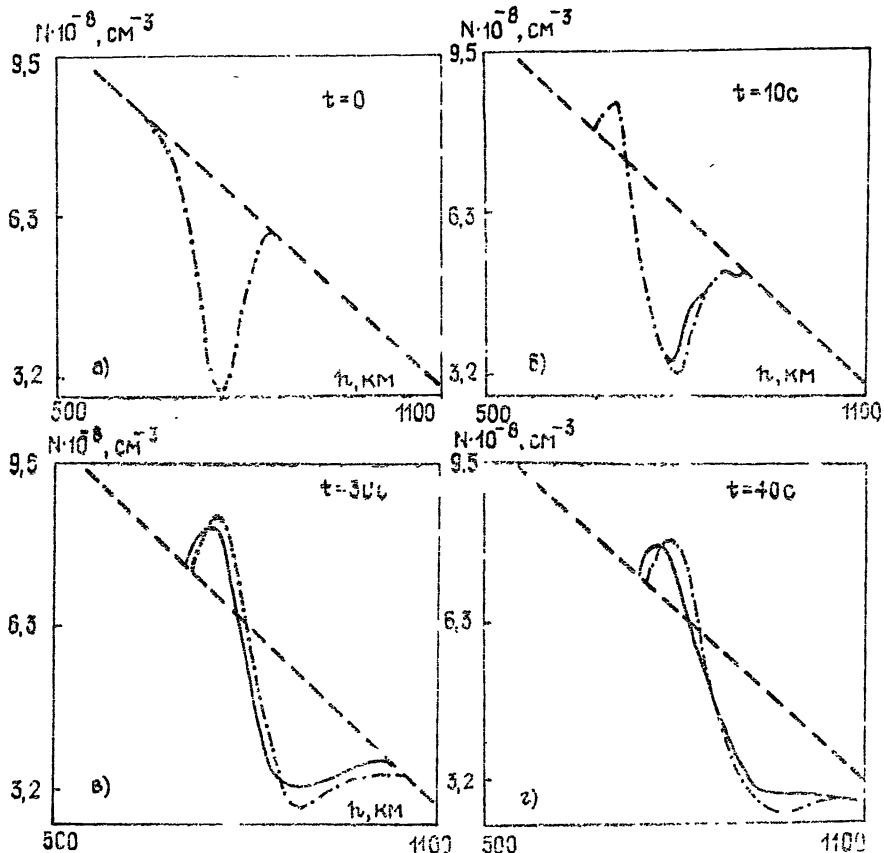


Рис. 7.

Выше указывалось, что для объяснения пузырей, поднимающихся на высоты  $h \geq 700$  км, необходимо значительное увеличение молекулярной компоненты газа на этих высотах.

Заметим, что в механизме неизотермических пузырей такой подъем может осуществляться как за счет увлечения плазмой нейтрального газа, так и за счет его нагрева более горячей плазмой,

В частности, из уравнения движения для нейтральных частиц  $\frac{\partial v_{nz}}{\partial t} = v_{in} \frac{N_i}{N_n} (v_{iz} - v_{nz})$  следует, что  $v_n = v_i (1 - \exp\{-v_{ni} t\}) \simeq v_i v_{ni} t$  ( $t \ll v_{ni}^{-1}$ ,  $v_{ni} = v_{in} N_i / N_n$ ). Подставляя это выражение в уравнение непрерывности для  $N_n$  ( $\partial N_n / \partial t = -v_n \partial N_n / \partial z$ ), имеем

$$N_n = N_{n0} \exp(v_{ni} v_i t^2 / 2L_n), \quad L = N / |\partial N / \partial z|.$$

Отсюда с учетом того факта, что в пузыре  $v_{in} = v_{in0} \sqrt{T_i/T_{i0}}$ ,  $v_i = v_{i0} N/N_0$ , мы видим, что в пузыре подъем молекул осуществляется существенно быстрее, чем в окружающем его пространстве, и при  $v_{in} \sim 1 \text{ с}^{-1}$ ,  $N_i/N_n \sim 10^{-4}$  и  $v_i \sim 3 \cdot 10^6 \text{ см}/\text{с}$  характерное изменение  $N_n$  осуществляется за время  $t \sim 500 \text{ с}$ . Близкие времена получаются и для увеличения  $N_n$  за счет нагрева молекул ионами.

Другая возможность может быть связана с подъемом молекул при сильном вихревом движении газа —эффекте типа смерча в атмосфере. Заметим, что при этом отпадает необходимость привлечения поляризационных полей (т. е. дрейфовых и нагревных механизмов) для объяснения подъема пузырей. Вопрос о возможности существования экваториальных ионосферных и межпланетных хромосферных смерчей и их влияния на образование пузырей будет рассмотрен отдельно.

Авторы благодарят Б. Н. Гершмана за замечания, сделанные при чтении статьи.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гершман Б. Н., Ерухимов Л. М., Яшин Ю. Я. Волновые явления в ионосфере и космической плазме. — М.: Наука, 1984.
2. Dungey J. W. — J. Atm. Terr. Phys., 1956, 9, p. 304.
3. Martyn D. F. — J. Geophys. Res., 1959, 64, p. 2178.
4. Ерухимов Л. М., Максименко О. Н., Мясников Е. Н. Ионосферные исследования. — М.: Сов. радио, 1980, вып. 30, с. 27.
5. Ossakow S. L. — J. Atm. Terr. Phys., 1981, 43, p. 437.
6. Ossakow S. L., Chaturvedi P. K. — J. Geophys. Res., 1980, 85, A5, p. 1775.
7. Ossakow S. L. et al. — Geophys. Res. Lett., 1978, 5, № 8, p. 691.
8. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме — М.: Наука, 1967.
9. Rees et al. — J. Geophys. Res., 1983, 88, p. 6289.
10. Гольберг С. М., Захаров А. Ю., Филиппов С. С. Препринт ИПМ АН СССР № 12. — М., 1976.
11. Mouradian Z., Simon G. — Solar Phys., 1975, 42, p. 311.
12. Briegleb G. E. — Appl. Optics, 1980, 19, p. 3994.
13. Kargren et al. — Astrophys. J., 1982, 261, p. 375.
14. Kargren et al. — Astrophys. J., 1984, 287, p. 396.
15. Gargill P., Rutherford G. — Astrophys. J., 1984, 276, p. 369.
16. Железняков В. В. Электромагнитные волны в космической плазме. — М.: Наука, 1977.
17. Зирин Г. Солнечная атмосфера. — М.: Мир, 1969.
18. Грач С. Н., Поляков С. В., Рапопорт В. О. — Изв. вузов — Радиофизика, 1979, 22, с. 711.
19. Andersen D. N., Haerendel G. G. — J. Geophys. Res., 1979, A84, p. 4251.

Научно-исследовательский  
радиофизический институт

Поступила в редакцию  
26 августа 1985 г.

#### FORMATION AND RISE OF NON-ISOTHERMAL IONOSPHERIC AND CHROMOSPHERIC «BUBBLES»

*L. G. Genkin, L. M. Erukhimov, E. N. Myasnikov, M. M. Schwartz*

The influence of nonisothermality was considered on dynamics of ionospheric and chromospheric bubbles. The possibility is shown for existence of recombination-thermal instabilities in the ionosphere which arise because of thermal dependence of recharged coefficient of molecules with atomic ions and analysis is made of its influence on formation and evaluation of equatorial bubbles. It is shown that formation and dynamics of bubbles may be conditioned by recombination processes and gravity forces. Plasma heating (mainly by vertical electric fields) leads to «deepending» and conservation of bubbles by their lifting. An assumption is made that bubbles formation may be connected with lifting of molecule clots in ionospheric «whirlwind».