

Министерство высшего и среднего специального образования  
Р С Ф С Р

Горьковский ордена Трудового Красного Знамени  
научно-исследовательский радиофизический институт (НИРФИ)

П р е п р и н т    № 292

ДИФфуЗИЯ И НЕУСТОЙЧИВОСТЬ СЛАБЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ  
В НЕЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОЙ ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЕ

Каган Л.М.

Горький 1989

Каган Л.М.

ДИФфуЗИЯ И НЕУСТОЙЧИВОСТЬ СЛАБЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В НЕЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОЙ ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЕ // Препринт № 292. - Горький: НИРФИ. - 1989. - 26 с.

УДК 551.510.535

Получено дисперсионное уравнение для неизотермической ионосферной плазмы в условиях неэлектростатичности, а также выражение для непотенциального электрического поля.

Показано, что на высотах ионосферы, где коэффициент амбиполярной диффузии становится порядка коэффициента магнитной диффузии, учет вихревого электрического поля замедляет процесс амбиполярной диффузии слабо вытянутых неоднородностей ( $[K_{\parallel}/K_{\perp}]_{\text{опт}} \approx \nu_e \nu_{in} / \omega_n \Omega_n$ ) в замагниченной плазме ( $\omega_{n\alpha} \gg \nu_{\alpha}$ ,  $\nu_{ei} \gg \nu_{en}$ ) для сильно вытянутых неоднородностей ( $K_{\parallel}/K_{\perp} \ll \nu_e \nu_{in} / \omega_n \Omega_n$ ) появляется диамагнитный эффект, приводящий к ускорению расплывания таких неоднородностей в 3-10 раз. А также время диффузии вытянутых вдоль поля неоднородностей сильно возрастает за счет неизотермичности (на высоте 400 км - на 2 порядка), что объясняется, по-видимому, выполнением условия термодинамического равновесия по поперечным координатам, когда  $\nu_e \sim T_e^{-3/2}$ .

Проблема происхождения и расплывания неоднородностей ионосферной плазмы является одной из ключевых проблем динамики ионосферы. Естественная неоднородная структура плазмы оказывает существенное влияние на процессы, происходящие в ионосфере, в частности, на распространение радиоволн. Наиболее длительную стадию релаксации плазменного возмущения определяет диффузия концентрации. Время диффузионного расплывания концентрации обычно существенно превышает характерные времена установления квазинейтральности, времена релаксации возмущений электрического и магнитного полей.

В верхних слоях ионосферы ( F -слой и выше), где коэффициент амбиполярной диффузии близок к коэффициенту диффузии магнитного поля, можно ожидать изменения времени расплывания неоднородностей концентрации за счет неэлектростатичности.

Рассмотрим систему уравнений переноса магнитной гидродинамики совместно с уравнениями Максвелла. Будем интересоваться низкочастотными решениями ( $\omega < \nu_{in}$ ,  $\omega^2 \ll k^2 c^2$ ), а плазму считать квазинейтральной  $N_e \approx N_i$  ( $2\pi k \gg r_D$ ).

Исходная система уравнений в пренебрежении  $\partial \vec{v}_a / \partial t$  ( $\omega < \nu_{in}$ ) и током смещения  $\partial \vec{E} / \partial t$  ( $\omega^2 \ll k^2 c^2$ ) запишется следующим образом:

$$\frac{\partial N_a}{\partial t} + \text{div} \frac{\vec{j}_a}{e} = 0, \quad (I)$$

$$m_{\alpha} N_{\alpha} (\vec{v}_{\alpha} \nabla) \vec{v}_{\alpha} = -\nabla p_{\alpha} \mp e N_{\alpha} \vec{E} \mp \frac{1}{c} [\vec{j}_{\alpha} * \vec{H}] \mp \mp \frac{1}{e} m_{\alpha} \nu_{ei} (\vec{j}_e - \vec{j}_i) - \frac{1}{e} m_{\alpha} \nu_{\alpha n} \vec{j}_{\alpha}, \quad (2)$$

$$N_{\alpha} \frac{\partial T_{\alpha}}{\partial t} + (\vec{j}_{\alpha} \nabla) T_{\alpha} + \text{div} \vec{q}_{\alpha} = Q_{\alpha} - N_{\alpha} [\delta_{\alpha n} (T_{\alpha}) \nu_{en} (T_{\alpha}) * * (T_{\alpha} - T_n) \pm \delta_{ei} (T_e) \nu_{ei} (T_e) (T_e - T_i)], \quad (3)$$

$$\text{rot} \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \quad (4)$$

$$\frac{c}{4\pi} \text{rot} \vec{H} = \vec{j}_i - \vec{j}_e, \quad (5)$$

$$\text{div} \vec{H} = 0, \quad (6)$$

$$\text{div} \vec{E} = 4\pi (\rho_i - \rho_e). \quad (7)$$

Здесь  $N_{\alpha}$ ,  $\vec{v}_{\alpha}$ ,  $p_{\alpha}$ ,  $T_{\alpha}$ ,  $m_{\alpha}$  - концентрация, скорость, давление, температура и масса частиц сорта  $\alpha$  (электронов и ионов);  $\nu_{ei}$  - частота кулоновских столкновений,  $\nu_{\alpha n}$ ,  $\omega_{H\alpha}$  - частота столкновений с нейтрами и гирочастота частиц сорта  $\alpha$ ,  $\delta_{\alpha n}$  и  $\delta_{ei}$  - доля энергии, теряемой при одном столкновении частиц сорта  $\alpha$  с нейтрами и электронами с ионами;  $Q_{\alpha}$  - источник нагрева частиц;  $\vec{q}_{\alpha} = -\hat{\alpha}_{\alpha} \nabla T_{\alpha} - \beta_{\alpha} \vec{j}_{\alpha}$  - поток тепла;  $\hat{\alpha}_{\alpha}$  и  $\beta_{\alpha}$  - тензор теплопроводности и термосилы соответственно;  $\vec{j}_{\alpha} = e_{\alpha} N_{\alpha} \vec{v}_{\alpha}$  - ток заряженных частиц сорта  $\alpha$ .

В дальнейшем, используя условие квазинейтральности, индекс  $\alpha$  у  $N_{\alpha}$  опускаем  $N_e \approx N_i = N$ .

Частоты столкновений, вообще говоря, являются функцией температуры частиц [1]. Эти зависимости находятся из кинетической теории, но в гидродинамике хорошо аппроксимируются степенной функцией. При столкновениях с нейтрами  $\nu_{en} \sim T_e^{\alpha_n}$ , где  $\alpha_n$

различно для различных нейтральных компонент:  $\alpha_{O_2} = 1/2$ ,  $\alpha_{N_2} = 1$ .  
 Для кулоновских столкновений  $\nu_{ei} \sim T_e^{-3/2}$ , для ион-нейтральных  
 столкновений  $\nu_{in} \sim T_i^{1/2}$ .

В естественных условиях при наличии источника, например, внешнего электрического поля, электрического тока или нейтрального ветра плазма может стать неустойчивой и в ней будет развиваться некоторая неоднородная структура. Будем считать естественные возмущения параметров плазмы слабыми, то есть  $N \ll N_0$ ,  $T_a \ll T_{a0}$  и т.д. и линеаризуем исходную систему уравнений относительно ее невозмущенного состояния.

Введем безразмерные параметры

$$n' = \frac{N'}{N_0}, \quad \tau'_a = \frac{T'_a}{T_{e0} + T_{i0}}, \quad h' = \frac{H'}{H_0}.$$

Скорости заряженных частиц имеют вид:

$$\begin{aligned} \vec{v}_e = & -D_M \frac{\omega_H}{\nu_{en}(1+\mu)} \text{rot } \vec{h}' + D_M \frac{S}{1+\mu} [\text{rot } \vec{h}' \times \vec{h}_0] - D_{\text{all}} \nabla(n' + \tau'_e + \tau'_i) - \\ & - \vec{v}_{e0} \frac{\mu}{1+\mu} \frac{d \ln \nu_{en}}{d \ln T_e} \tau'_e - \vec{v}_{i0} (1+\mu)^{-1} \frac{d \ln \nu_{in}}{d \ln T_i} \tau'_i - \vec{v}_{e0} n', \quad (8) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \vec{v}_i = & -D_M \frac{\mu}{(1+\mu) \nu_{en}} \omega_H \text{rot } \vec{h}' + D_M \frac{S}{1+\mu} [\text{rot } \vec{h}' \times \vec{h}_0] - D_{\text{all}} \nabla(n' + \tau'_e + \tau'_i) - \\ & - \vec{v}_{e0} \frac{\mu}{\mu+1} \frac{d \ln \nu_{en}}{d \ln T_e} \tau'_e - \vec{v}_{i0} (1+\mu)^{-1} \frac{d \ln \nu_{in}}{d \ln T_i} \tau'_i - \vec{v}_{i0} n'. \quad (9) \end{aligned}$$

В члене  $D_{\text{all}}(n' + \tau'_e + \tau'_i)$  в (8) и (9) нет привычной 2 перед  $n'$ , так как вместо нормировки на  $T_{e0} = T_{i0} = T_0$  сделана нормировка на  $T_{e0} + T_{i0}$ . Здесь использованы обозначения  $D_M =$

$= c^2 \nu_{en}^2 / \omega_0^2$  коэффициент магнитной диффузии,  $D_{\text{all}} = \frac{T_{e0} + T_{i0}}{T_{e0} + T_{i0}}$  -  
 коэффициент амбиполярной диффузии,  $\mu = \frac{m \nu_{en}}{M \nu_{in}}$ ,  $S = \omega_H \Omega_{in} / \nu_{en} \nu_{in}$ ,  $b = \frac{D_{\text{all}}}{D_M}$

Невозмущенные значения скоростей  $\vec{v}_{a0}$  находятся из нулевого при-

ближения уравнений движения и определяются заданным источником. Когда источником является постоянное внешнее электрическое поле, они выглядят следующим образом:

$$v_{e0\parallel} = eE_{0\parallel} / m\gamma_e, \quad v_{i0\parallel} = eE_{0\parallel} \gamma_{en} / M\gamma_{in} \gamma_e, \quad (10)$$

$$v_{e0x} = eE_{0x} \gamma_e \left[ 1 + \frac{\gamma_{en} \Omega_H^2}{\gamma_e \gamma_{in}^2} \right] / m\omega_H^2 \left[ \frac{\gamma_e^2}{\omega_H^2} + 1 + 2 \frac{m\gamma_{ei}}{M\gamma_{in}} + \frac{\Omega_H^2}{\gamma_{in}^2} \right],$$

$$v_{i0x} = eE_{0x} \left[ 1 + \frac{\gamma_{en}^2 + \gamma_{en}\gamma_{ei}}{\omega_H^2} \right] / M\gamma_{in} \left[ 1 + 2 \frac{m\gamma_{ei}}{M\gamma_{in}} + \frac{\Omega_H^2}{\gamma_{in}^2} + \frac{\gamma_e^2}{\omega_H^2} \right],$$

$$v_{e0y} = eE_{0y} \left[ 1 + \frac{m\gamma_{ei}}{M\gamma_{in}} + \frac{\Omega_H^2}{\gamma_{in}^2} \right] / m\omega_H \left[ \frac{\gamma_e^2}{\omega_H^2} + 1 + \frac{m\gamma_e}{M\gamma_{in}} + \frac{\Omega_H^2}{\gamma_{in}^2} \right],$$

$$v_{i0y} = -eE_{0y} \left[ 1 + \frac{\gamma_{en}^2}{\omega_H^2} + \frac{\gamma_{ei}\gamma_{in}}{\omega_H \Omega_H} \right] \Omega_H / M\gamma_{in} \left[ \frac{\gamma_e^2}{\omega_H^2} + 1 + 2 \frac{m\gamma_{ei}}{M\gamma_{in}} + \frac{\Omega_H^2}{\gamma_{in}^2} \right].$$

В формулах (10) система координат выбрана таким образом, что ось  $z$  направлена по геомагнитному полю  $H_0$ , а внешнее электрическое поле  $E_0$  лежит в плоскости  $xz$ .

Постоянные электрические поля проникают в ионосферу (F-слой) из магнитосферы. В E-слое ионосферы такие поля либо очень малы, либо вообще отсутствуют, но наблюдаются горизонтальные перемещения нейтрального газа. Невозмущенные скорости частиц выражаются через скорость нейтрального ветра  $\vec{u}_n$  следующим образом:

$$\vec{v}_{e0} = \vec{u}_{n\parallel} - \frac{\omega_H / \gamma_{en}}{1 + \omega_H^2 / \gamma_{en}^2} \left[ \vec{u}_n \times \vec{h}_0 \right] + (1 + \omega_H^2 / \gamma_{en}^2)^{-1} \vec{u}_{n\perp},$$

$$\vec{v}_{i0} = \vec{u}_{n\parallel} + \frac{\Omega_H / \gamma_{in}}{1 + \Omega_H^2 / \gamma_{in}^2} \left[ \vec{u}_n \times \vec{h}_0 \right] + (1 + \Omega_H^2 / \gamma_{in}^2)^{-1} \vec{u}_{n\perp},$$

Здесь  $\vec{h}_0$  - единичный вектор в направлении геомагнитного поля.

Вдоль геомагнитного поля  $\vec{H}_0$  плазма движется как целое со скоростью нейтральной компоненты.

### Электрическое поле в плазме

Потенциальное электрическое поле в плазме определяется равенством нулю дивергенции полного тока в плазме, то есть  $\text{div}(\vec{j}_i - \vec{j}_e) = 0$ . Этому условию соответствует следующее уравнение для поля:

$$\frac{1}{e} \nabla(\sigma_e + \sigma_i) \vec{E} = -\vec{u}_0 \nabla N' + \nabla[(\hat{D}_i - \hat{D}_e) \nabla N'] + \\ + \nabla \hat{D}_{T_i} \frac{N}{T_i} (\nabla T_i + \vec{f}_i \tau_i' - \vec{f}_{ei} \tau_e') - \nabla \hat{D}_{T_e} \frac{N}{T_e} (\nabla T_e + \vec{f}_e \tau_e').$$

Здесь  $\vec{u}_0 = \vec{v}_{i0} - \vec{v}_{e0}$ , а члены  $\vec{f}_\alpha$  появляются при учете зависимости частот столкновений от температуры и выражаются следующим образом:

$$\vec{f}_{e1} = \frac{m \nu_{ei}}{T_{e0} + T_{i0}} \vec{u}_0 \frac{d \ln \nu_{ei}}{d \ln T_e} \theta_e^{-1}, \\ \vec{f}_{e2} = \theta_e^{-1} \frac{m \nu_{en}}{T_{e0} + T_{i0}} \vec{v}_{e0} \frac{d \ln \nu_{en}}{d \ln T_e}, \\ \vec{f}_e = \vec{f}_{e1} + \vec{f}_{e2}, \\ \vec{f}_i = \theta_i^{-1} \frac{M \nu_{in}}{T_{e0} + T_{i0}} \vec{v}_{i0} \frac{d \ln \nu_{in}}{d \ln T_i}.$$

Когда электрическое поле является потенциальным  $\vec{E} = -\nabla \varphi$ , фурье-компоненты потенциала электрического поля запишутся как

$$\varphi_\omega = e [(D_{i\parallel} - D_{e\parallel}) \cos^2 \alpha + (D_{i\perp} - D_{e\perp}) \sin^2 \alpha] / G N'_\omega + \\ + \frac{e}{G} \left[ \frac{N}{T_i} D_{T_{i\parallel}} \cos^2 \alpha + \frac{N}{T_i} D_{T_{i\perp}} \sin^2 \alpha \right] (T_i' + (\vec{k} [\vec{f}_i \tau_i' - \vec{f}_{ei} \tau_e'] / k^2)) - \\ - \frac{e}{G} \left[ \frac{N}{T_e} D_{T_{e\parallel}} \cos^2 \alpha + \frac{N}{T_e} D_{T_{e\perp}} \sin^2 \alpha \right] (T_e' + (\vec{k} \vec{f}_e / k^2) \tau_e')$$

$$+ \frac{e}{Gk^2} (\vec{u}_0 \vec{k}) n',$$

где

$$G = (\sigma_{e\parallel} + \sigma_{i\parallel}) \cos^2 \alpha + (\sigma_{e\perp} + \sigma_{i\perp}) \sin^2 \alpha, \quad (II)$$

$\alpha$  - угол между волновым вектором  $\vec{k}$  и геомагнитным полем  $\vec{H}_0$ ,  
 $D_{e\parallel}$  и  $D_{i\perp}$ ,  $D_{Te\parallel}$  и  $D_{Ti\perp}$  - коэффициенты продольной и поперечной диффузии и термодиффузии заряженных частиц,

$\sigma_{e\parallel}$  и  $\sigma_{i\perp}$  - коэффициенты продольной и пердersonовской проводимости электронов и ионов.

Выражение для вихревого электрического поля можно получить, решая уравнения движения совместно с уравнениями Максвелла. В результате получим для  $\vec{\epsilon} = e \vec{E} / (T_{e0} + T_{i0})$ :

$$\begin{aligned} \vec{\epsilon}' &= \frac{-\theta_e + \mu \theta_i}{1 + \mu} \nabla n' - \frac{1}{1 + \mu} \nabla \tau'_e + \frac{\mu}{1 + \mu} \nabla \tau'_i + \\ &+ \frac{Q_H}{1 + \mu} [\nabla (n' + \tau'_e + \tau'_i) \times \vec{h}_0] + \beta \left( \frac{Q_H}{1 + \mu} + \frac{1}{(1 + \mu) q_H} + \frac{\nu_{ei}}{\omega_H} \right) \times \\ &\times \text{rot } \vec{h}' + \beta \frac{1 - \mu}{1 + \mu} |\text{rot } \vec{h}' \times \vec{h}_0| - \beta \frac{Q_H}{1 + \mu} \vec{h}_0 (\vec{h}_0 \text{rot } \vec{h}') + \quad (12) \\ &+ \frac{1}{D_{e\parallel} (1 + \mu)} \left\{ -\vec{\epsilon}_0 n' - \frac{1}{D_\Lambda} [\vec{u}_n \times \vec{h}_0] n' - \frac{1}{D_\Lambda} [\vec{u}_n \times \vec{h}'] + \right. \\ &+ [Q_H [(\vec{v}_{e0} - \vec{u}_n) \times \vec{h}_0] - \vec{v}_{e0} + \vec{u}_n] \frac{d \ln \nu_{en}}{d \ln T_e} + \\ &+ \frac{\nu_{ei}}{\nu_{en}} \vec{u}_0 \frac{d \ln \nu_{ei}}{d \ln T_e} (1 + \mu) \left. \right\} \theta_e^{-1} \tau'_e + [q_H [(\vec{v}_{i0} - \vec{u}_n) \times \vec{h}_0] + \end{aligned}$$



$$-\bar{v}_{i0} - \bar{u}_n] \theta_i^{-1} \frac{d \ln \nu_{in}}{d \ln T_i} \tau_i' \},$$

$$q_H = \frac{\omega_H}{\nu_{en}}, \quad Q_H = \frac{\Omega_H}{\nu_{in}}, \quad D_\Lambda^{-1} = \frac{eH_0}{c(T_{e0} + T_{i0})}.$$

Выражение в фигурной скобке соответствует возмущенному электрическому полю, возникающему при наличии внешних источников постоянного тока. Корреляция с возмущениями температуры возникает только при учете зависимости частот столкновений от температуры заряженных частиц.

Из выражения (II) следует, что потенциальное электрическое поле всегда направлено по  $\vec{K}$ . При учете неэлектростатичности поляризованное поле появляется независимо от ориентации неоднородности по отношению к относительной скорости заряженных частиц. Возникает вихревое электрическое поле, пропорциональное  $[\vec{u}_n \times \vec{h}'_n]$ .

В работе [4] электрическое поле потенциально, а температурная зависимость частот столкновений не учитывалась. Перемещения нейтральной компоненты плазмы создают такую неоднородную структуру, волновой вектор которой направлен поперек геомагнитного поля. Введя вихревое поле  $\sim [\vec{u}_n \times \vec{h}'_n]$  можно предположить существование неоднородностей не обязательно вытянутых вдоль магнитного поля Земли. А учет зависимости частоты ион-нейтральных столкновений от температуры ионов будет давать в поляризационное поле вклад с тем же знаком, что и член, обуславливающий неустойчивость. Правда, при конкретном рассмотрении из-за малости отношения коэффициента амбиполярной диффузии к коэффициенту диффузии магнитного поля эти поправки могут оказаться несущественными. В вихревом электрическом поле (I2) за счет разделения зарядов появляются члены, пропорциональные  $[\vec{v}_{e0} \times \vec{h}'_0] n + (1+\mu)^{-1} d \ln \nu_{in} / d \ln T_i [\vec{v}_{i0} \times \vec{h}'_0] \tau_i'$ .

Таким образом, даже в простейшем случае, когда частоты столкновений не зависят от температуры заряженных частиц, возможен нагревный механизм возникновения неоднородностей, аналогичный рассмотренному в [4], за счет вихревых поправок, если они существенны на данных высотах.

## Уравнения теплообмена

Коэффициенты теплопроводности  $\alpha_{aij}$  с учетом кинетических поправок имеют вид [3]

$$\alpha_{exx} = \alpha_{eyy} = \left\{ \left[ 5 + 2\bar{\alpha}(\bar{\alpha} + 1) + 2T_e \frac{d\bar{\alpha}}{dT_e} \right] / 3 \right\} NT_e \nu_e / m\omega_n^2,$$

$$\alpha_{exy} = -\alpha_{eyx} = -5NT_e / 3m\omega_n,$$

$$\alpha_{ezz} = \alpha_{e||} = (5 - 2\bar{\alpha}) K_G NT_e / 3m\nu_e.$$

До высоты 120 км включительно частота столкновений электронов с нейтралами существенно превышает частоты кулоновских столкновений, поэтому в коэффициенте электронной теплопроводности  $\alpha_e$  величина  $\bar{\alpha} \approx 1/2$ . На высотах F-слоя и выше  $\nu_{ei} \gg \nu_{en}$ , поэтому  $\bar{\alpha} \approx -3/2$ . Коэффициент  $K_G$  для низких частот порядка 1. Поправочные коэффициенты  $K_G$  и  $K_E$  вводят, чтобы уменьшить различие между кинетической теорией и гидродинамической (таблица 2I.I в [1]). Для низких частот  $\omega \ll \nu_e$ ,  $K_G(\omega/\nu_{en}) \approx 1,13$ ,  $K_G(\omega/\nu_{ei}) \approx 1,95$ .

Коэффициенты ионной теплопроводности записываются, как

$$\alpha_{ixx} = \alpha_{iyx} = NT_i \nu_{in} / M(\Omega_n^2 + \nu_{in}^2),$$

$$\alpha_{ixy} = -\alpha_{iyx} = NT_i \Omega_n / M(\Omega_n^2 + \nu_{in}^2),$$

$$\alpha_{izz} = \alpha_{i||} = NT_i / M\nu_{in}.$$

В качестве источника нагрева в правой части уравнений теплообмена может быть как омический нагрев - тепловые потери среды под действием переменного электромагнитного поля, так и работа сил трения - изменение энергии различных компонент плазмы, движущихся друг относительно друга за счет сил трения. Относительное же движение плазменных компонент возникает, например, при наличии постоянного внешнего электрического поля или нейтрального ветра.

Омический нагрев  $Q_\alpha$  определяется, как произведение электри-

ческого тока, создаваемого переменным электрическим полем частоты  $\omega$  на само электрическое поле. Количество тепла всегда величина действительная, и, так как  $Q_{\omega}$  квадратично по полю, то  $Q = (\vec{j}_{\omega} \vec{E}_{\omega}^* + \vec{j}_{\omega}^* \vec{E}_{\omega}) / 2 = \vec{E}_{\omega} \sigma_{\omega} \vec{E}_{\omega}^*$ .

Омический нагрев электронной и ионной компонент ионосферной плазмы определяется проводимостью электронов и ионов  $\sigma(\omega)$ :

$$\sigma_{ezz} = \frac{\omega_0^2 \nu_e}{4\pi(\omega^2 + \nu_e^2)}, \quad \sigma_{izz} = \frac{\Omega_0^2 [\nu_{en} \nu_e \nu_{in} + \omega^2 (\nu_{in}^2 + \nu_{ei})]}{4\pi(\nu_{in}^2 + \omega^2)(\nu_e^2 + \omega^2)},$$

$$\sigma_{eexx} = \sigma_{euyy} = \omega_0^2 (\nu_e + \nu_{en} \Omega_H^2 / \nu_{in}^2) A / 4\pi (A^2 + 4\omega^2 B^2),$$

$$\sigma_{exy} = -\sigma_{eyx} = -\omega_0^2 \omega_H (1 + m) \nu_{ei} / M \nu_{in} + \Omega_H^2) A / 4\pi (A^2 + 4\omega^2 B^2),$$

$$\sigma_{ixx} = \sigma_{iyx} = \frac{\Omega_0^2 (\nu_{en}^2 + \nu_{en} \nu_{in} + \omega_H^2) (\nu_{in} A - 2\omega^2 B)}{4\pi (\nu_{in}^2 + \omega^2) (A^2 + 4\omega^2 B^2)},$$

$$\sigma_{ixy} = -\sigma_{iyx} = \frac{\Omega_0^2 \Omega_H \left( \nu_{en}^2 + \frac{M \nu_{in} \nu_{ei}}{m} + \omega_H^2 \right) \left\{ (\nu_{in}^2 - \omega^2) A - 4\omega^2 \nu_{in} B \right\}}{4\pi [4\omega^2 \nu_{in}^2 + (\nu_{in}^2 - \omega^2)^2] (A^2 + 4\omega^2 B^2)}.$$

Здесь

$$A = \nu_e^2 - \omega^2 + \omega_H^2 \left[ 1 + \frac{2m \nu_{ei} \nu_{in}}{M(\omega^2 + \nu_{in}^2)} + \frac{\Omega_H^2 (\nu_{in}^2 - \omega^2)}{4\omega^2 \nu_{in}^2 + (\nu_{in}^2 - \omega^2)^2} \right],$$

$$B = \nu_e - \omega_H^2 \left[ m \nu_{ei} / M(\omega^2 + \nu_{in}^2) + \Omega_H^2 \nu_{in} / ((\nu_{in}^2 - \omega^2)^2 + 4\omega^2 \nu_{in}^2) \right],$$

$\omega_e, \Omega_e$  - плазменные частоты электронов и ионов соответственно  
 $(\omega_{\alpha} = \sqrt{4\pi e^2 N / m_{\alpha}})$ .

Из приведенных выражений видно, что компонента ионного тока вдоль геомагнитного поля всегда много меньше электронной

$$\frac{\sigma_{ezz}}{\sigma_{izz}} = \frac{M \nu_e (\nu_{in}^2 + \omega^2)}{m [\nu_{en} \nu_e \nu_{in} + \omega^2 (\nu_{in} + \nu_{en})]} \gg 1.$$

Поперечные же компоненты ионной проводимости малы только в слабозамагниченной плазме, когда  $\nu_{in} \nu_e \gg \omega_H \Omega_H$ . В достаточно сильном магнитном поле поперечная проводимость ионов может быть больше, чем электронов:

$$\frac{\sigma_{exx}}{\sigma_{ixx}} = \frac{M(\nu_e + \nu_{en} \Omega_H^2 / \nu_{in}^2)(\nu_{in}^2 + \omega^2) A}{m(\nu_{en}^2 + \nu_{en} \nu_{in} + \omega_H^2) [\nu_{in} A - 2\omega^2 B]}$$

Для частоты внешнего электрического поля меньше гирочастоты электронов, как следует из последней формулы,  $\sigma_{i\perp} \gg \sigma_{e\perp}$ . При  $\omega^2 \gg \omega_H^2 \mu$  поперечные компоненты ионной проводимости всегда меньше соответствующих компонент электронной.

В случае постоянного электрического поля ( $\omega = 0$ ) джоулев нагрев соответствует работе сил трения против относительной скорости компонент плазмы, создаваемой постоянным внешним электрическим полем.

Таким образом, в высокочастотном электрическом поле с частотой  $\omega^2 \gg \omega_H^2 \mu$  нагревом ионов можно пренебречь. Для низкочастотного электрического поля нагрев ионов поперек магнитного поля существенно больше электронной. Электронная компонента плазмы гораздо больше ионной, если внешнее электрическое поле параллельно геомагнитному. Нагрев ионов становится определяющим, когда относительное движение заряженных частиц создается перемещениями

нейтральной компоненты плазмы [4] ( в стационаре - для  $\nu_{in}^2 \gg \Omega_n^2$ ,

$$T_e/T_i \sim \nu_{en}^2 / \omega_n^2 \ll 1).$$

### Дисперсионные соотношения

Для нахождения дисперсионного уравнения рассмотрим возмущенные величины  $\Phi'$  в виде  $\Phi'_{\vec{k}, \omega} \exp[i(\omega t - \vec{k}\vec{r})]$ , где  $\omega$  - комплексная частота,  $\vec{k}$  - волновой вектор. Подставим найденные значения скоростей частиц ( формулы (8), (9) ) в уравнения непрерывности, теплообмена и уравнение Максвелла  $\text{rot } \vec{E} = -c^{-1} \partial \vec{H} / \partial t$ . Используя условие, что компоненты возмущенного магнитного поля не независимы (  $\text{div } \vec{H} = 0$  ) и введя новую переменную  $\bar{h}_{\omega, \vec{k}} = -k_x h'_{y\omega, \vec{k}} + k_y h'_{x\omega, \vec{k}}$ , получим следующую систему уравнений для  $n'_{\omega, \vec{k}}, \tau'_{a\omega, \vec{k}}, h'_{\parallel\omega, \vec{k}}, \bar{h}_{\omega, \vec{k}}$  ( в дальнейшем индекс  $\omega, \vec{k}$  опускаем):

$$\left\{ i\omega + k^2 D_{a\parallel} + i(\vec{v}_{e0} \vec{k}) \right\} n' + D_M (1 + \mu)^{-1} s k^2 h'_{\parallel} +$$

$$+ i\mu (\vec{v}_{e0} \vec{k}) / 2(1 + \mu) \tau'_e + i(\vec{v}_{i0} \vec{k}) / 2(1 + \mu) \tau'_i = 0,$$

$$\left\{ D_{a\parallel} k_{\perp}^2 + i(\vec{k}_{\perp} \vec{v}_{e0\perp}) + i \frac{\nu_e}{\omega_n} (v_{e0x} k_y - v_{e0y} k_x) + i \frac{\nu_{ei}}{\omega_n} \times \right.$$

$$\left. \times (v_{i0y} k_x - v_{i0x} k_y) \right\} n' + \left\{ i\omega + D_M k^2 \left[ (s+1)(1+\mu)^{-1} + \frac{\nu_{ei}}{\nu_{en}} \right] \right\} h'_{\parallel}$$

$$+ q_n D_M (1 - \mu)(1 + \mu)^{-1} k_{\parallel} \bar{h} + \left\{ D_{a\parallel} k_{\perp}^2 + \left[ \mu / 2(1 + \mu) \right] i(\vec{v}_{e0\perp} \vec{k}_{\perp}) + \right.$$

$$\left. + \left[ (\nu_{en} - 3\nu_{ei}) / 2\omega_n (1 + \mu) \right] i(v_{e0y} k_x + v_{e0x} k_y) + \left[ 3\nu_{ei} / 2\omega_n \right] k_x \right.$$

$$\times i(v_{i0y}^{K_x} - v_{i0x}^{K_y}) \left\{ \tau'_e + \left[ D_{011} K_1^2 + [1/2(1+\mu)] i [v_{i0x}^{K_x} + v_{i0y}^{K_y} + q_H^{-1} (v_{i0x}^{K_y} - v_{i0y}^{K_x})] \right] \tau'_i = 0, \right.$$

$$\left\{ i K_{11} \left[ K_y (-v_{e0x} + [v_e / \omega_H] v_{e0y} - [v_{ei} / \omega_H] v_{i0y} + K_x (v_{e0y} + [v_e / \omega_H] v_{e0x} - [v_{ei} / \omega_H] v_{i0x}) + i [v_e / \omega_H] (K_y^2 - K_x^2) v_{e0x} - [v_{ei} / \omega_H] v_{i011} \right] n' - (1-\mu)(1+\mu)^{-1} D_M q_H K_{11} K^2 h'_{11} + \right. \\ \left. + \left\{ i\omega + D_M (1+\mu)^{-1} [S K_{11}^2 + (1 + (1+\mu) v_{ei} / v_{en}) K^2] \right\} \bar{h} + \right. \\ \left. + \left\{ i K_{11} \left[ \mu (K_x v_{e0y} - K_y v_{e0x}) / 2(1+\mu) - (K_y v_{e0y} + K_x v_{e0x}) / 2 q_H (1+\mu) - (3 v_{ei} / 2 \omega_H) (K_y u_{0y} + K_x u_{0x}) \right] + i K_{11}^2 [v_{e011} / 2(1+\mu) q_H + (3 v_{ei} / 2 \omega_H) u_{011}] \right\} \tau'_e + [2(1+\mu)]^{-1} \times \right. \\ \left. \times \left\{ i K_{11} (K_y v_{i0x} + q_H^{-1} v_{i0y} K_y + K_x v_{i0y} + q_H^{-1} K_x v_{i0x}) - \right. \right. \\ \left. \left. - i K_{11}^2 q_H^{-1} v_{i011} \right\} \tau'_i = 0, \right.$$

$$\left\{ -\frac{2}{3} \theta_e i\omega + \frac{4}{3} \frac{m v_{en} v_{e0}^2}{T_{e0} + T_{i0}} + \frac{4}{3} \frac{m v_{ei}}{T_{e0} + T_{i0}} (v_{e0}^2 - (\vec{v}_{e0} \vec{v}_{i0})) \right\} n'$$

$$\begin{aligned}
& + \left\{ i\omega - i(\vec{v}_{e0} \vec{\kappa}) + \alpha_{e\perp} \kappa_{\perp}^2 + \alpha_{e\parallel} \kappa_{\parallel}^2 + \frac{2}{3} \mu \frac{m \nu_{en} v_{e0}^2}{(\tau_{e0} + \tau_{i0})(1+\mu)} + \frac{m \nu_{ei}}{3(\tau_{e0} + \tau_{i0})} \times \right. \\
& \times \left[ v_{e0}^2 - (\vec{v}_{e0} \vec{v}_{i0}) \right] \mu (1+\mu)^{-1} + \frac{1}{2} \delta_{en} \nu_{en} (3\theta_e - \theta_i) - \frac{3}{2} \delta_{ei} \nu_{ei} (\theta_e - \theta_i) + \\
& + \delta_{ei} \nu_{ei} - \frac{m \nu_{en}}{3(\tau_{e0} + \tau_{i0})} v_{e0}^2 + \frac{4}{3} \frac{m \nu_{ei}}{(\tau_{e0} + \tau_{i0})} \left[ v_{e0}^2 - (\vec{v}_{i0} \vec{v}_{e0}) \right] \left. \right\} \tau'_e + \\
& + \left\{ \frac{2m \nu_{en} (\vec{v}_{e0} \vec{v}_{i0})}{3(\tau_{e0} + \tau_{i0})(1+\mu)} + \frac{m \nu_{ei} [(\vec{v}_{e0} \vec{v}_{i0}) - v_{i0}^2]}{3(\tau_{e0} + \tau_{i0})(1+\mu)} - \delta_{ei} \nu_{ei} \right\} \tau'_i = 0. \\
& \left\{ -\frac{2}{3} \theta_i i\omega + \frac{4}{3} \frac{M \nu_{in} v_{i0}^2}{\tau_{e0} + \tau_{i0}} \right\} n' + \left\{ \frac{2}{3} \mu \frac{M \nu_{in} (\vec{v}_{i0} \vec{v}_{e0})}{(1+\mu)(\tau_{e0} + \tau_{i0})} + \right. \\
& + \left. \frac{2}{3} \delta_{ei} \nu_{ei} (\theta_e - \theta_i) \right\} \tau'_e + \left\{ i\omega - i(\vec{v}_{i0} \vec{\kappa}) + \alpha_{i\perp} \kappa_{\perp}^2 + \alpha_{i\parallel} \kappa_{\parallel}^2 + \right. \\
& + \left. \frac{2}{3} \frac{M \nu_{in} v_{i0}^2}{(\tau_{e0} + \tau_{i0})(1+\mu)} + \nu_{in} + \delta_{ei} \nu_{ei} - \frac{M \nu_{in} v_{i0}^2}{3(\tau_{e0} + \tau_{i0})} \right\} \tau'_i = 0.
\end{aligned}$$

Рассмотрим некоторые частные случаи системы уравнений (12) - (16).

В отсутствие внешних источников тока дисперсионное уравнение выглядит следующим образом:

$$(i\omega)^5 + A_4 (i\omega)^4 + A_3 (i\omega)^3 + A_2 (i\omega)^2 + A_1 i\omega + A_0 = 0, \quad (17)$$

где

$$\begin{aligned}
A_0 &= \bar{A} [a_{11} C - a_{33} E], \\
A_1 &= \bar{A} [a_{11} (a_{22} + a_{33}) + C - E] + a_{11} \bar{B} C - a_{33} E A,
\end{aligned}$$

$$A_2 = a_{11} C + \bar{A}(a_{11} + a_{22} + a_{33}) + \bar{B} [a_{11}(a_{22} + a_{33}) + C] - E \left( \frac{2\theta_i a_{33}}{3} + \Delta \right),$$

$$A_3 = \bar{A} + C + a_{11}(a_{22} + a_{33}) + B(a_{11} + a_{22} + a_{33}) - 2\theta_i E/3,$$

$$A_4 = a_{11} + a_{22} + a_{33} + B,$$

$$\bar{A} = a_{44} a_{55} - a_{45} a_{54},$$

$$B = a_{44} + a_{55},$$

$$C = a_{22} a_{33} - a_{23} a_{32},$$

$$\Delta = a_{55} + 2 \left[ \theta_i (a_{44} - a_{45}) - \theta_e (a_{55} - a_{54}) \right] / 3,$$

$$a_{11} = D_{a11} K^2, \quad a_{12} = D_M S K^2 / (1 + \mu), \quad a_{21} = D_{a11} K^2 \sin^2 \alpha,$$

$$a_{22} = D_M K^2 \left( (S+1)(1+\mu)^{-1} + \frac{\gamma_{ei}}{\gamma_{en}} \right), \quad a_{23} = D_M K \cos \alpha q_H (1-\mu)(1+\mu)^{-1},$$

$$a_{32} = -D_M K^3 \cos \alpha q_H (1-\mu)(1+\mu)^{-1}, \quad a_{33} = D_M K^2 \left[ (S \cos^2 \alpha + 1)(1+\mu)^{-1} + \frac{\gamma_{ei}}{\gamma_{in}} \right],$$

$$a_{44} = \alpha_{e11} K_{11}^2 + \alpha_{e1} K_{11}^2 + \delta_{en} \gamma_{en} (3\theta_e - \theta_i) / 2 + (5\theta_i - \theta_e) \delta_{ei} \gamma_{ei} / 2,$$

$$a_{45} = -\delta_{ei} \gamma_{ei}, \quad a_{54} = 2\delta_{ei} \gamma_{ei} (\theta_e - \theta_i) / 3, \quad a_{55} = \alpha_{i11} K_{11}^2 + \alpha_{i1} K_{11}^2 + \gamma + \delta_{ei} \gamma_{ei}.$$

В уравнении (17) учтено, что частоты столкновений зависят от температуры заряженных частиц.



Чтобы разделить влияние на процессы диффузионного расплывания возмущений плотности непотенциального электрического поля и неизотермичности плазмы интересно сравнить результаты машинного счета уравнения (17) и дисперсионного уравнения (18)<sup>\*)</sup> [1]. (Рис. 1-3).

$$(i\omega)^3 + C_2(i\omega)^2 + C_1 i\omega + C_0 = 0, \quad (18)$$

где

$$C_2 = D_M \kappa^2 \left\{ b + (2 + S(1 + \cos^2 \alpha))(1 + \mu)^{-1} + \frac{2\partial_{ei}}{\partial_{en}} \right\},$$

$$C_1 = (D_M \kappa^2)^2 \left\{ (1 + \mu)^{-2} \left[ 1 + S + S^2 \cos^2 \alpha (1 + Q_H^{-2} + q_H^{-2} - S^{-1}) \right] + \right. \\ \left. + 2b(1 + \mu)^{-1}(1 + S \cos^2 \alpha) + \left[ 2b + (2 + S(1 + \cos^2 \alpha))(1 + \mu)^{-1} + \frac{\partial_{ei}}{\partial_{en}} \right] \frac{\partial_{ei}}{\partial_{en}} \right\},$$

$$C_0 = (D_M \kappa^2)^3 b \left\{ (1 + \mu)^{-2} \left[ 1 + S^2 \cos^2 \alpha (\cos^2 \alpha + Q_H^{-2} + q_H^{-2}) \right] + \right. \\ \left. + \left[ \frac{\partial_{ei}}{\partial_{en}} + 2(1 + (\cos^2 \alpha)S)(1 + \mu)^{-1} \right] \frac{\partial_{ei}}{\partial_{en}} \right\}.$$

Приближенное значение коэффициента диффузии с учетом вихревого электрического поля можно получить, полагая, что диффузии концентрации соответствует самое медленное решение уравнения (2)

$$(\omega_3 \ll \omega_2, \omega_1):$$

---

<sup>\*)</sup> Значения ионосферных параметров для различных высот представлены в таблице I.

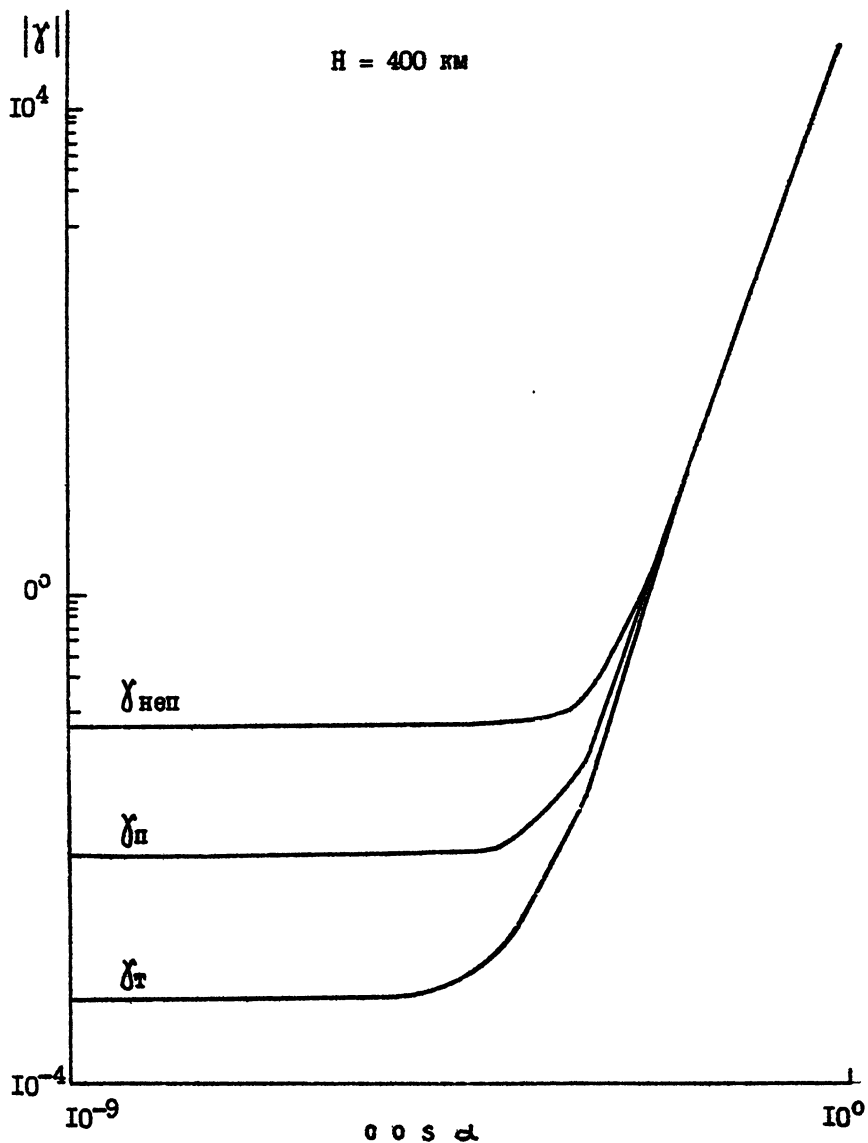
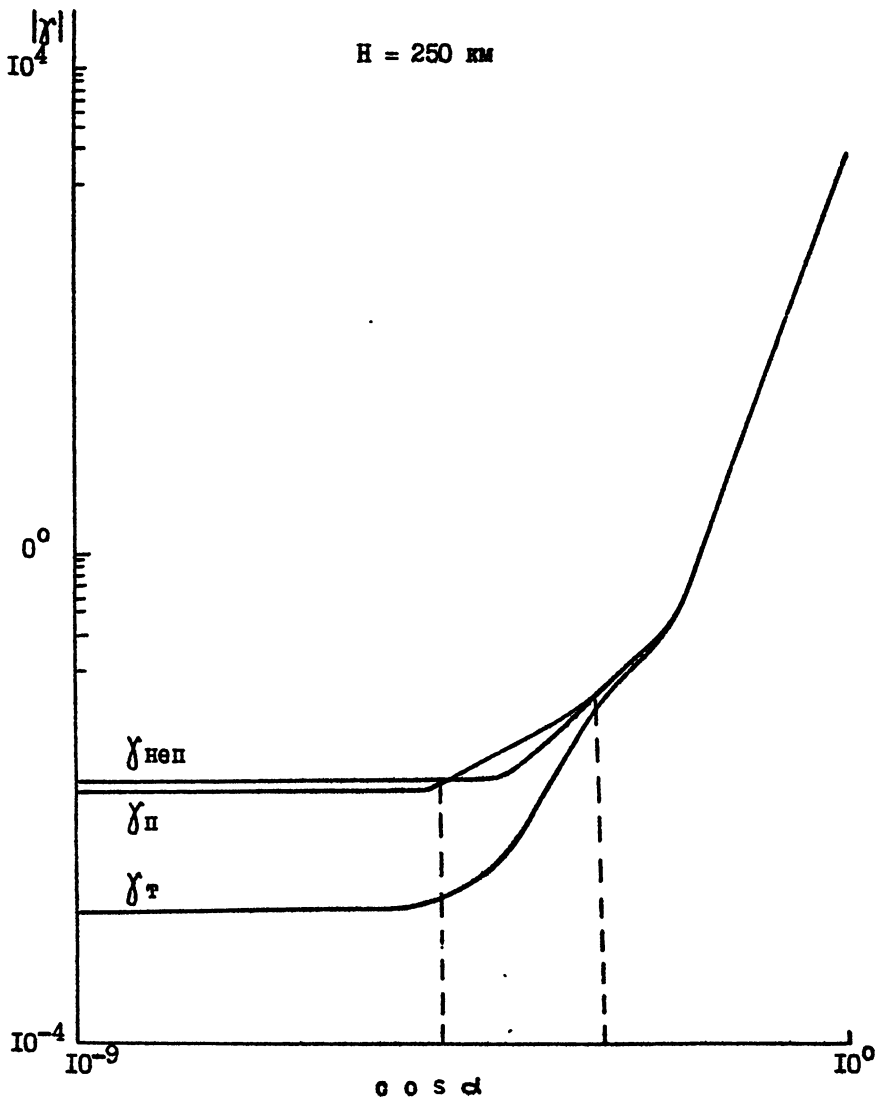


Рис. I



Р и с . 2

$H = 150 \text{ км}$

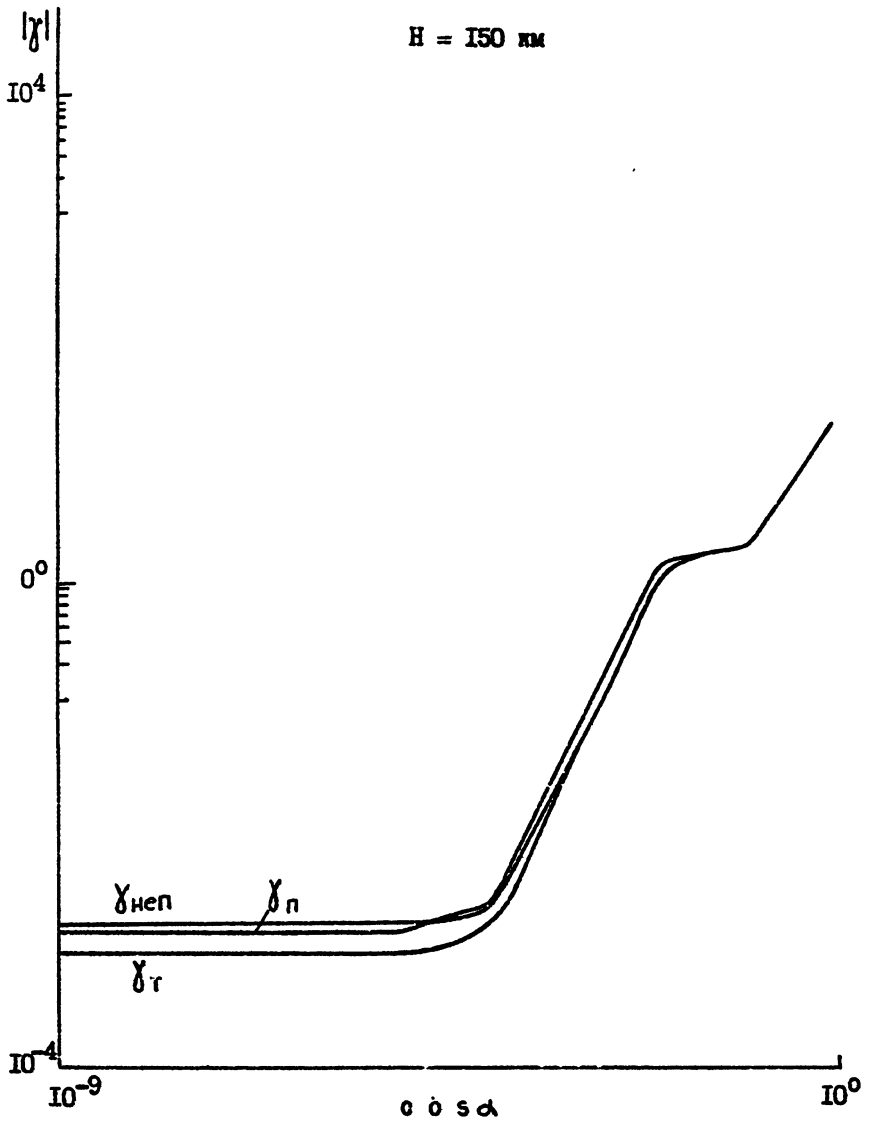


Рис. 3

Таблица I ([I, 8])

| Высота<br>в км<br>параметры        | 90                    | 100                   | 120                   | 150                   | 200                   | 250                   | 300                   | 400                   |
|------------------------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|
|                                    | D <sub>а</sub>        | 2,16·10 <sup>4</sup>  | 1,19·10 <sup>5</sup>  | 2,17·10 <sup>6</sup>  | 5,26·10 <sup>7</sup>  | 1,54·10 <sup>9</sup>  | 6,36·10 <sup>9</sup>  | 1,74·10 <sup>10</sup> |
| D <sub>м</sub>                     | 5,76·10 <sup>12</sup> | 1,69·10 <sup>11</sup> | 1,40·10 <sup>10</sup> | 8,52·10 <sup>8</sup>  | 8,4·10 <sup>7</sup>   | 1,33·10 <sup>7</sup>  | 3,2·10 <sup>6</sup>   | 6,6·10 <sup>5</sup>   |
| α <sub>е</sub>                     | 1,47·10 <sup>12</sup> | 5,86·10 <sup>13</sup> | 1,23·10 <sup>15</sup> | 3,86·10 <sup>16</sup> | 2,16·10 <sup>17</sup> | 3,83·10 <sup>17</sup> | 2,17·10 <sup>18</sup> | 8,94·10 <sup>17</sup> |
| α <sub>е</sub> 1                   | 1,83·10 <sup>8</sup>  | 6,58·10 <sup>9</sup>  | 2,30·10 <sup>9</sup>  | 1,56·10 <sup>9</sup>  | 2,04·10 <sup>9</sup>  | 7,89·10 <sup>9</sup>  | 1,85·10 <sup>10</sup> | 1,51·10 <sup>10</sup> |
| α <sub>и</sub>                     | 5,31·10 <sup>7</sup>  | 4,44·10 <sup>9</sup>  | 1,33·10 <sup>11</sup> | 7,19·10 <sup>12</sup> | 3,52·10 <sup>15</sup> | 3,61·10 <sup>15</sup> | 1,64·10 <sup>16</sup> | 7,78·10 <sup>16</sup> |
| α <sub>и</sub> 1                   | 5,31·10 <sup>7</sup>  | 4,44·10 <sup>9</sup>  | 1,25·10 <sup>11</sup> | 6,19·10 <sup>11</sup> | 1,06·10 <sup>12</sup> | 0,97·10 <sup>11</sup> | 7,53·10 <sup>10</sup> | 2,02·10 <sup>10</sup> |
| δ <sub>е</sub> 1, α <sub>е</sub> i | 1,2·10 <sup>-1</sup>  | 0,84                  | 0,58                  | 0,48                  | 0,44                  | 0,65                  | 0,81                  | 0,53                  |
| δ <sub>е</sub> n, α <sub>е</sub> n | 4,0·10 <sup>2</sup>   | 1,2·10 <sup>2</sup>   | 12,4                  | 1,07                  | 0,15                  | 0,047                 | 1,8·10 <sup>-2</sup>  | 3,5·10 <sup>-3</sup>  |
| b                                  | 3,75·10 <sup>-9</sup> | 7,04·10 <sup>-7</sup> | 1,55·10 <sup>-4</sup> | 6,17·10 <sup>-2</sup> | 18,3                  | 4,78·10 <sup>2</sup>  | 5,43·10 <sup>3</sup>  | 1,26·10 <sup>5</sup>  |
| S                                  | 3,14·10 <sup>-1</sup> | 5,00                  | 4,17·10 <sup>2</sup>  | 3,58·10 <sup>4</sup>  | 3,85·10 <sup>6</sup>  | 4,1·10 <sup>7</sup>   | 2,59·10 <sup>8</sup>  | 5,60·10 <sup>9</sup>  |
| μ                                  | 8,06·10 <sup>-5</sup> | 1,15·10 <sup>-4</sup> | 1,60·10 <sup>-4</sup> | 2,96·10 <sup>-4</sup> | 8,65·10 <sup>-4</sup> | 9,06·10 <sup>-4</sup> | 8,4·10 <sup>-4</sup>  | 6,86·10 <sup>-4</sup> |
| θ <sub>е</sub>                     | 0,513                 | 0,533                 | 0,526                 | 0,544                 | 0,541                 | 0,566                 | 0,588                 | 0,623                 |
| θ <sub>и</sub>                     | 0,487                 | 0,467                 | 0,474                 | 0,456                 | 0,459                 | 0,434                 | 0,412                 | 0,377                 |

$$D_a(\alpha) = D_{a\parallel} \left\{ 1 + \cos^2 \alpha S^2 (\cos^2 \alpha + Q_H^{-2}) + \left[ \frac{\gamma_{ei}}{\gamma_{en}} + 2(1+S+\cos^2 \alpha) \frac{\gamma_{ei}}{\gamma_{en}} \right] \frac{\gamma_{ei}}{\gamma_{en}} \right\} \times \quad (19)$$

$$\times \left\{ 1 + S + S^2(1+Q_H^{-2}) + 2b(1+S\cos^2 \alpha) + \left[ 2b + 2 + S(1+\cos^2 \alpha) + \frac{\gamma_{ei}}{\gamma_{en}} \right] \frac{\gamma_{ei}}{\gamma_{en}} \right\}^{-1},$$

здесь пренебрегались членами  $Q_H^{-2}$  и  $S^{-1}$  по сравнению с членами  $Q_H^{-2}$ , а также членами порядка  $\mu$  по сравнению с 1.

Из выражения (18) легко можно получить выражение для коэффициента диффузии в изотропной плазме:

$$D_a(\alpha) = D_{a\parallel} \left[ 1 + \left( \frac{\gamma_{ei}}{\gamma_{en}} + 2 \right) \frac{\gamma_{ei}}{\gamma_{en}} \right] \left[ 2b \left( 1 + \frac{\gamma_{ei}}{\gamma_{en}} \right) + 1 + \left( \frac{\gamma_{ei}}{\gamma_{en}} + 2 \right) \frac{\gamma_{ei}}{\gamma_{en}} \right]^{-1}. \quad (20)$$

При  $b \ll 1$  приходим к известному результату, что коэффициент изотропной диффузии не зависит от частоты кулоновских столкновений. Наличие  $b$ , близких к 1, приводит к замедлению диффузии в плазме. Таким образом, влияние вихревых электрических полей сильнее в верхних слоях ионосферы.

Уравнения (17) и (18) были решены численно для высот: 90, 100, 120, 150, 200, 250, 300, 400 км при различных вытянутостях ( $10^{-9} \leq \cos \alpha = K_{\parallel}/K_{\perp} \leq 1$ ) и масштабах неоднородности от 5 м до 1 км.

На высоте 90 км учет неэлектростатичности и неизотермичности плазмы не сказывается на диффузии концентрации. На высоте 150 км для неоднородностей, ориентированных таким образом, что  $10^{-3} \leq \cos \alpha \leq 10^{-2}$ , время расплывания неоднородности ( $|\gamma|^{-1}$ ) замедляется в 1,5 раза по сравнению с временем амбиполярной диффузии в потенциальном электрическом поле, т.е. отношение декрементов  $\frac{\gamma_{\parallel}}{\gamma_{\text{неп}}} \approx 1,5$ . Учет неизотермичности в этом случае также замедляет время амбиполярной диффузии, но для неоднородностей сильно вытянутых вдоль магнитного поля  $H_0$  ( $10^{-9} \leq \cos \alpha \leq 10^{-4}$ )  $\gamma_{\parallel}/\gamma_{\text{неп}} \approx 1,5 \div 2$ .

При этом наблюдается некоторая оптимальная вытянутость, для которой замедление диффузии максимально. По результатам численного счета ей соответствует  $K_{\parallel}/K_{\perp} \approx S^{-1/2}$ . Таким образом, медленнее всего расплываются неоднородности, для которых время про-

дольной электронной диффузии равно времени поперечной ионной. На высоте 200 км  $\max |\gamma_n / \gamma_{неп}| \approx 1,5 \div 2$ , на высоте 250 км

$$\max |\gamma_n / \gamma_{неп}| \approx 2 \div 2,5$$

Численный счет позволил, также, обнаружить наличие диамагнитного эффекта для сильно вытянутых вдоль магнитного поля неоднородностей ( $10^{-9} \leq \cos \alpha \leq 10^{-5}$ ), приводящего к ускорению их диффузии в 3-10 раз, начиная с высоты 250 км, и чем выше, тем сильнее

эффект:  $|\gamma_n / \gamma_{неп}|_{h=250\text{км}} \approx \frac{1}{3} |\gamma_n / \gamma_{неп}|_{h=400\text{км}} \approx 10^{-1}$ . Выше 300 км замедления диффузии за счет непотенциальности электрического поля, практически, не происходит ни для каких масштабов и вытянутостей неоднородностей. Правда, в сильно замагниченной плазме время диффузии концентрации сильно возрастает за счет неизотермичности. Так на высоте 400 км  $\gamma_T / \gamma_{неп} \approx 10^{-2}$  при  $10^{-9} \leq \cos \alpha \leq 10^{-4}$ ,  $\gamma_T / \gamma_{неп} \approx 5$  при  $\cos \alpha \approx 10^{-3}$  и  $\gamma_T \approx \gamma_{неп}$  при  $10^{-2} \leq \cos \alpha \leq 1$ .

Суммарное действие неизотермичности и непотенциальности приводит при этом к замедлению диффузии неоднородностей (для бесконечно вытянутых вдоль магнитного поля возмущений - на порядок).

Такое влияние неизотермичности ионосферы объясняется, по-видимому, термодиффузией плазмы поперек геомагнитного поля [5], в результате чего плотность частиц в возмущенной области возрастает. Из анализа численного счета следует, что наибольший эффект достигается для сильно вытянутых вдоль магнитного поля возмущений  $l_{||} / l_{\perp} \gg S^{1/2}$ , для высот, где плазма почти полностью ионизована ( $\nu_{ei} \gg \nu_{en}$ ). Пусть для этих неоднородностей по поперечным координатам выполняется условие диффузионного равновесия (как в изотропной плазме)  $NT^{k_T} = \text{const}$ , где  $k_T = d \ln D / d \ln T$ . Если  $D = D_{e1}$ , то  $k_T = 1 + d \ln \nu_e / d \ln T_e$  и при  $\nu_{ei} \gg \nu_{en}$  в температурной зависимости частоты столкновений электронов  $\nu_e \sim T_e^{\bar{\alpha}}$  показатель степени  $\bar{\alpha}$  близок к  $-3/2$ , как при кулоновских столкновениях. В этом случае в ионосферной плазме возможно установление равновесного состояния  $NT^{-1/2} = \text{const}$ , что приводит к сгонке более горячей плазмы.

Такое объяснение кажется правдоподобным, поскольку для неод-

нородностей с волновым вектором, ориентированным вдоль геомагнитного поля ( $1 \leq \cos \alpha \leq Q_n^{-1}$ ) учет неизоэтермичности не влияет на время расплывания слабых неоднородностей.

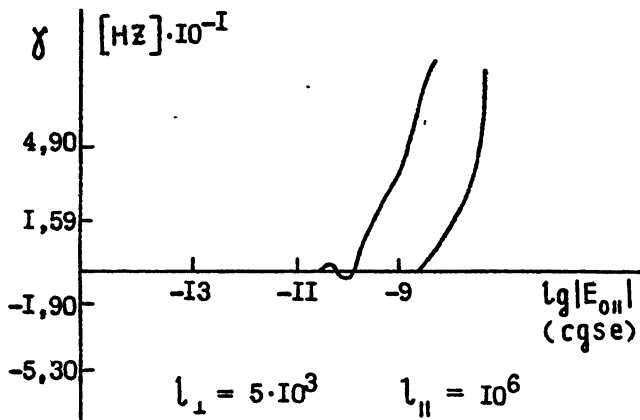
Предположим наличие источника тока в плазме:  $\vec{V}_{d0} \neq 0$ . В этом случае можно получить гидродинамические условия возникновения дрейфовой [6] и нагревной [2,4] <sup>неустойчивостей</sup> в неэлектростатической плазме. Решение (17) в изотермическом случае при замене  $\nu_{an}$  на  $\nu_{an\text{эф}} = \nu_{an} + i\omega + \vec{V}_{d0} \vec{k}$  полностью совпадает с аналогичным, полученным в [6] и соответствует дрейфовой неустойчивости.

В неизоэтермической плазме дисперсионное уравнение для очень низкочастотных решений  $\omega < \nu_{in}$  описывается многочленом 5-го порядка. В этом случае неоднородная структура будет возникать за счет нагревной неустойчивости, рассмотренной для потенциального электрического поля  $E = -\nabla\varphi$  в работах [2,4]. В первой из них источником нагрева является постоянное электрическое поле  $\vec{E}_0$ . Такие поля практически всегда присутствуют в ионосфере на высоте F-слоя. Их характерные временные и пространственные масштабы много больше соответствующих масштабов неоднородностей, поэтому  $\vec{E}_0$  можно считать однородным в пространстве и постоянным во времени. В этом случае осуществляется, как продольный электронный нагрев, так и поперечный ионный (см. выше).

Источником нагрева в [4] являются перемещения нейтральной компоненты плазмы, наблюдаемые в E-слое ионосферы. Для параметров F-слоя ионосферы был проведен численный счет [7]. Его результаты показали снижение порогового значения внешнего электрического поля  $\vec{E}_0$  за счет неэлектростатичности на порядок (Рис. 4) для неоднородностей с  $Q_n^{-1} < K_{||} / K_{\perp} < Q_n^{-1}$ .

Неэлектростатичность ионосферной плазмы оказывается существенной на высотах, где коэффициент амбиполярной диффузии порядка коэффициента магнитной диффузии, т.е. параметр  $b$  близок к 1. Замедление диффузии наблюдается, начиная с высоты 150 км (примерно в 1,5 раза). Максимальное замедление диффузии, как показал численный счет, наблюдается для неоднородностей, у которых время продольной электронной диффузии порядка поперечной ионной, т.е. ориентированных таким образом, что  $K_{||} / K_{\perp} \approx S^{-1/2}$ . На высоте





Р и с. 4

250 км для неоднородностей, ориентированных оптимальным образом, диффузия замедляется в 2-3 раза.

Для сильно вытянутых вдоль магнитного поля неоднородностей ( $\cos \alpha \leq 10^{-5}$ ), начиная с 250 км проявляется диамагнитный эффект, ускоряющий диффузию таких неоднородностей в 3-10 раз, причем, чем выше, тем сильнее эффект.

Кроме того, на этих высотах происходит сильное замедление диффузии концентрации за счет неизотермичности, например, на высоте 400 км при  $\cos \alpha \leq 10^{-4}$  - на два порядка. Наибольший эффект достигается для неоднородностей с  $l_{\parallel} / l_{\perp} \gg S^{1/2}$  в сильно ионизованной плазме ( $\nu_{ei} \gg \nu_{eH}, \omega \gg \nu_{ei}$ ) и объясняется термодиффузией плазмы поперек магнитного поля, что для сильно вытянутых вдоль геомагнитного поля неоднородностей приводит к сгонке более горячей плазмы.

Учет непотенциальности электрического поля для параметров F-слоя дает снижение на порядок порогов возникновения неоднородностей за счет замедления процессов диффузии.

На неустойчивости E-слоя - дрейфовую [6] и нагревную, рассмотренную в [4], неэлектростатичность заметного влияния, по-видимому, не оказывает.

Автор признательна Л.М. Ерухимову за обсуждение работы и З.Н.Кротовой за проведенный численный счет.

### Л и т е р а т у р а

1. Гуревич А.В., Шварцбург А.Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере.-М.: Наука, 1973.
2. Ерухимов Л.М., Каган Л.М., Мясников Е.Н.// Геомагнетизм и аэрономия. 1982.-Т.22, № 5.
3. Караштин А.Н., Цимринг М.Ш. Препринт НИРФИ № 216, 1986 г.
4. Ерухимов Л.М., Каган Л.М., Савина О.Н. // Радиофизика, 1983.- Т.26.-С.1032-1034.
5. Костров А.В., Ким А.В.//Радиофизика, 1988.-Т.31, № 5.
6. Гершман Б.Н., Игнатъев Ю.А., Каменецкая Г.Х. Механизмы образования ионосферного спорадического слоя на различных широтах.-М.: Наука, 1976.
7. Готская И.В., Каган Л.М. -// Радиофизика, 1989.-Т.32, № 1.
8. Характерные электрофизические параметры верхней ионосферы Земли. Отчет МИФИ. Москва, 1980.
9. Гуревич А.В., Цедилина Е.Е. - УФН, 1967.-Т.91, вып.4.-С.609-641.

Дата поступления статьи  
9 ноября 1989 г.

Людмила Марковна Каган

ДИФФУЗИЯ И НЕУСТОЙЧИВОСТЬ СЛАБЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ  
В НЕЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОЙ ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЕ

---

Подписано в печати 18.12.89 г. МЦ 00963. Формат 60x84/16  
Бумага писчая. Печать офсетная. Объем 1,75 усл.п.л.  
Заказ 4994. Тираж 120. Бесплатно.

---

Отпечатано на ротационте НИРФИ