



**НЕУСТОЙЧИВОСТИ  
И ВОЛНОВЫЕ ЯВЛЕНИЯ**  
*в системе*  
**ИОНОСФЕРА -  
ТЕРМОСФЕРА**



*Горький*  
*1989*

Издано по решению Редакционно-издательского совета  
Института прикладной физики АН СССР

УДК 551.510.535

**Неустойчивости и волновые явления в системе ионосфера – термосфера / ИПФ  
АН СССР. Горький, 1989. 286 с.**

В сборник включены заказные доклады, прочитанные на международном симпозиуме "Неустойчивости и волновые явления в системе ионосфера – термосфера" (Калуга, 6 – 10 февраля 1989 г.). Обсуждается широкий круг проблем ионосферной и атмосферной динамики включая волновые явления в верхней атмосфере и их ионосферные проявления, морфологию и динамику ионосферных неоднородностей различных масштабов, вопросы динамики авроральной ионосферы, альвеновские структуры и эффекты электронных высыпаний в ионосфере. Большое внимание уделено вопросам ионосферно-атмосферного и ионосферно-магнитосферного взаимодействия.

Сборник предназначен для специалистов, изучающих процессы в околоземном космическом пространстве, для студентов и аспирантов соответствующих специальностей.

#### **Рецензенты**

доктор физико-математических наук **Я. И. ФЕЛЬДШТЕЙН**,  
доктор физико-математических наук **В. В. ТАМОЙКНН**

**Ответственный редактор**  
**В. Ю. ТРАХТЕНГЕРЦ**

#### **Редколлегия**

**Л. М. ЕРУХИМОВ, Е. В. МИШИН, С. В. ПОЛЯКОВ,**  
**А. Г. ДЕМЕХОВ (зам. отв. редактора), Н. А. ГОРОДЕЦКАЯ (отв. секретарь)**

## СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие . . . . .	7
<b>Волновые явления в верхней атмосфере и их ионосферные проявления</b>	
<i>Лю Ч.-Х.</i> Акустико-гравитационные волны в системе ионосфера — термосфера . . . . .	9
<i>Григорьев Г. И., Савина О. Н.</i> О механизмах генерации акустико-гравитационных волн в изотермической атмосфере . . . . .	26
<i>Петвиашвили В. И., Фельдштейн А. Я.</i> Трехмерные автосолитоны Россби в верхней атмосфере . . . . .	41
<i>Гинзбург Э. И., Степанов Б. Е.</i> Планетарные волны в средней атмосфере . . . . .	49
<i>Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Вяхирев В. Д., Гончаров Н. П.</i> Методы и результаты изучения неоднородностей в слое D . . . . .	61
<i>Бабиченко А. М., Котик Д. С., Митяков С. Н., Мироненко Л. Ф., Рапорт В. О.</i> О возможности использования эффекта генерации электромагнитных сигналов комбинационных частот в ионосфере для исследования динамики мезосферы . . . . .	71
<b>Ионосферные неоднородности</b>	
<i>Мазодье К.</i> О результатах наблюдений на установке некогерентного рассеяния в Сен-Сантене: 1966 — 1987 гг. . . . .	84
<i>Шущевич Э. П.</i> Влияние магнитосферы и термосферы на локальные ионосферные процессы, приводящие к образованию плазменных неоднородностей . . . . .	107
<i>Беленов А. Ф., Ерухимов Л. М., Митяков Н. А., Мясников Е. Н., Фролов В. Л.</i> Проблемы турбулентности верхней ионосферы и искусственная ионосферная турбулентность . . . . .	132
<u>Гершман Б. Н.</u> , <i>Понятов А. А.</i> Градиентно-дрейфовые неустойчивости ионосферной плазмы . . . . .	145
<b>Динамика авроральной ионосферы</b>	
<i>Гринальд Р. А., Бейкер К. Б., Рюхониemi И. М., Дюдени Дж. Р., Пиннок М. Дж., Леонард Дж. М.</i> Нестационарная магнитосферная конвекция и ее ионосферные проявления в сопряженных областях . . . . .	156
<i>Фулер-Роуэлл Т. Дж., Рас Д.</i> Моделирование газодинамики и электродинамики термосферы и ионосферы . . . . .	171
<i>Брекке А.</i> Изучение проводимостей и токов в авроральной ионосфере с помощью установки EISCAT . . . . .	189
<i>Кустов А. В., Успенский М. В., Хусконен А., Кангас Й., Нильсен Э., Фейер Б. Г.</i> Высотный профиль аврорального рассеяния и фазовая скорость неоднородностей: эксперимент STARE . . . . .	205
<i>Мишин Е. В., Телегин В. А.</i> О трансформации энергии и перестройке верхней атмосферы во время авроральных возмущений . . . . .	210

## Альвеновские структуры в ионосфере

<i>Беляев П. П., Поляков С. В.</i> Резонансные свойства ионосферы в диапазоне короткопериодных геомагнитных пульсаций. Ионосферный альвеновский резонатор . . . . .	217
<i>Трахтенгерц В. Ю., Фельдштейн А. Я.</i> Турбулентный погранслои в полярной ионосфере и взрывная фаза магнитосферной суббури. . . . .	239
<i>Волокитин А. С.</i> Альвеновская турбулентность и вихри на авроральных силовых линиях . . . . .	254



## CONTENTS

Preface . . . . .	7
<b>Wave phenomena in the upper atmosphere and related ionospheric effects</b>	
<i>Liu C.-H.</i> Acoustic-gravity waves in the ionosphere/thermosphere system . . . . .	9
<i>Grigor'ev G. I., Savina O. N.</i> Generation mechanisms of acoustic-gravity waves in the isothermal atmosphere . . . . .	26
<i>Petriashvili V. I., Feldstein A. Ya.</i> Three-dimensional Rossby auto solitons in upper atmosphere . . . . .	41
<i>Ginzburg L. I., Stepanov B. E.</i> Planetary waves in the middle atmosphere . . . . .	49
<i>Belikovich V. V., Benediktov E. A., Vyakhirev V. D., Goncharov N. P.</i> Study of the ionospheric D-layer irregularities: Methods and results . . . . .	61
<i>Babichenko A. M., Kotik D. S., Mityakov S. N., Mironenko L. F., Rapoport V. O.</i> The use of the ionospheric effect of the combination frequency electromagnetic signal generation for the mesosphere dynamics investigation . . . . .	71
<b>Ionospheric irregularities</b>	
<i>Mazaudier C.</i> On the Saint-Santin incoherent scatter sounder results 1966 - 1987 . . . . .	84
<i>Szuszczewicz E. P.</i> Magnetospheric and thermospheric controls of local ionospheric processes resulting in instabilities and plasma irregularities. . . . .	107
<i>Belenov A. F., Erukhimov L. M., Mityakov N. A., Myasnikov E. N., Frolov V. L.</i> Problems of the upper ionosphere turbulence and the artificial ionospheric turbulence . . . . .	132
<u>Gershman B. N.</u> , <i>Ponyatov A. A.</i> Gradient-drift instabilities of ionospheric plasmas. . . . .	145
<b>Dynamics of the auroral ionosphere</b>	
<i>Greenwald R. G., Baker K. B., Ruohoniemi J. M., Dudeney J. R., Pinnock M. J., Leonard J. M.</i> Non-stationary magnetospheric convection and related conjugate ionospheric effects . . . . .	156
<i>Fuller-Rowell T. J., Rees D.</i> Modelling the dynamics and electrodynamics of the thermosphere and ionosphere . . . . .	171
<i>Brekke A.</i> Studies of conductivities and currents in the auroral ionosphere by EISCAT . . . . .	189
<i>Kustov A. V., Uspensky M. V., Huuskonen A., Nielsen E., Fejer B. G., Kangas J.</i> STARE: Altitudinal profile of auroral backscatter and irregularity phase velocity . . . . .	205
<i>Mishin E. V., Telegin V. A.</i> On energy transformation and modification of the upper atmosphere during auroral disturbances . . . . .	210

## Alfven structures in the ionosphere

<i>Belyaev P. P., Polyakov S. V.</i> Resonance properties of the ionosphere in the range of short period geomagnetic pulsations. The ionospheric Alfven resonator . . . . .	217
<i>Trakhtengerts V. Yu., Feldstein A. Ya.</i> Turbulent boundary layer in the polar ionosphere and substorm breakup . . . . .	239
<i>Volokitin A. S.</i> Alfven turbulence and vortices on the auroral field lines . . . . .	254

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Содержание настоящего сборника включает приглашенные доклады, прочитанные на международном симпозиуме "Неустойчивости и волновые явления в системе ионосфера-термосфера" (Калуга, 6-10 февраля 1989г.). Симпозиум проводился в рамках программы WITS (World Ionosphere - Thermosphere Study) в соответствии с выполнением международного проекта INEITS (Instabilities and Nonlinear Effects in the Ionosphere - Thermosphere System), имеющего своей целью исследование волновых явлений, их источников и их роли в динамике системы ионосфера-термосфера. Рассматриваемая область околоземного пространства, которая приходится в основном на высоты  $60 < h \leq 10^3$  км, интересна тем, что в ней наиболее интенсивно протекает взаимодействие между ионизованной и нейтральной компонентами верхней атмосферы. В этой области формируется своеобразный погранслой, обусловленный взаимодействием потока ионосферной плазмы, участвующей в магнитосферной конвекции, с нейтральной атмосферой. При этом возбуждается целый спектр турбулентных пульсаций, определяющий неоднородную структуру ионосферы, а также турбулентные коэффициенты переноса в этой области. В указанной области происходит также диссипация энергии, поступающей сверху в виде корпускулярных потоков и МГД-волн, а снизу - в виде планетарных и внутренних акустико-гравитационных волн. Все это делает ионосферно-термосферную систему ключевым звеном в процессе обмена энергией и импульсом между ионизированной и нейтральной газовой оболочками Земли.

В центре внимания работы симпозиума находился ряд вопросов, касающихся последних достижений в исследовании ионосферно-термосферной системы с помощью наземных средств (радаров, нагревных установок, оригинальных радиофизических методов), позволяющих с высоким пространственно-временным разрешением отслеживать локальную и глобальную перестройку концентрации плазмы, проводимости и токовых систем на ионосферных высотах, а также проводить исследования волновых явлений и ионосферных неоднородностей различных масштабов. Был представлен ряд теоретических докладов, касающихся моделей нестационарной магнитосферной конвекции и динамики авроральной ионосферы, возбуждения атмосферных волновых движений различными источниками, концепции турбулентного альевновского погранслоя и т.д.

Можно надеяться, что данный сборник будет способствовать международной кооперации в исследованиях ионосферно-термосферной системы и принесет пользу при формировании будущих программ международного сотрудничества, и в частности программы STEP (Solar - Terrestrial Energy Program).

Большую помощь в подготовке и редактировании сборника оказали А.Г.Демехов и А.В.Краев, которым я выражаю искреннюю благодарность.

*В. Ю. Трахтенгерц*



# I. ВОЛНОВЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЕ И ИХ ИОНОСФЕРНЫЕ ПРОЯВЛЕНИЯ

---

## ACOUSTIC-GRAVITY WAVES IN THE IONOSPHERE - THERMOSPHERE SYSTEM

*C. H. Liu*

### I. INTRODUCTION

It has become increasingly clear in recent years that quantitative study of the ionosphere/thermosphere dynamics can be most effective through global, multitechnique investigations. Observational techniques and modeling efforts have progressed to such a level that those studies are now feasible. Indeed, the international World Ionosphere/Thermosphere Study (WITS) of SCOSTEP has been planned exactly in response to such a challenge. The study of acoustic-gravity waves in the ionosphere/thermosphere will play an important role in these global programs.

The ubiquitous presence of acoustic-gravity waves at all levels of the atmosphere is well known. Such waves have been detected by various experimental techniques from the earth's surface to the ionosphere [Hines, 1960; Yeh and Liu, 1974]. When the atmosphere is perturbed by a single wave event, its identification as a gravity wave is fairly simple. The propagation characteristics, in particular the dispersion relation, can be checked based on observed data. Such single event studies are very important for source identification by use of backward ray tracing and for studies of global propagation characteristics. The sources of atmospheric gravity waves are many. The unusual ones can be volcanic eruptions, earthquakes, nuclear explosions in the atmosphere and large man-made explosions. But in most cases, the observed atmospheric waves have their origin in meteorological and geophysical events such as strong wind shear, distortion in jet streams, convec-

tive storms and fronts, and auroral-related events. Once generated, the gravity waves carry with them energy and momentum from the source to the other parts of the atmosphere. As atmospheric density decreases dramatically with altitude, the energy and momentum carried by the wave become increasingly important as they ascend in height. Currently, it is believed that gravity waves play an important role in determining the general large-scale circulation in the middle atmosphere [Geller, 1983; Fritts et al., 1984, and references therein]. Also, a very important means by which the lower atmosphere couples with the thermosphere is through the dissipation of gravity waves, resulting in momentum and heat flux divergences and enhanced turbulent mixing. At high latitudes, energy input from the magnetosphere generates AGWs that will propagate around the globe in the thermosphere [Richmond, 1978; Hunsucker, 1982]. At F-region heights, there is evidence that gravity waves may seed plasma instabilities that are the causes for generating spread-F irregularities [Röttger, 1978; Kelley et al., 1981].

In this paper, the acoustic-gravity wave theory will be reviewed. Responses of the ionosphere to the passage of AGWs will be derived. Effects of AGWs on the dynamics of the ionosphere/thermosphere system will be discussed. Finally, some recent results from the World Acoustic Gravity Wave Study campaign will be presented.

## 2. THEORY OF PROPAGATION OF ACOUSTIC-GRAVITY WAVES

We first assume that atmospheric behavior can be described by a set of hydrodynamic equations. These are macroscopic equations that are based on conservation laws [e.g., Landau and Lifshitz, 1963]. For our purpose they take the following form:

$$\frac{d\rho}{dt} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = q_1, \quad (1)$$

$$\rho \frac{D\vec{v}}{Dt} + \nabla p - \rho \vec{g} + 2\rho \vec{\Omega} \times \vec{v} = \vec{f}, \quad (2)$$

$$\rho T \frac{Ds}{Dt} = Q. \quad (3)$$

In the continuity equation (1),  $q_1$  is the rate of production of mass per unit volume and is assumed to be localized. In the equation of motion (2)  $\vec{v}$  is the fluid velocity,  $\vec{g}$  the gravitational acceleration,  $\vec{\Omega}$  the Coriolis vector with a direction parallel to the earth's rotational axis towards Polaris and with a magnitude equal to  $7.28 \cdot 10^{-5}$  rad/s. The vector  $\vec{f}$  is the result of all other forces, including momentum sources and processes related to the viscous stresses.

Equation (3) is the heat transfer equation. The change in entropy per unit mass  $s$  for an ideal gas can also be written in alternate forms

$$\begin{aligned}
 Ds/Dt &= (Dp/Dt - c^2 D\rho/Dt) / (\gamma - 1) \rho T = \\
 &= (c_v/T) DT/Dt - (\rho/\rho^2 T) D\rho/Dt,
 \end{aligned}
 \tag{4}$$

where  $\gamma$  is the ratio of specific heats and  $c_v$  the specific heat capacity at constant volume. The quantity  $Q$  of (3) is related to the heat source.

Following the usual perturbation analysis, we can derive a set of equations for the perturbed quantities from equations (1)-(3). Let us first assume that there are no sources, then the perturbed equations are given by

$$\vec{D} \cdot \vec{F} = 0,
 \tag{5}$$

where the matrix operator  $\vec{D}$  is given by

$$\vec{D}(\nabla, \partial/\partial t) = \begin{bmatrix} \partial/\partial t & 0 & \partial/\partial x & \partial/\partial y & \partial/\partial z - 1/2H \\ 0 & \partial/\partial x & \partial/\partial t & 0 & 0 \\ 0 & \partial/\partial y & 0 & \partial/\partial t & 0 \\ \rho & \partial/\partial z - 1/2H & 0 & 0 & \partial/\partial t \\ -c_0^2 \partial/\partial t & \partial/\partial t & 0 & 0 & (\gamma - 1)\rho \end{bmatrix}
 \tag{6}$$

and the field vector is

$$\vec{F} = \begin{bmatrix} F_1 \\ F_2 \\ F_3 \\ F_4 \\ F_5 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \rho'/\rho_0^{1/2} \\ \rho'/\rho_0^{1/2} \\ v'_z \rho_0^{1/2} \\ v'_y \rho_0^{1/2} \\ v'_x \rho_0^{1/2} \end{bmatrix}
 \tag{7}$$

The convenience of the assumed isothermal background atmosphere is clear since  $\vec{D}$  has constant coefficients. Its determinant is given by

$$D(\nabla, \partial/\partial t) = \det \vec{D} = \partial^4/\partial t^4 - c_0^2 (\nabla^2 - 1/4 H^2) - \omega_b^2 c_0^2 \nabla_h^2,
 \tag{8}$$

where  $\nabla_h^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$  and  $\omega_b$  is the buoyancy frequency. The differential operator (8) may be called the acoustic-gravity wave operator. For plane waves, we may replace  $\partial/\partial t$  by  $-i\omega$ ,  $\partial/\partial z$  by  $ik_z$ ,  $\partial/\partial y$  by  $ik_y$  and  $\partial/\partial x$  by  $ik_x$  in (8). Then setting  $D = 0$  yields directly the dispersion relation [Eckart, 1960; Hines, 1960; Yeh and Liu, 1974]:

$$\kappa_y^2 (1 - \omega_g^2/\omega^2) + \kappa_z^2 = \kappa_0^2 (1 - \omega_a^2/\omega^2). \quad (9)$$

In (9),  $\kappa_g = \omega/\zeta_0$ , and  $\omega_a = \zeta_0/2H$  is known as the acoustic cutoff frequency. For  $\gamma = 1.4$ ,  $\omega_g = 0.904\omega_a$ . In this case (9) gives two branches of propagation for internal waves for which  $\omega$  and  $\vec{\kappa}$  are real. The high frequency branch is the acoustic branch ( $\omega > \omega_a$ ). The low frequency branch in the region  $\omega < \omega_g$  is the gravity branch.

The effect of Coriolis force can be studied by retaining the term  $2\rho_0\vec{\Omega} \times \vec{v}$  in the equation of motion. The differential operator  $\tilde{D}$  given by (6) should be appropriately modified. For the special case of vertical axis of rotation, the dispersion relation becomes [Eckart, 1960]:

$$\kappa_y^2 (1 - \omega_g^2/\omega^2) / (1 - 4\Omega^2/\omega^2) + \kappa_z^2 = \kappa_0^2 (1 - \omega_a^2/\omega^2) \quad (10)$$

With this modification, the lower boundary of the gravity wave propagation region is changed from  $\omega = 0$  as was the case in (9) to  $\omega = 2\Omega$ .

For different applications it is sometimes desirable to make approximations. The Boussinesq approximation assumed (i) the fluid is incompressible and (ii) variations in the fluid density are neglected in the inertia term and are taken into account in the gravitational term. Assumption (ii) is valid when the vertical wavelength is small in comparison with one scale height. Because of assumption (i) the Boussinesq fluid cannot support acoustic waves.

We have seen that the dispersion surface given by (9) is not spherical, indicating the anisotropic nature of these waves. Since the group velocity is in a direction normal to the dispersion surface, the phase progression and the wave packet will generally propagate in different directions [Yeh and Liu, 1972]. By differentiating (9) we can obtain the group velocity

$$\vec{v}_g = \left[ \hat{x} \kappa_x (\omega^2 - \omega_g^2) + \hat{y} \kappa_y (\omega^2 - \omega_g^2) + \hat{z} \kappa_z \omega^2 \right] \omega \zeta_0^2 / (\omega^4 - \omega_g^2 \kappa_x^2 \zeta_0^2), \quad (11)$$

where  $\hat{x}$ ,  $\hat{y}$  and  $\hat{z}$  are unit vectors along respective coordinate axes. For acoustic waves ( $\omega > \omega_a$ ) and  $\mathbf{x}$ -,  $\mathbf{y}$ -, and  $\mathbf{z}$ -components of  $\vec{v}_g$  all have the same sign as  $\kappa_x$ ,  $\kappa_y$ , and  $\kappa_z$ , respectively. However, for gravity waves ( $\omega < \omega_g$ ) the  $\mathbf{x}$ - and  $\mathbf{y}$ -components of  $\vec{v}_g$  still have the same sign as  $\kappa_x$  and  $\kappa_y$ , but the  $\mathbf{z}$ -component of  $\vec{v}_g$  and  $\kappa_z$  have opposite signs.

It is convenient to express all other field components in terms of  $F_z$ , resulting in the following polarization relations



$$F_2 = F_1 \epsilon_0^2 (\omega^2 - \omega_0^2) / \omega^2 = F_3 \omega / \kappa_z = F_4 \omega / \kappa_y = F_5 (\omega^2 - \omega_0^2) / \omega [ \kappa_x + i \omega_0 (\gamma - 2) / \tau \epsilon_0 ]. \quad (12)$$

### 3. INTERACTION OF INTERNAL WAVES WITH THE IONOSPHERE

Ionization density in the ionosphere obeys the continuity equation [Ratcliffe, 1960; Rishbeth and Garriott, 1969]

$$\partial N / \partial t = Q - L - M, \quad (13)$$

where  $N$  is the electron density,  $Q$  the rate of production per unit volume,  $L$  the rate of loss per unit volume due to chemical processes and  $M$  the transport term. A careful analysis of gravity-wave-induced perturbations in  $Q$ ,  $L$ , and  $M$  have been carried out by Hooke [1968]. The conclusion is that the perturbations in  $Q$  are unimportant except when solar ionization rays are nearly in alignment with the wave front. Further, perturbations in  $L$  that may be important in the lower F region are found unimportant in the F2 region. Therefore, as far as the F2 region is concerned, the most important gravity-wave-induced perturbation occurs in  $M$ . The transport term is composed of two terms, the diffusion term  $M_d$  and the wave-induced term  $M_w$ . Since the ion gyrofrequency is much higher than both the ion neutral collisional frequency and the wave frequency, the charged particles can move only along the magnetic field lines. Let the  $\xi$  axis be parallel to the magnetic field, then the diffusion term takes the form [e.g., Rishbeth and Garriott, 1969]

$$M_d = \text{div } N \vec{v}_d = D_0 \frac{\partial^2 N}{\partial \xi^2} + \left( \frac{\partial D_0}{\partial \xi} + G \right) \frac{\partial N}{\partial \xi} + \frac{\partial G}{\partial \xi} N, \quad (14)$$

where  $D_0$  is the ambipolar diffusion coefficient and  $G$  depends on gravity, temperature gradients and ion-neutral collision frequency. For an expression of  $G$ , the reader is referred to Clark et al. [1971]. The wave-induced motion term is given by

$$M_w = \text{div } N \vec{v}_v. \quad (15)$$

Under steady-state conditions the ionization velocity  $\vec{v}_v$  in response to neutral atmospheric motion is [MacLeod, 1966]

$$\vec{v}_v = \frac{1}{1+R^2} [ R^2 \vec{v}' + R \vec{v}' \cdot \hat{B}_0 + (\vec{v}' \cdot \hat{B}_0) \hat{B}_0 ], \quad (16)$$

where  $R = \nu_{i,n} / \omega_i$  is the ratio of ion-neutral collisional frequency and the

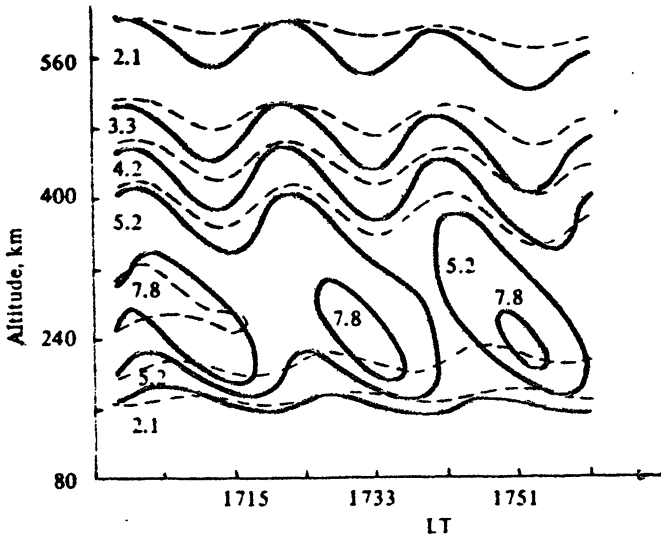


Fig. 1. Isoionic contours in response to an internal gravity wave with  $k_h = 0.02 \text{ km}^{-1}$ ,  $T = 20 \text{ min.}$  propagating eastward. The contours are given in units of  $10^{11} \text{ m}^{-3}$ . Dotted lines are computed by including only the directed velocity, the solid lines by solving continuity equation. From Clark et al. [1971]

ion gyrofrequency. In the F2 region  $R$  is very small, (13) reduces to a parabolic partial differential equation of the second order with only one spatial dimension, that along the magnetic field lines. Such an equation can be solved numerically in the manner done by many investigators [e.g., Bailey et al., 1969; Cho and Yeh, 1970]. Some of these computations have been carried out by Clark et al. [1971]. Fig. 1 shows an example.

In many investigations, radar observations play a very important role in the determination of wave parameters. Therefore, it is of interest to derive the relation between the radar-observed quantities to the wave parameters. Fig. 2 shows the observation geometry. Taking into account the effects of Doppler shift due to background wind on the gravity waves, we obtain the radar-observed electron-density fluctuations:

$$\frac{N'_{oe}(\omega, k_h, \varphi_x)}{N_{oe}} = \frac{u'_z(\Omega, k_h) \left[ \sqrt{(\omega_0^2 - \Omega^2)/\Omega^2} \cos \varphi_x \cos D - \sin D \right]}{\omega + j\beta_0 - u_0 \cos \varphi_u} \quad (17)$$

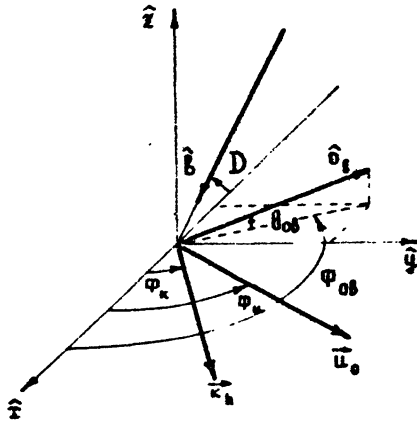


Fig. 2. In this figure  $\vec{\kappa}_h$  is the horizontal wave vector.  $\vec{u}_0$  is the direction of the horizontal wind.  $\vec{b}$  is the magnetic field direction.  $\vec{o}_b$  is a unit vector in the direction the radar is looking.  $\hat{z}$  is magnetic north.  $\hat{\psi}$  is magnetic west, and  $\hat{z}$  is the vertical. The angles  $\varphi_k$ ,  $\varphi_u$ ,  $\varphi_{0b}$ ,  $\theta_{0b}$  and  $D$  are defined as pictured

where

$$C = \kappa_h \left( \cos D \cos \varphi_k + \sin D \sqrt{\frac{\omega_b^2 - \Omega^2}{\Omega^2}} \right) + \beta \sin D \left[ \frac{1}{2H} + \frac{\partial}{\partial z} \ln(N_{e0}) \right], \quad (18)$$

where  $\Omega$  is the Doppler shifted frequency,  $u'_z$  is the wave-associated vertical velocity fluctuation,  $u_0$  is the background wind and  $\beta_0$  is the recombination coefficient. Similarly, the radar-observed line-of-sight velocity  $\vec{v}_{0b}$  is given by

$$\vec{v}_{0b}(\omega, \kappa_h, \varphi_k) = u'_z(\Omega, \kappa_h) \left( \sqrt{\frac{\omega_b^2 - \Omega^2}{\Omega^2}} \cos \varphi_k \cos D - \sin D \right) \hat{z} + (\cos D \cos \varphi_{0b} \cos \theta_{0b} - \sin D \sin \theta_{0b}) \vec{o}_b. \quad (19)$$

As can be seen from equations (17) and (19), the radar-observed parameters  $N'_e$  and  $\vec{v}_{0b}$  are related to the wave-associated  $u'_z$  in certain definite relations. Therefore, simultaneous observations of  $N'_e$  and  $\vec{v}_{0b}$  provide us a way to verify that the observed fluctuations are due to gravity waves.

#### 4. OBSERVATIONS OF ACOUSTIC-GRAVITY WAVES

Tab. 1 lists the experimental techniques used to detect AGWs in the neutral atmosphere. Tab. 2 lists the cases for the ionosphere. Tab. 3 lists examples of observed gravity wave events generated by different sources.

**Table 1. Experimental Techniques Which Essentially Respond to Wave Fields in the Neutral Atmosphere**

Experimental Technique	Reference
Long enduring visual meteor	Liller and Whipple [1954]
Meteor radar	Manning et al. [1954], Greenhow and Neufeld [1959], Revah and Spizzichino [1964], Revah [1969]
Chemical luminescent trails	Kochanski [1964]
Noctilucent cloud waves	Witt [1962]
In situ measurements	Newton et al. [1969], Dyson et al. [1970]
FW/CW radar observations	Gossard et al. [1970]
MST radar observations	Vincent and Reid [1983], Scheffler and Liu [1985]

**Table 2. Experimental Techniques Which are Essentially Measurements on Ionization**

Experimental Techniques	Reference
Virtual height vs. time data	Munro [1950, 1958], Toman [1955], Gossard [1967, 1969]
Ionosonde observations	Heisler [1958], Baker and Gledhill [1965], Klostermeyer [1969]
HF backscatter sounding	Valverde [1958], Hunsucker and Iveten [1967]
Direction of arrival data	Bramley [1953], Detert [1965]
Oblique incidence Doppler	Chan and Villard [1962]
Vertical incidence Doppler	Davies [1962], Georges [1968]
Electron content from a low orbiting satellite	Rao and Yeh [1968], Rao et al. [1969], Liszka [1971]
Electron content from a geostationary satellite	Davis and daRosa [1969], Cowling et al. [1970], Schodel [1972]
Incoherent scatter sounding	Thome [1964], Iestud and Vasseur [1969], Evans et al. [1970]
MF radar observations	Smith et al. [1985]
MST radar observations	Franke et al. [1988]

**Table 3. Examples of Observed AGWs in the Ionosphere due to Different Sources**

Observed AGW Events	Reference
TIDs due to nuclear detonation in the atmosphere	Row [1967]
AGWs due to magnetic storms	Davis and daRosa [1969], Sheen and Liu [1988a]
AGWs generated by earthquakes	Yuen et al. [1969]
AGWs generated by volcanic eruption	Liu et al. [1982]
Weather related AGWs	Yeh [1972], Rottger [1978]
Gravity wave spectra	Yeh et al. [1979], Sheen and Liu [1988b]



## 5. EFFECTS OF AGWS ON IONOSPHERE - THERMOSPHERE DYNAMICS

At present the totality of experimental evidence supports strongly the existence of acoustic-gravity waves in the upper atmosphere. In the acoustic-gravity wave spectrum the calculations deduced from radiosonde observations up to a height of 4 km show that there is appreciable leakage of energy into the upper atmosphere [Gossard, 1962]. The calculated spectral window extends from 0.14 mHz to 1.6 mHz (or 10 min to 2 hrs in period) with a maximum leakage from 12 min to 20 min. Surface measurements indicate that the vertical energy flux during quiet days is of the order of  $0.02 \text{ J/m}^2/\text{s}$  [Gossard, 1962]. Ninety percent of this total flux is in the range of 15 min to 2 hrs with a maximum at 26 min. During storms and the passage of a frontal system, the vertical flux may increase to  $0.1 \text{ J/m}^2/\text{s}$ . For a few times in a year it may be as large as  $1 \text{ J/m}^2/\text{s}$ . Even for quiet days, the flux represents a heat source of  $2 \times 10^{-7} \text{ J/m}^3/\text{s}$  if we assume that the wave energy is dissipated uniformly over a 100-km thick atmosphere. The solar EUV heat source [Volland, 1969] has a maximum  $4.5 \times 10^{-10} \text{ J/m}^3/\text{s}$  in the upper atmosphere. A comparison of these two numbers would indicate the potential of gravity waves as a heat source in the upper atmosphere. Of course only a very small portion of the leaked acoustic gravity waves will reach F-region heights. Hines [196] estimated that 50 percent of the time in energy flux of  $10^{-4} \text{ J/m}^2/\text{s}$  will reach F-region heights. Based on actual measurements, many observed traveling ionospheric disturbances have been interpreted as supplying a heat input of  $10^{-10} \text{ J/m}^3/\text{s}$  to the F-region atmosphere [Testud, 1970; Yeh, 1972]. Depending on the length such a heat source is acting, the thermospheric temperature may increase by 40 to 80 K [Klostermeyer, 1973]. Richmond [1978, 1979] recently studied the effects of gravity waves on the general circulation of the thermosphere.

Wave-associated transport of heat is not restricted to the vertical direction alone; there may also exist horizontal transport. Satellite drag data have shown an increase in exospheric temperature following magnetic activity. The temperature increase in middle and low latitudes comes only a few hours after the storm, a time too short to be explained by molecular diffusion. Gold [private communication to Hines, 1965] suggested that the spread of heating from the auroral region to lower latitudes was caused by wave dissipation. Calculations by Klostermeyer [1973] tend to support Gold's suggestion.

We mentioned earlier that acoustic-gravity waves carry not only energy but also momentum. As these waves are being dissipated they deposit a part of their momentum in the background flow [Hines, 1972]. The average vertical flux of horizontal momentum associated with the wave is  $\text{Re } \rho_0 \overline{v'_x v'_z} / 2$ , where the complex notation is used. The expression is especially simple for a low frequency wave in the Boussinesq fluid in which  $v'_x = v'_h \omega / \omega_g = v'_h T_g / T$ . Making this assumption, the vertical flux of horizontal momentum reduces to  $\rho_0 v'^2_h T_g / 2T$ . In an inviscid atmosphere this vertical flux is constant as expected. The presence of dissipative processes will make this flux decay with height. For estimation purposes, let the wave be dissipated completely over a height range  $h$ , then this wave flux must be transferred to the background flow in the amount  $\rho_0 h \dot{v}_0$ , where  $\dot{v}_0$  is the time rate of change of the horizontal flow. Equating these two fluxes produces the formula [Hines, 1972]

$$\dot{v}_0 = v'^2_h T_g / 2Th \quad (20)$$

Numerically, Hines took  $v'_h = 100$  m/s,  $T_g = 5$  min,  $T = 200$  min, and  $h = 6.5$  km. The use of (20) yields  $\dot{v}_0 = 70$  m/s/hr, a value that points out the potential importance of this process in generating winds in the upper atmosphere.

Recently, it has been argued that in the middle atmosphere gravity waves could account for appreciable drag and diffusion in the mesosphere and thus contribute substantially to the large-scale circulation and structure of this region [Lindzen, 1981; Fritts, 1984]. The basic idea in this theory is that a monochromatic gravity wave will achieve a state of convective instability where the wave perturbation causes the total lapse rate to become superadiabatic, i.e., where  $\partial\theta/\partial z < 0$ , where  $\theta$  is the potential temperature. This is equivalent to the condition

$$u' > c - u, \quad (21)$$

where  $u'$  and  $u$  are the horizontal perturbation velocity and the mean flow in the direction of the wave motion, and  $c$  is the horizontal phase speed of the wave.

If we then assume that convective instabilities place limits on the maximum amplitudes that can be achieved, we can infer the rate of wave dissipation and the associated momentum flux divergence. In the mesosphere there are indications that this process is very important.

Whether this wave saturation effect is also important in the thermosphere needs further investigation.

Instabilities triggered by gravity waves in the ionosphere may be a source of generation for irregularities [Röttger, 1970; Kelley et al., 1981]. Yeh and Liu [1974, 1981] studied the nonlinear interactions of resonant gravity waves and demonstrated the possibilities of generating instabilities. The existence of random acoustic-gravity waves can also affect the transport coefficients and the chemical reaction coefficients in the atmosphere/thermosphere system [Yeh and Liu, 1974].

## 6. SOME RESULTS OF THE WAGS CAMPAIGN, 1985

In October 1985, a worldwide campaign to study acoustic-gravity waves (WAGS) was conducted [Hunsucker and Argo, 1988]. Some interesting results were obtained. Incoherent scatter radars at Sondrestrom and Millstone Hill were used to observe  $N_e'$  and  $\vec{v}_{0\theta}$ . Fig. 3 and 4 show the observation on October 18, 1985, at the two radars [Sheen and Liu, 1988a]. Large-scale TIDs are quite apparent in both places. Since simultaneous  $N_e'$  and  $\vec{v}_{0\theta}$  are available, it is possible to relate them to equations (17) and (19) and show that the disturbances were indeed due to gravity waves. Also, since the radar data provided good height resolution, it was possible to derive from the data the vertical phase speed and wave number. From these, using results from gravity wave theory, it is possible to calculate horizontal phase velocity and group velocity. Tab. 4 and 5 list the observed and calculated wave parameters as the two radars. From the group velocity, we backtracked to the source region to yield a possible source point. It turned out a strong auroral source located about  $75^\circ$  N,  $165^\circ$  E was seen by the Dynamic Explorer satellite acting strongly around 1220 UT. This matched well with the source location deduced from the radar data. Tab. 6 lists the results.

In addition to the special event discussed above, the radar data are also used to study the gravity wave spectra. Fig. 5 shows the flow chart for this investigation. Assuming a spectrum for the gravity wave in the neutral atmosphere,  $S_u(\vec{k}_n, \Omega, z_0)$ , at the height of the source region,  $z_0$ . Passing the spectrum through the atmosphere filter [Liu and Klostermeyer, 1975; Sheen and Liu, 1988b], the range filter and then Doppler shifted. The resulting gravity wave spectrum,  $S_d(\vec{k}_n, \omega, z, )$  represents the spectrum of the wave in the neutral at-

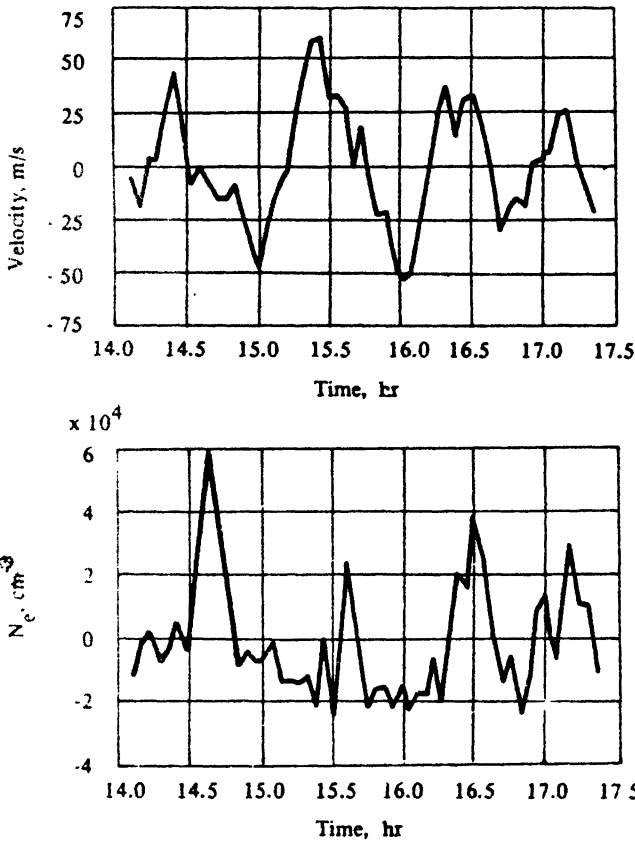


Fig. 3. Ion velocity and electron density fluctuations observed by the Sondrestrom radar at height 235 km for October 18, 1985

Table 4. Parameters of the Sondrestrom Event on October 18, 1985

Parameter Name	Value
Directly Observed	
Start time	14:20 UT
Peak time	14:30 UT
Frequency	$1.097 \text{ hr}^{-1}$
Period	55 min
Vertical wave number	$-j 1.0 \cdot 10^{-5} \text{ m}^{-1}$
Calculated	
Horizontal wave number	$3.4 \cdot 10^{-6} \text{ rad m}^{-1}$
Horizontal wavelength	1850 km
Horizontal phase velocity	$560 \text{ m s}^{-1}$
Horizontal group velocity	$550 \text{ m s}^{-1}$

mosphere at height  $z_1$ . Then using the ionosphere response formulae, equations (17) and (19), the spectra for  $N_e'$  and  $\vec{v}_{\text{pl}}$  can be calcu-



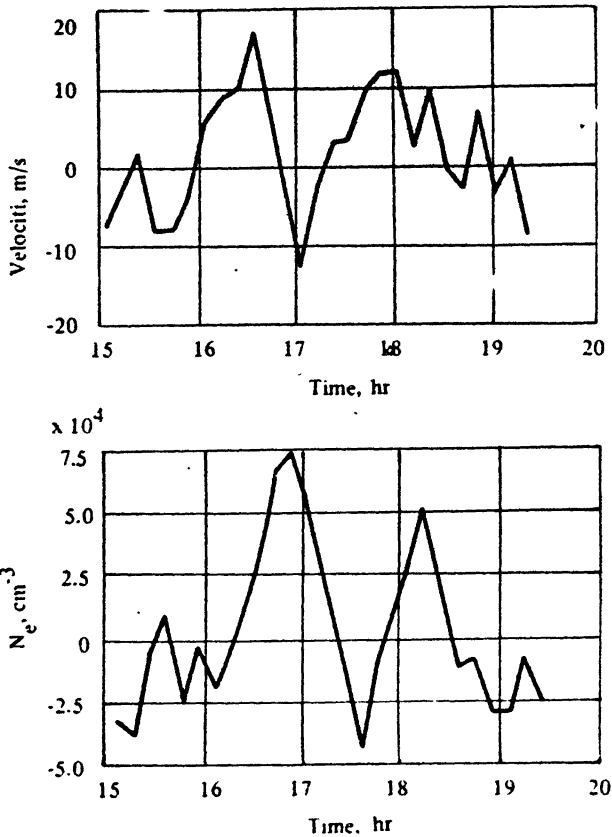


Fig. 4. Ion velocity and electron density fluctuations observed by the Millstone Hill radar at height 235 km for October 18, 1985

Table 5. Parameters of the Millstone Hill Event on October 18, 1985

Parameter	Value
<b>Directly Observed</b>	
Start time	15.30 UT
Peak time	16.40 UT
Frequency	$0.883 \text{ hr}^{-1}$
Period	68 min
Vertical wave number	$-j 2.4 \cdot 10^{-5} \text{ rad m}^{-1}$
Vertical wavelength	262 km
<b>Calculated</b>	
Horizontal wave number	$3.8 \cdot 10^{-6} \text{ rad m}^{-1}$
Horizontal wavelength	1670 km
Horizontal phase velocity	$410 \text{ m s}^{-1}$
Horizontal group velocity	$400 \text{ m s}^{-1}$

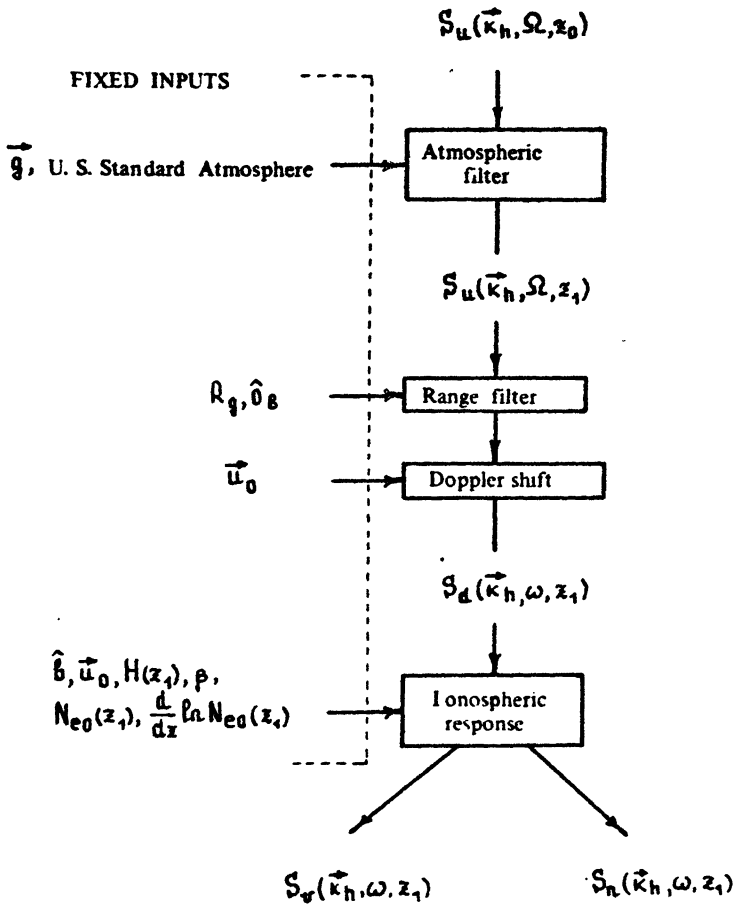


Fig. 5. Flow chart for the procedure to model gravity wave spectra.  $S_u(\vec{k}_h, \Omega, z_0)$  is the power spectrum for gravity waves in the neutral atmosphere at height  $z_0$ .  $S_v(\vec{k}_h, \omega, z_1)$  and  $S_n(\vec{k}_h, \omega, z_1)$  are the spectra for ion velocity and electron density fluctuations at height  $z_1$ .

Table 6. Source Distance

	Event Time. UT	Source Time. UT	Group Velocity, m s <sup>-1</sup>	Theoretical Distance km	Actual Distance km
Sondrestrom	14:30	12:20	550	4300	4000
Millstone Hill	16.40	12.20	400	6240	6350

\* great circle distance

**Table 7. Results from Observed Gravity Wave Spectra**

	Sondrestrom	Millstone Hill
Quiet (230 km)	$E_0 = 11 \text{ m}^2/\text{s}^2$ $\langle v^2 \rangle = 327 \text{ m}^2/\text{s}^2$ $\epsilon = 1.7 \cdot 10^{-8} \text{ J/m}^3$	$E_0 = 5.6 \text{ m}^2/\text{s}^2$ $\langle v^2 \rangle = 98 \text{ m}^2/\text{s}^2$ $\epsilon = 5.0 \cdot 10^{-9} \text{ J/m}^3$
Active (230 km)	$E_0 = 55 \text{ m}^2/\text{s}^2$ $\langle v^2 \rangle = 1630 \text{ m}^2/\text{s}^2$ $\epsilon = 8.4 \cdot 10^{-8} \text{ J/m}^3$	$E_0 = 6 \text{ m}^2/\text{s}^2$ $\langle v^2 \rangle = 107 \text{ m}^2/\text{s}^2$ $\epsilon = 5.5 \cdot 10^{-9} \text{ J/m}^3$

lated. These are then compared with the observed spectra. The procedure can be iterated a few times until a best fit is obtained. This way the parameters for the gravity wave spectra in the neutral atmosphere can be obtained. Tab. 7 lists the results for the two radars for active and quiet days. The corresponding energy density associated with the waves are also estimated.

### References

- Bailey, G. L., R. J. Moffett, and H. Rishbeth. Solution of the coupled ion and neutral air equations of the mid-latitude ionospheric F2 layer. *J. Atmos. Terr. Phys.*, 31, 253-270, 1969.
- Baker, D. C., and J. A. Gledhill. An unusual travelling disturbance in the F-region of the ionosphere. *J. Atmos. Terr. Phys.*, 27, 1223-1227, 1965.
- Bramley, E. N. Direction-finding studies of large-scale ionospheric irregularities. *Proc. Roy. Soc.*, 220A, 39-61, 1953.
- Chan, K. L., and O. G. Villard, Jr. Observation of large-scale traveling disturbances by space-path high frequency instantaneous frequency measurements. *J. Geophys. Res.*, 67, 973-988, 1962.
- Cho, H. R., and K. C. Yeh. Neutral wind and the behavior of the ionospheric F2 region. *Radio Sci.*, 5, 881-894, 1970.
- Clark, R. M., K. C. Yeh, and C. H. Liu. Interaction of internal gravity waves with the ionospheric F2-layer. *J. Atmos. Terr. Phys.*, 33, 1567-1576, 1971.
- Cowling, D. H., H. D. Webb, and K. C. Yeh. A study of traveling disturbances in the ionosphere. *Tech. Rep. 38, Ionosphere Radio Laboratory, Univ. Ill., Urbana*, 1970.
- Davies, K. Doppler studies of the ionosphere with vertical incidence. *Proc. IRE*, 50, 94, and correction on 1544, 1962.
- Davis, M. J., and A. V. daRosa. Traveling ionospheric disturbances originating in the auroral oval during polar substorms. *J. Geophys. Res.*, 74, 5271-5280, 1969.
- Detert, D. An investigation of large-scale ionospheric disturbances observed in a radiolocation experiment. *Tech. Rep. 28, Radiolocation Res. Lab., Univ. Ill., Urbana*, 1965.
- Dyson, P. L., G. P. Newton, and L. H. Brace. In situ measurements of neutral and electron density wave structure from the Explorer 32 satellite. *J. Geophys. Res.*, 75, 3200-3210, 1970.
- Eckart, C., *Hydrodynamics of Oceans and Atmospheres*, Pergamon Press, 1960.
- Evans, J. V., R. A. Brockelman, R. F. Julian, W. A. Reid, and L. A. Carpenter. Determination of F-region vertical drifts at Millstone Hill. *Radio Sci.*, 5, 27-38, 1970.
- Franke, S. J., C. H. Liu, L. J. Fu, R. Ruster, P. Czechowsky, and G. Schmidt. Multibeam radar observations of winds in the mesosphere. *J. Geophys. Res.*, 93, 15, 965-15,971, 1988.
- Fritts, D. C. et al., Research statistics and recommendations from the Alaska Workshop on Gravity waves and Turbulence in the Middle Atmosphere. *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, 65, 149-158, 1984.

- Geller, M. A., Dynamics of the middle atmosphere, *Space Sci. Rev.*, 34, 359, 1983.
- Georges, T. M., HF Doppler studies of traveling ionospheric disturbances, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 30, 735-746, 1968.
- Gossard, E. E., Vertical flux of energy into the lower atmosphere from internal gravity waves generated in the troposphere, *J. Geophys. Res.*, 67, 745-757, 1962.
- Gossard, E. E., The apparent movement of the spectral components in fading records of ionospherically reflected radio waves, *J. Geophys. Res.*, 72, 1563-1569, 1967.
- Gossard, E. E., The effect of bandwidth on the interpretation of the cross spectra of wave recordings from spatially separated sites, *J. Geophys. Res.*, 74, 325-337, 1969.
- Gossard, E. E., J. H. Richter, and D. Atlas, Internal waves in the atmosphere from high resolution radar measurements, *J. Geophys. Res.*, 75, 3523-3536, 1970.
- Greenhow, J. S., and E. L. Neufeld, Measurements of turbulence in the atmosphere, *Proc. Phys. Soc.*, 74, 1-10, 1959.
- Heisler, L. H., Anomalies in ionosonde records due to travelling ionospheric disturbances, *Aust. J. Phys.*, 11, 79-90, 1958.
- Hines, C. O., Internal atmospheric gravity waves at ionospheric heights, *Can. J. Phys.*, 38, 1441-1481, 1960.
- Hines, C. O., Dynamic heating of the upper atmosphere, *J. Geophys. Res.*, 70, 177-183, 1965.
- Hines, C. O., Momentum deposition by atmospheric waves, and its effects on thermospheric circulation, *Space Res.*, XII, 2, 1155-1161, Akademie-Verlag, Berlin, 1972.
- Hooke, W. H., Ionospheric irregularities produced by internal atmospheric gravity waves, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 39, 795-829, 1968.
- Hunsucker, R. D., Atmospheric gravity waves generated in the high-latitude ionosphere: A review, *Rev. Geophys. Space Phys.*, 20, 293-315, 1982.
- Hunsucker, R. D., and P. Argo, Foreword: The worldwide atmospheric gravity wave study (WAGS), *Radio Sci.*, 23, 865, 1988.
- Hunsucker, R. D., and L. H. Tveten, Large traveling ionospheric disturbances observed at midlatitude utilizing the high resolution HF backscatter technique, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 29, 909-916, 1967.
- Kelley, M. C., M. F. Larsen, C. LaHoz, and J. P. McClure, Gravity wave initiation of equatorial spread F: A case study, *J. Geophys. Res.*, 86, 9087, 1981.
- Klostermeyer, J., Gravity waves in the F-region, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 31, 25-45, 1969.
- Klostermeyer, J., Thermospheric heating by atmospheric gravity waves, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 35, 2267-2275, 1973.
- Kochanski, A., Atmospheric motions for sodium cloud drifts, *J. Geophys. Res.*, 69, 3651-3662, 1964.
- Landau, L. D., and E. M. Lifshitz, *Fluid Mechanics*, Pergamon Press, 1963.
- Liiler, W., and F. W. Whipple, High altitude winds by meteor-train photography, in *Rocket exploration of the upper atmosphere*, Special Supplement to *J. Atmos. Terr. Phys.*, 1, 112-130, 1954.
- Lindzen, R. S., Turbulence and stress owing to gravity wave and tidal breakdown, *J. Geophys. Res.*, 86, 9707-9714, 1981.
- Liszka, L., Parameters of internal gravity waves deduced from electron content, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 33, 1487-1492, 1971.
- Liu, C. H., and J. Klostermeyer, Excitation of acoustic-gravity waves in a realistic thermosphere, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 37, 1099-1109, 1975.
- Liu, C. H., J. Klostermeyer, K. C. Yeh, T. B. Jones, T. Robinson, O. Holt, R. Lettinger, Tadahiko Ogawa, K. Sinno, S. Kato, T. Ogawa, A. J. Bedard, and L. Kersley, Global dynamic responses of the atmosphere to the eruption of Mount St. Helens on May 18, 1980, *J. Geophys. Res.*, 87, 6281-6290, 1982.
- MacLeod, M. A., Sporadic E theory. 1, Collision-geomagnetic equilibrium, *J. Atmos. Sci.*, 23, 96-109, 1966.
- Manning, L. A., A. M. Peterson, and O. G. Villard, Jr., Ionospheric wind analysis by meteoric echo technique, *J. Geophys. Res.*, 59, 47-62, 1954.
- Munro, G. H., Traveling disturbances in the ionosphere, *Proc. Roy. Soc.*, 202, 208-223, 1950.
- Munro, G. H., Traveling disturbances in the F-region, *Aust. J. Phys.*, 11, 91-112, 1958.
- Newton, G. P., D. T. Pelz, and H. Volland, Direct in situ measurements of wave propagation in the neutral atmosphere, *J. Geophys. Res.*, 74, 183-196, 1969.
- Rao, N. N., G. F. Lyon, and J. A. Klobuchar, Acoustic waves in the ionosphere, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 31, 539-545, 1969.
- Rao, N. N., and K. C. Yeh, Large-scale ionospheric irregularities deduced from Faraday rotation observations at three stations, *Space Res.*, VIII, 413-419, 1968.
- Ratcliffe, J. A., (ed), *Physics of the Upper Atmosphere*, Academic Press, New York, 1960.
- Revah, L., Etude des vents de petite échelle observés au moyen des traînées météoriques, *Ann. Geophys.*, 25, 1-45, 1969.

Revah, I., and A. Spizzichino, Etude des cisaillements de vent dans la basse ionosphere par l'observation radio-electrique des traïnees meteoriques II Resultats experimentaux, *Ann. Geophys.*, 29, 248-260, 1964.

Richmond, A. D., Gravity wave generation, propagation, and dissipation in the thermosphere, *J. Geophys. Res.*, 83, 4131-4140, 1978

Richmond, A. D., Thermospheric heating in a magnetic storm: dynamic transport of energy from high to low latitudes, *J. Geophys. Res.*, 84, 5259-5266, 1979.

Rishbeth, H., and O. K. Garriott, *Introduction to Ionospheric Physics*, Academic Press, New York, 1969.

Röttger, J., Drifting patches of equatorial spread-F irregularities - experimental support for the spatial resonance mechanism in the ionosphere, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 40, 1103-1112, 1978.

Row, R. V., Acoustic-gravity waves in the upper atmosphere due to a nuclear detonation and an earthquake, *J. Geophys. Res.*, 72, 1599-1610, 1967.

Scheffler, A. O., and C. H. Liu, On observation of gravity wave spectra in the atmosphere by using MST radars, *Radio Sci.*, 6, 1309-1322, 1985.

Schödel, J. P., A phenomenological investigation of amplitude and spectra of gravity waves, AGARD Conf. Proc. No. 115 on Effects of Atmospheric Acoustic-Gravity Waves on Electromagnetic Wave Propagation 18-1 to 18-11, 1972.

Sheen, D. R., and C. H. Liu, Modeling F region gravity waves observed during the WAGS campaign, 1. Special event, *Radio Sci.*, 23, 879-893, 1988a.

Sheen, D. R., and C. H. Liu, Modeling of F region gravity waves observed during the WAGS campaign, 2. Background wave spectra, *Radio Sci.*, 23, 894-904, 1988b.

Smith, S. A., D. C. Fritts, and T. E. VanZandt, Gravity wave spectra observed by Doppler radar: comparison of a model with mesospheric observations, *Radio Sci.*, 6, 1331-1338, 1985.

Testud, J., Gravity waves generated during magnetic substorms, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 32, 1793-1805, 1970.

Testud, J., and G. Vasseur, Ondes de gravite dans la thermosphere, *Ann. Geophys.*, 25, 525-546, 1969.

Thome, G. D., Incoherent scatter observations of traveling ionospheric disturbances, *J. Geophys. Res.*, 69, 4047-4019, 1964.

Toman, K., Movement of the F-region, *J. Geophys. Res.*, 60, 57-70, 1955.

Valverde, J. F., Motions of large-scale traveling disturbances determined from high-frequency backscatter and vertical incidence records, *Sci. Rep. 1*, Radio Propagation Laboratory, Stanford Univ., 1958.

Vincent, R. A., and I. M. Reid, HF Doppler measurements of mesospheric gravity wave momentum fluxes, *J. Atmos. Sci.*, 40, 1321, 1983.

Volland, H., A theory of thermospheric dynamics-I, *Planet. Space Sci.*, 17, 1581-1597, 1969.

Witt, G., Height, structure and displacements of noctilucent clouds, *Tellus*, 14, 1-18, 1962.

Yeh, K. C., Traveling ionospheric disturbance as a diagnostic tool for thermospheric dynamics, *J. Geophys. Res.*, 77, 709-719, 1972.

Yeh, K. C., and C. H. Liu, Propagation and application of waves in the ionosphere, *Rev. Geophys. Space Phys.*, 10, 631-709, 1972.

Yeh, K. C., and C. H. Liu, Acoustic-gravity waves in the upper atmosphere, *Rev. Geophys. Space Phys.*, 12, 193-216, 1974.

Yeh, K. C., and C. H. Liu, The instability of atmospheric gravity waves through wave-wave interactions, *J. Geophys. Res.*, 86, 9722-9728, 1981.

Yeh, K. C., C. H. Liu, and A. L. Hearn, Propagation of gravity wave spectra in the thermosphere, *J. Geophys. Res.*, 84, 834-838, 1979.

Yuen, P. C., P. F. Weaver, R. K. Suzuki, and A. S. Furumoto, Continuous traveling coupling between seismic waves and the ionosphere evident in May 1968 Japan earthquake data, *J. Geophys. Res.*, 74, 2256-2264, 1969.

## О МЕХАНИЗМАХ ГЕНЕРАЦИИ АКУСТИКО-ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН В ИЗОТЕРМИЧЕСКОЙ АТМОСФЕРЕ

*Г. И. Григорьев, О. Н. Савина*

Волновые процессы в атмосфере и ионосфере Земли наблюдаются практически на всех высотах. Те из них, которые имеют периоды от нескольких минут до нескольких часов, обычно связывают с распространением акустико-гравитационных волн (АГВ). Свойства наблюдаемых волновых процессов определяются дисперсионными характеристиками среды, а также природой источников.

К настоящему времени ряд теоретическими расчетами и в экспериментах выявлен ряд механизмов генерации АГВ. Среди них можно выделить два типа. В первом волны возникают в результате динамической неустойчивости в среде распространения (например, из-за неустойчивости струйных течений [1]), в другом источником служит какое-либо внешнее воздействие.

Рассмотрим возможные источники АГВ. Многочисленные эксперименты показали, что существует связь между усилением магнитной активности в авроральной зоне и появлением перемещающихся ионосферных возмущений [2] и что полярные и экваториальная токовые системы являются эффективными источниками АГВ. Низкочастотные волновые возмущения регистрировались также при пролете метеоров в верхних слоях атмосферы Земли [3]. Замечена корреляция между появлением внутренних гравитационных волн (ВГВ) на высотах 90 - 100 км и мощных тропосферных циклонов [4]. Интересующие нас волновые возмущения наблюдались в области терминатора [5], а также в атмосфере после землетрясений и извержений вулканов [6]. Отмечалось, что вероятными источниками АГВ являются ураганы, грозы, солнечные затмения и сильные взрывы [7 - 10].

При анализе условий распространения и механизмов генерации АГВ исходной является система уравнений гидродинамики с источниками массы  $Q$ , силы  $\vec{f}$  и энергии  $q$ :

$$\rho \frac{d\vec{u}}{dt} + \nabla p - \rho \vec{g} = \vec{f}, \quad (1)$$

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \operatorname{div} \vec{u} = Q, \quad (2)$$

$$\frac{dp}{dt} - c^2 \frac{dp}{dt} = (\gamma - 1) q' = q, \quad (3)$$

где  $\rho$  - плотность,  $p$  - давление,  $\vec{u}$  - скорость,  $d/dt = \partial/\partial t + (\vec{u} \nabla)$ ,  $c^2 = \gamma p / \rho$  - квадрат адиабатической скорости звука,  $\vec{q}'$  - ускорение силы тяжести. На значительных удалениях от источников, где отклонения параметров средь от их равновесных значений малы ( $\rho = \rho_0 + \rho'$ ,  $p = p_0 + p'$ ,  $\rho' \ll \rho_0$ ,  $p' \ll p_0$  и т. д.), систему уравнений (1) - (3) можно линеаризовать и записать в виде

$$\rho_0 \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \nabla p' - \rho' \vec{q}'_0 = \vec{f}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial p'}{\partial t} + (\vec{u} \nabla) p_0 + \rho_0 \operatorname{div} \vec{u} = Q. \quad (5)$$

$$\frac{\partial p'}{\partial t} + (\vec{u} \nabla) p_0 - \gamma \frac{\rho_0}{\rho_0} \left[ \frac{\partial p'}{\partial t} + (\vec{u} \nabla) p_0 \right] = q. \quad (6)$$

Равновесные давление  $p_0(z)$  и плотность  $\rho_0(z)$  определяются распределением температуры по высоте  $T_0(z)$  формулами

$$p_0(z) = p_s \exp\left(-\int_0^z dz/H\right), \quad (7)$$

$$\rho_0(z) = \frac{\rho_s T_s}{T_0(z)} \exp\left(-\int_0^z dz/H\right), \quad (8)$$

где  $H = \kappa T_0 / M g$  - высота однородной атмосферы;  $\kappa$  - постоянная Больцмана,  $M$  - масса частиц;  $p_s, \rho_s$  и  $T_s$  - температура, давление и плотность на уровне  $z = 0$ .

Для анализа систему уравнений (4) - (6) удобно преобразовать к одному уравнению для какой-либо из характеристик. Если в качестве таковой выбрать  $\chi = \operatorname{div} \vec{u}$ , то для  $\chi$  в декартовой системе координат ( $x, y, z$ ), где  $\vec{q}'_0 = -g \vec{z}_0$ , имеем

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^4 \chi}{\partial t^4} - c^2 \Delta \frac{\partial^2 \chi}{\partial t^2} - \left( \frac{dc^2}{dz} - \gamma g \right) \frac{\partial^3 \chi}{\partial t^2 \partial z} + \left[ (\gamma - 1) g^2 - g \frac{dc^2}{dz} \right] \Delta_{\perp} \chi = \\ & = \frac{1}{\rho_0} \left[ \left( \frac{\partial^3}{\partial x \partial t^2} - \frac{1}{\rho_0} \frac{dp_0}{dz} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - g \Delta_{\perp} \right) \frac{\partial f_x}{\partial t} + \left( \frac{\partial^2}{\partial t^2} + g \frac{\partial}{\partial z} - \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{g}{\rho_0} \frac{d\rho_0}{dz} \right) \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{div}_{\perp} \vec{f} + g \left( \frac{1}{\rho_0} \frac{d\rho_0}{dz} \frac{\partial^2 Q}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 Q}{\partial z \partial t^2} + g \Delta_{\perp} Q \right) + \right. \\ & \left. + \frac{1}{\rho_0} \frac{d\rho_0}{dz} \left( \frac{\partial^3}{\partial x \partial t^2} + g \Delta_{\perp} \right) - \Delta \frac{\partial^2 Q}{\partial t^2} \right]. \quad (9) \end{aligned}$$

Здесь и ниже  $\Delta_{\perp} = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$ ,  $\operatorname{div}_{\perp} \vec{f} = \partial f_x/\partial x + \partial f_y/\partial y$ ,  $\kappa_1 = 1/2H$ ,  $\omega_g^2 = (\gamma - 1) g^2 / c^2$ ,  $\kappa_H = c^{-1} \sqrt{\omega_A^2 - \omega_g^2} = (2 - \gamma)/2gH$ . Левая часть (9) совпадает с уравнением, приведенным в монографии [11]. При анализе уравнения (9) полезно иметь в виду соотношение

$$\frac{c^2}{\rho_0} \frac{d\rho_0}{dz} = -\gamma g - \frac{dc^2}{dz}, \quad (10)$$

которое следует из формул (7), (8) и определения скорости звука  $c^2 = \gamma \rho_0 / \rho_0$ . Уравнение для вертикальной компоненты скорости  $w$  из системы (4) - (6) при  $\vec{f} = 0$  можно представить в виде

$$\begin{aligned} & \left( \frac{\partial^2}{\partial t^2} - c^2 \Delta_{\perp} \right) \left[ c^2 \frac{\partial^4 w}{\partial x^2 \partial t^2} + \frac{c^2}{\rho_0} \frac{d\rho_0}{dz} \frac{\partial^3 w}{\partial x \partial t^2} - \left( \frac{\partial^2}{\partial t^2} - c^2 \Delta_{\perp} \right) \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} - \right. \\ & \quad \left. - c^2 g \left( \frac{g}{c^2} + \frac{1}{\rho_0} \frac{d\rho_0}{dz} \right) \Delta_{\perp} w \right] + \frac{dc^2}{dz} \left( \frac{\partial^3}{\partial t^2 \partial z} - g \Delta_{\perp} \right) \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = \\ & = - \frac{1}{\rho_0} \left( \frac{\partial^2}{\partial t^2} - c^2 \Delta_{\perp} \right) \left( g Q - \frac{\partial^3}{\partial t^2 \partial z} - g \Delta_{\perp} F \right) - \frac{dc^2}{dz} \Delta_{\perp} \frac{\partial^2 F}{\partial t^2}, \quad (11) \end{aligned}$$

где  $F = q + c^2 Q$ .

Уравнение для потенциала  $\psi = \rho \exp(\kappa_1 z)$ , вытекающее из (4) - (6) в предположении  $T_0(z) = \text{const}$ , приведено в работе [8]\*:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{c^2} \frac{\partial^4 \psi}{\partial t^4} - (\Delta - \kappa_1^2) \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} - \omega_g^2 \Delta_{\perp} \psi = F_1, \\ & F_1 = \exp(\kappa_1 z) \left[ \left( \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \omega_g^2 \right) \left( \frac{\partial Q}{\partial t} - \text{div} \vec{f} \right) + \right. \\ & \quad \left. + \omega_g^2 \left( \frac{\partial}{\partial z} - \frac{1}{g} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) f_z + \left( \frac{\partial^2}{\partial t^2} - g \frac{\partial}{\partial z} \right) \frac{\partial Q}{\partial t} \right]. \quad (12) \end{aligned}$$

Отметим, что уравнение для горизонтальной компоненты скорости  $v = \sqrt{u_x^2 + u_y^2}$ , записанное в цилиндрической системе координат  $(z, r, \varphi)$ , отличается от аналогичных уравнений для  $w$  или  $\psi$ :

$$\begin{aligned} & \frac{1}{c^2} \frac{\partial^4 v}{\partial t^4} - \left( \Delta - \frac{1}{r^2} - \frac{1}{H} \frac{\partial}{\partial z} \right) \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} - \omega_g^2 \left( \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} - \frac{1}{r^2} \right) v = \\ & = \frac{1}{\rho_0} \left\{ \left[ \frac{\partial}{\partial z} + (j-1) \frac{g}{c^2} \right] \frac{\partial^2 f_z}{\partial t \partial r} + \frac{1}{c^2} \left[ \frac{\partial^2}{\partial t^2} - (j-1) g \frac{\partial}{\partial r} - \right. \right. \\ & \quad \left. \left. - \left( g + c^2 \frac{\partial}{\partial z} \right) \frac{\partial}{\partial z} \right] \frac{\partial f_r}{\partial t} + \frac{1}{c^2} \left( g \frac{\partial^2 Q}{\partial z \partial r} - \frac{\partial^3 Q}{\partial t^2 \partial r} \right) - \left( \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \omega_g^2 \right) \frac{\partial Q}{\partial r} \right\}. \quad (13) \end{aligned}$$

Важными при изучении свойств АГВ, генерируемых различными источниками, являются так называемые поляризационные соотношения, устанавливающие связи между различными физическими характеристиками полей. Мы приведем их для спектральных компонент  $\sim \exp(-i\omega t)$  в отсутствие внешних источников. В таком виде ими можно пользоваться в областях пространства, удаленных от излучателей, и по амплитудам одних определять другие. Если известным

\* Левая часть (12) при  $T_0(z) = \text{const}$  в декартовой системе координат справедлива для всех переменных  $(u, v, w, T, x, y, z)$ .



является потенциал  $\psi$ , то другие переменные выражаются через него следующим образом:

$$\begin{aligned} \rho &= \psi \exp(-\kappa_1 z), \\ u &= \frac{\exp(-\kappa_1 z)}{i\omega\rho_0} \cdot \frac{d\psi}{dz}, \\ v &= \frac{\exp(-\kappa_1 z)}{i\omega\rho_0} \frac{d\psi}{dy}, \\ w &= \frac{i\omega \exp(-\kappa_1 z)}{\rho_0(\omega_g^2 - \omega^2)} \left( \frac{d\psi}{dz} + \kappa_n \psi \right), \\ \rho &= \frac{\exp(-\kappa_1 z)}{c^2(\omega_g^2 - \omega^2)} \left\{ [(\gamma-1)g\kappa_n - \omega^2] \psi - (\gamma-1)g \frac{d\psi}{dz} \right\}. \end{aligned} \quad (14)$$

Если возмущения имеют зависимость от времени и горизонтальных координат в виде плоских волн  $w \sim \exp(-i\omega t + i\kappa_x x + i\kappa_y y)$ , наряду с выражениями (14) можно использовать соотношения

$$\begin{aligned} \rho &= \frac{\omega\rho_0(c^2 dw/dz - g w)}{i(\omega^2 - c^2\kappa_1^2)}, \\ u &= \frac{\kappa_x(c^2 dw/dz - g w)}{i(\omega^2 - c^2\kappa_1^2)}, \\ v &= \frac{\kappa_y(c^2 dw/dz - g w)}{i(\omega^2 - c^2\kappa_1^2)}, \end{aligned} \quad (15)$$

$$\rho = \frac{\omega\rho_0 dw/dz}{i(\omega^2 - c^2\kappa_1^2)} + \frac{\rho_0 w}{i\omega(\omega^2 - c^2\kappa_1^2)} \left( \frac{\omega^2 - c^2\kappa_1^2}{\rho_0} \frac{d\rho_0}{dz} - g\kappa_1^2 \right).$$

В безграничном изотермическом пространстве, используя метод Фурье, из уравнения (12) можно получить интегральное представление для  $\psi$  [8]:

$$\psi = \int \frac{F_1(\vec{\kappa}, \omega)}{D(\vec{\kappa}, \omega)} \exp(i\vec{\kappa} \vec{R} - i\omega t) d\vec{\kappa} d\omega, \quad (16)$$

$$F_1(\vec{\kappa}, \omega) = (2\pi)^{-4} \int F_1(\vec{R}, t) \exp(i\omega t - i\vec{\kappa} \vec{R}) dt d\vec{R}.$$

Как следует из формул (12), (16), источники массы, импульса и энергии дают аддитивный вклад. Поэтому в дальнейшем будем рассматривать какой-либо один из них. Подынтегральное выражение в формуле (16) содержит фактически дисперсионное уравнение для АГВ:

$$D(\vec{\kappa}, \omega) = \frac{\omega^4}{c^2} - \omega^2(\kappa^2 + \kappa_1^2) + \omega_g^2(\kappa_x^2 + \kappa_y^2) = 0. \quad (17)$$

На больших расстояниях от источников при  $\kappa_s R \gg 1$ , где  $\kappa_s$  определены формулами (26) – (28) (см. ниже), после свертки в (16) по  $\kappa_x, \kappa_y, \kappa_z$  ( $\kappa^2 = \kappa_x^2 + \kappa_y^2$ ,  $\kappa_1^2 = \kappa_x^2 + \kappa_y^2$ ) находим спектральное распределение  $\psi(\omega)$ :

$$\psi = \frac{2\pi^2}{R} \frac{F(\vec{\kappa}_s, \omega) \text{etr} \left\{ i R c^{-1} \text{sgn} \omega [(\omega_A^2 - \omega^2)(\omega^2 - \omega_c^2)(\omega_g^2 - \omega^2)]^{1/2} \right\}}{[(\omega^2 - \omega_c^2)(\omega^2 - \omega_g^2)]^{1/2}} \dots \quad (18)$$

В качестве примера использования соотношений (16), (18) можно рассмотреть генерацию низкочастотных возмущений в атмосфере Земли авроральной токовой струей [12, 13]. Задавая в цилиндрической системе координат  $(r, \chi, \varphi)$  плотность тока в виде  $j_\varphi = \frac{I_0}{2\pi a} \delta(r-a) \delta(\chi-a) \text{etr}(-i\omega_0 t)$  ( $j_r = j_z = 0$ ) и принимая, что магнитное поле с напряженностью  $H_0$  направлено по вертикали, для внешней силы  $\vec{f}$  из формулы (4) имеем  $f_\chi = \frac{I_0 H_0}{2\pi c_0 \tau} \text{etr}(-i\omega t) \delta(r-a) \delta(\chi-a)$  ( $f_z = f_\varphi = 0$ ), где  $c_0$  — скорость света. Подставляя это значение  $\vec{f}$  в формулу (18), получим

$$\psi = \frac{I_0 H_0 (\omega^2 - \omega_A^2)^{1/2} \sin \varphi}{4\pi R c_0 \tau (\omega^2 - \omega_c^2)} J_1(\kappa_1 a) \times \text{etr} \left\{ i \frac{R}{c} \left[ \frac{(\omega_A^2 - \omega^2)(\omega^2 - \omega_c^2)}{(\omega_g^2 - \omega^2)} \right]^{1/2} - i\omega t \right\}, \quad (19)$$

где  $J_1$  — функция Бесселя. Приведенные в работе [12] численные оценки параметров возмущений во время пульсаций аврорального тока, сопровождающих магнитные суббури, подтверждают реальность данного механизма генерации ВГВ в атмосфере Земли.

Кинематический анализ дисперсионного уравнения (17) позволяет сделать определенные выводы о свойствах АГВ, возбуждаемых различными источниками (без точного и полного решения всей задачи). Уравнение (17), разрешенное относительно частоты, дает два значения  $\omega^2$ , одно из которых характеризует акустические (или инфразвуковые) волны при  $\omega \geq \omega_A$ , другое — внутренние гравитационные при  $\omega \leq \omega_g$ . При условии  $\kappa H = \sqrt{\kappa_x^2 + \kappa_y^2 + \kappa_z^2} H \gg 1$  эти корни (17) приближенно равны [14]:

$$\omega_+^2 \approx c^2 (\kappa_x^2 + \kappa_y^2 + \kappa_z^2 + \kappa_1^2), \quad (20)$$

$$\omega_-^2 \approx \omega_g^2 (\kappa_x^2 + \kappa_y^2) (\kappa_x^2 + \kappa_y^2 + \kappa_z^2 + \kappa_1^2)^{-1}. \quad (21)$$

Заметим, что выражение (21) представляет собой также дисперсионное уравнение АГВ, распространяющихся в несжимаемой среде ( $c \rightarrow \infty$ ). В случае вертикального распространения ( $\kappa_x = \kappa_y = 0$ ) дисперсионное уравнение АГВ имеет такой же вид, как и для волн в плазме без магнитного поля:

$$\omega^2 = c^2 \kappa_z^2 + \omega_A^2. \quad (22)$$

Фазовая  $v_\varphi = \omega/\kappa_z$  и групповая  $v_{gp} = d\omega/d\kappa_z$  скорости вертикально распространяющихся волн равны соответственно

$$v_\varphi = c(1 + \kappa_1^2 \kappa_z^{-2})^{1/2}, \quad v_{gp} = c(1 + \kappa_1^2 \kappa_z^{-2})^{-1/2}. \quad (23)$$

Частным случаем волновых движений, подчиняющихся (17), являются волны Ламба [11]. Они распространяются преимущественно в горизонтальном направлении со скоростью звука  $c$  без дисперсии  $\omega = c k_{\perp} = c \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$  и являются продольными.

В расчетах, а также при обработке экспериментальных данных, иногда возникает потребность определить  $\vec{k}$  по заданной частоте и ориентации  $\vec{v}_{гp}$  в пространстве. Для решения указанной задачи введем углы  $\theta'$  и  $\varphi$ , характеризующие групповую скорость:

$$\begin{aligned} v_{гp x} &= v_{гp} \cos \theta', & v_{гp z} &= v_{гp} \sin \theta' \cos \varphi, \\ v_{гp y} &= v_{гp} \sin \theta' \sin \varphi. \end{aligned} \quad (24)$$

Из дисперсионного уравнения (17) находим

$$\begin{aligned} v_{гp x} &= 2c^2 k_x (\omega^2 - \omega_g^2) (\partial D / \partial \omega)^{-1}, \\ v_{гp y} &= 2c^2 k_y (\omega^2 - \omega_g^2) (\partial D / \partial \omega)^{-1}, \\ v_{гp z} &= 2c^2 k_z \omega^2 (\partial D / \partial \omega)^{-1}. \end{aligned} \quad (25)$$

Из выражений (24), (25) и (17) выводим интересующие нас соотношения:

$$c k_x = \omega^2 \left[ \frac{\omega^2 - \omega_\lambda^2}{(\omega^2 - \omega_g^2)(\omega^2 - \omega_c^2)} \right]^{1/2} \sin \theta' \cos \varphi, \quad (26)$$

$$c k_y = \omega^2 \left[ \frac{\omega^2 - \omega_\lambda^2}{(\omega^2 - \omega_g^2)(\omega^2 - \omega_c^2)} \right]^{1/2} \sin \theta' \sin \varphi, \quad (27)$$

$$c k_z = \sin \theta' (\omega - \omega_g) \left[ \frac{(\omega^2 - \omega_\lambda^2)(\omega^2 - \omega_g^2)}{\omega^2 - \omega_c^2} \right]^{1/2} \cos \varphi. \quad (28)$$

Длина волны  $\lambda(\omega, \theta')$  =  $2\pi/k$ , фазовая и групповая скорости в соответствии с (25) - (28) даются выражениями

$$\frac{\lambda}{2\pi} = \frac{v_\varphi}{\omega} = c \left\{ \frac{(\omega^2 - \omega_g^2)(\omega^2 - \omega_c^2)}{(\omega^2 - \omega_\lambda^2) [\omega^4 \sin^2 \theta' + (\omega^2 - \omega_g^2)^2 \cos^2 \theta']} \right\}^{1/2}, \quad (29)$$

$$v_{гp} = \frac{c}{\omega} \frac{[(\omega^2 - \omega_\lambda^2)(\omega^2 - \omega_g^2)^3 (\omega^2 - \omega_c^2)]^{1/2}}{(\omega^2 - \omega_g^2)^2 + \omega_g^2 (\omega_\lambda^2 - \omega_g^2) \sin^2 \theta'}, \quad (30)$$

где  $\omega_c = \omega_g \cos \theta'$ ,  $\omega_\lambda = c k_\perp$ ,  $\omega_g = \sqrt{\gamma - 1} g / c$ .

На рис. 1 - 1 даны частотные зависимости  $\lambda_2(\omega) = 2\pi/k_z$ ,  $\lambda_1 = 2\pi/k_\perp = 2\pi(k_x^2 + k_y^2)^{-1/2}$ ,  $\lambda(\omega) = 2\pi/k$ ,  $v_{гp}(\omega)$ ,  $v_\varphi(\omega) = \omega/k$  и показателя преломления  $n = ck/\omega$  для разных углов  $\theta'$  (помеченных цифрами у соответствующих кривых). В качестве масштаба длины  $\lambda_0$  выбрано  $\lambda_0 = 2\pi c / \omega_g$ .

Угол  $\alpha_0$  между групповой и фазовой скоростями, определяемый соотношением

$$\cos \alpha_0 = \frac{\vec{k} \vec{v}_{гp}}{k |\vec{v}_{гp}|}, \quad (31)$$

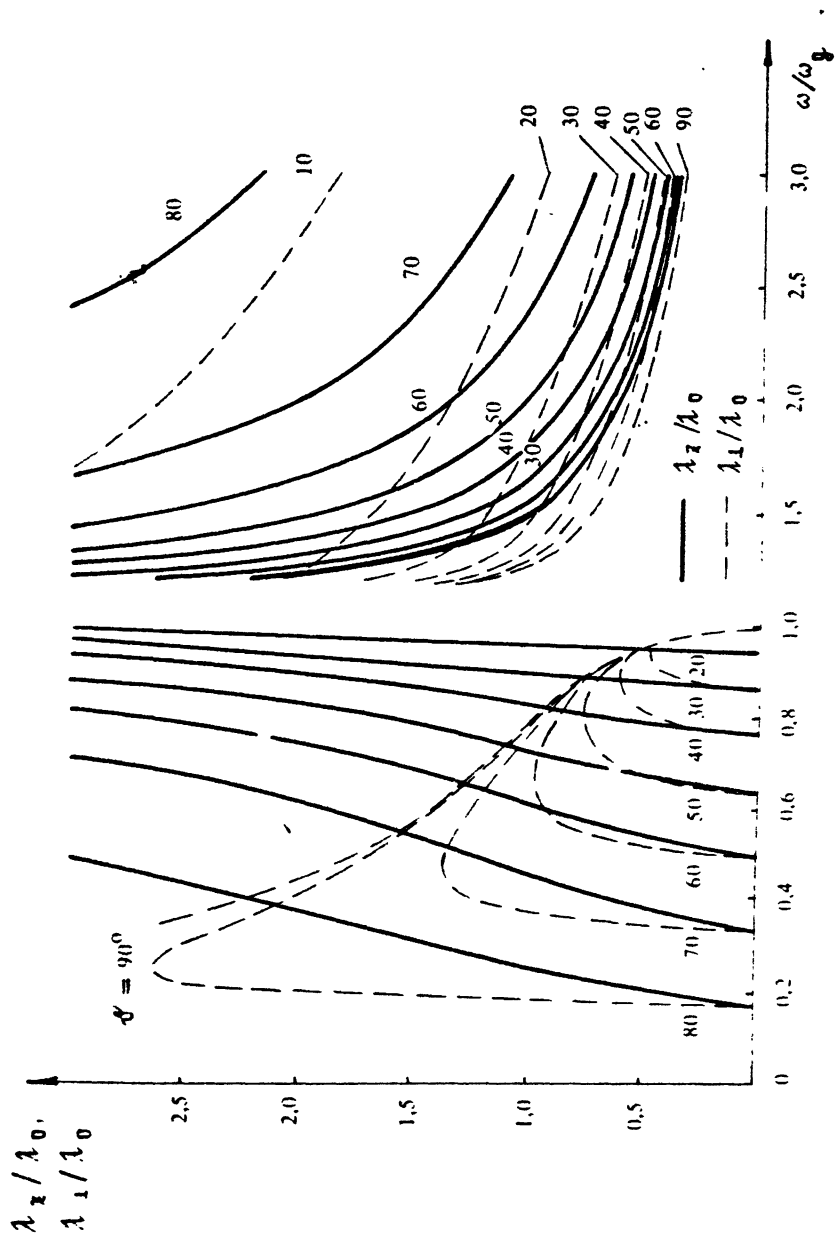


Рис. 1

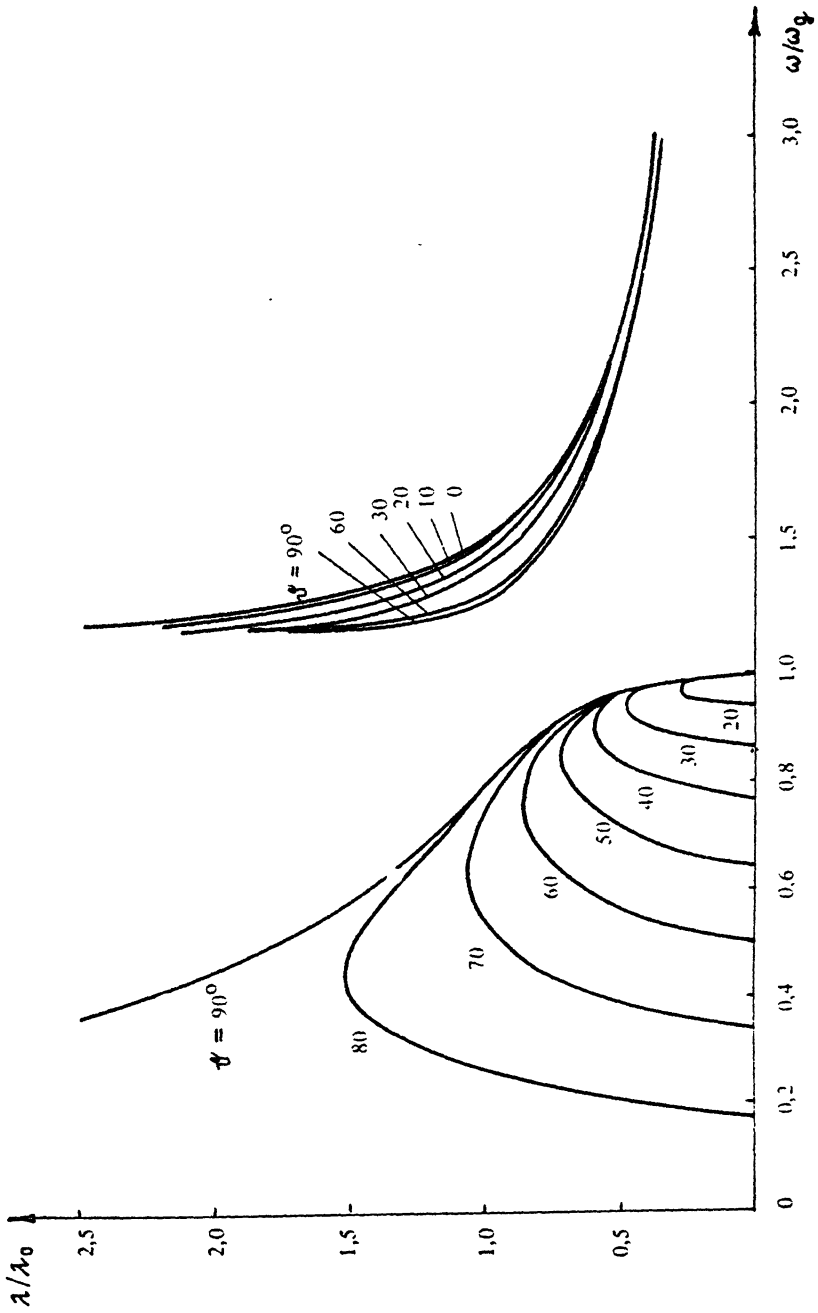


FIG. 2

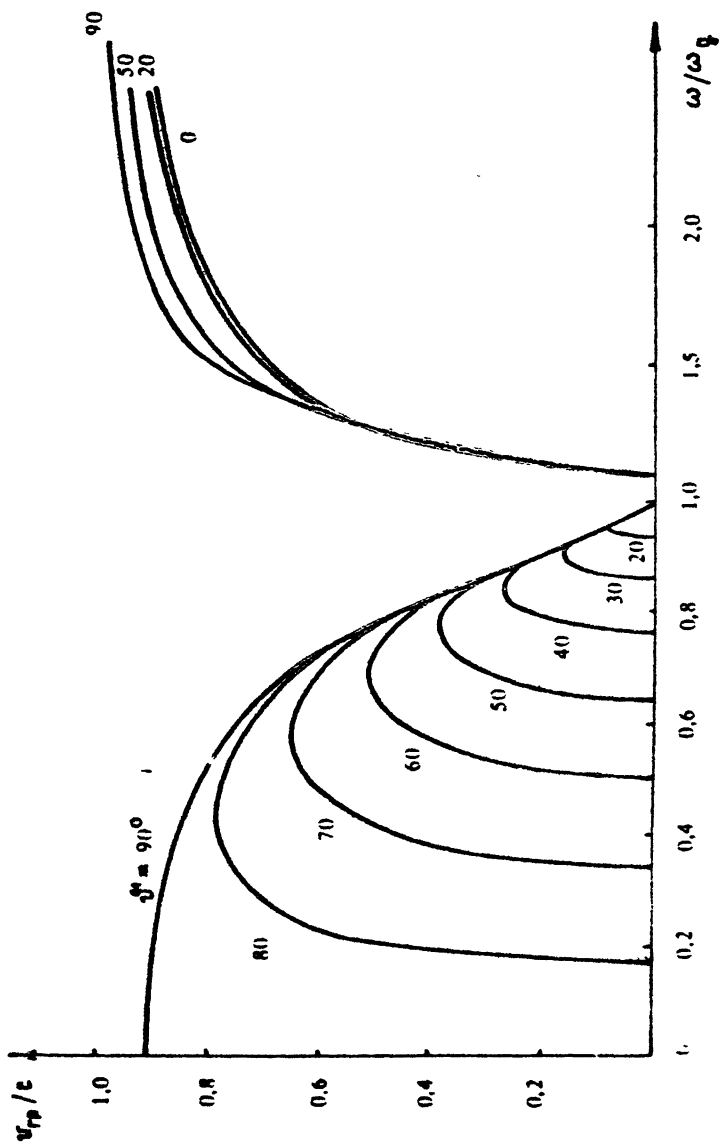


FIG. 3

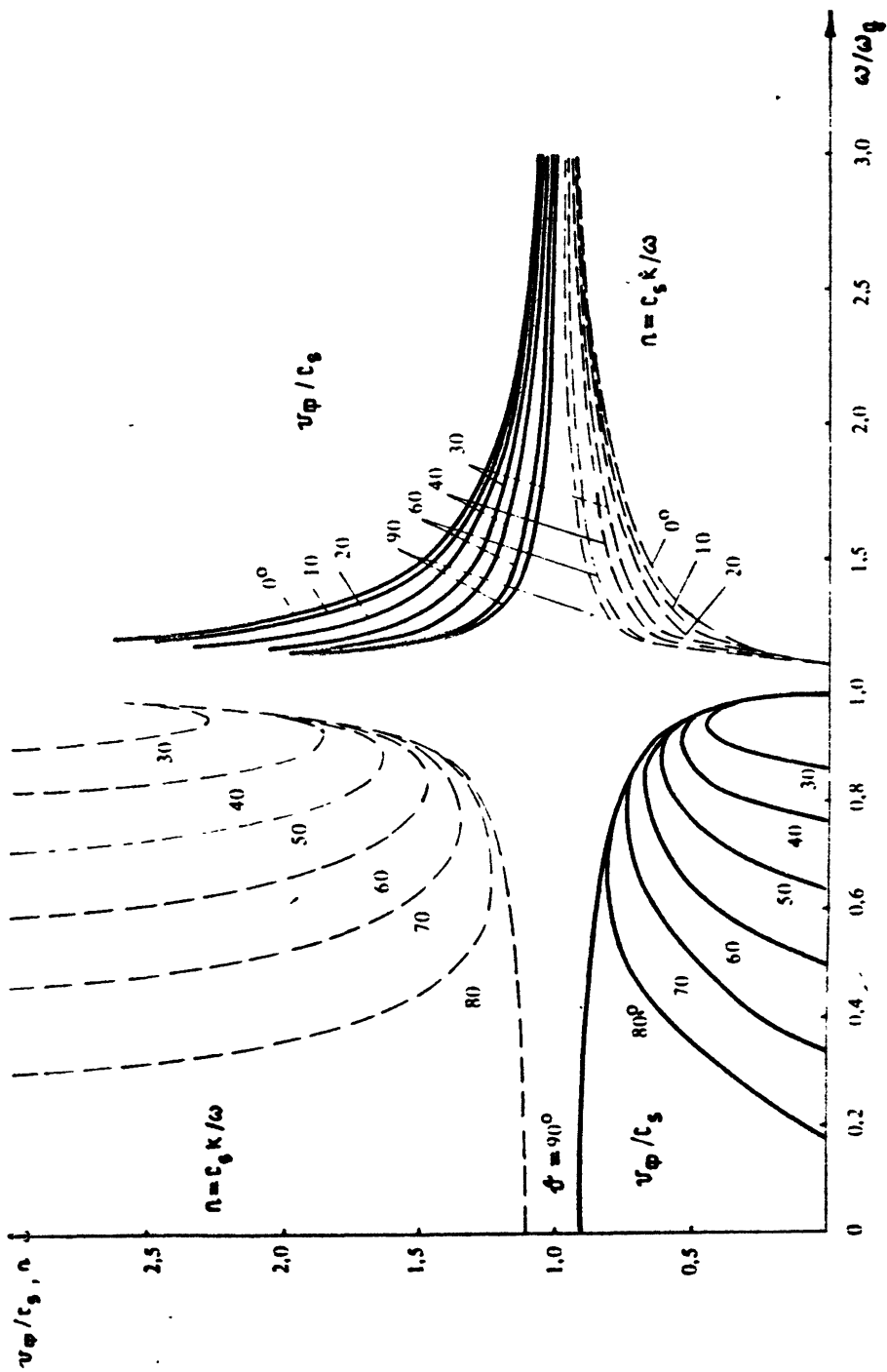


FIG. 4

оказывается равным  $\alpha_0 = \arccos \frac{\omega^2 - \omega_c^2}{[\omega^4 \sin^2 \varphi + (\omega^2 - \omega_g^2)^2 \cos^2 \varphi]^{1/2}}$ .  
 Выражение (31) позволяет установить, что для фиксированных частот  $\omega > \omega_A$  при изменении угла  $\varphi$  в пределах  $0 \leq \varphi \leq \pi/2$  угол  $\alpha_0$  не превышает максимально возможного  $\alpha_m$ , для которого

$$\cos \alpha_m = \frac{2\omega \sqrt{\omega^2 - \omega_g^2}}{2\omega^2 - \omega_g^2}. \quad (32)$$

На рис. 5 показана зависимость  $\alpha_0(\varphi)$  для фиксированных частот (обозначенных цифрами у кривых в единицах  $\omega_g$ ).

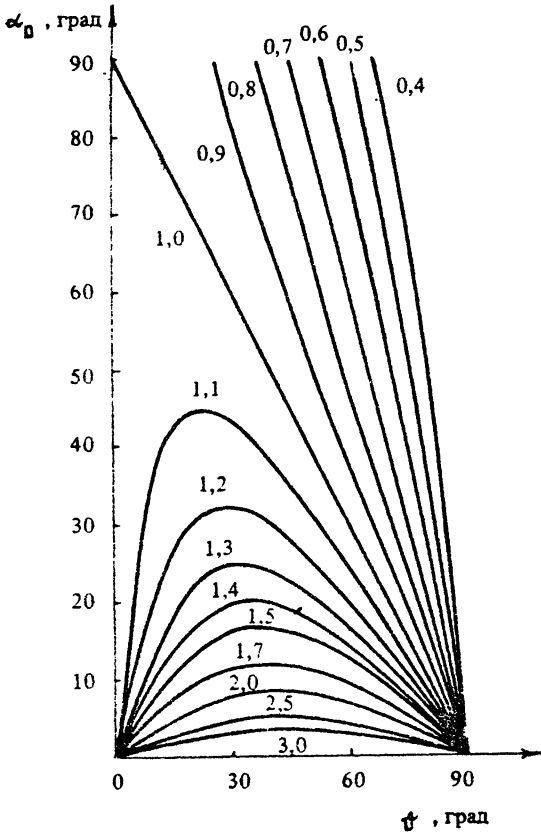


Рис. 5

Для каждого угла  $\varphi$  имеется частота  $\omega_m < \omega_g$ , для которой скорость  $v_{гр}(\varphi, \omega_m)$  максимальна, а время группового запаздывания сигнала минимально. Отсюда следует вывод о том, что для импульсных излучателей в диапазоне частот  $\omega < \omega_g$  в каждый момент времени имеется каустическая поверхность, отделяющая область тени от области, куда приходят две группы волн [16].

Анизотропный характер распространения сильнее проявляется на низких частотах. Если при  $\omega > \omega_A$  распространение волн возможно во всех направлениях от ненаправленного излучателя, то при  $\omega < \omega_g$  излучение сосредоточено в секторе углов  $\varphi_0 \leq \varphi \leq \pi - \varphi_0$ . Предельный угол  $\varphi_0$  уменьшается с увеличением частоты. Этот вывод следует также из анализа поверхностей волновых нормалей, определяющихся зависимостью  $k_x = k_x(k_\perp)$  при фиксированной частоте  $\omega$  из уравнения (17) [15]:

$$\frac{k_x^2}{a^2} + \frac{k_x^2 + k_y^2}{\beta^2} = 1, \quad (33)$$

где  $a^2 = (\omega^2 - \omega_A^2) / c^2$ ,  $\beta^2 = [\omega^2 (\omega^2 - \omega_A^2)] / [c^2 (\omega^2 - \omega_g^2)]$ .

Уравнение (33) определяет семейство эллипсов при  $\omega_g < \omega < \omega_A$  и гиперboloидов при  $\omega < \omega_g$ . Для больших  $k_x$ ,  $k_\perp$  образующие гиперboloидов асимптотически приближа-

ются к прямым  $k_x = k_\perp \sqrt{\omega_g^2 / \omega^2 - 1}$ .



Аналогично можно представить кинематические соотношения в задачах об излучении волн движущимися источниками в безграничной среде. В этом случае должно выполняться условие черенковского синхронизма:

$$\cos \vartheta'_0 = \vartheta'_\varphi / v_0, \quad (34)$$

где  $\vartheta'_0$  - угол между вектором  $\vec{k}$  и скоростью источника  $\vec{v}_0$ .

Для источника, движущегося под произвольным углом  $\alpha$  к вертикали,  $\cos \vartheta'_0 = \cos \vartheta'_k \cos \alpha + \sin \vartheta'_k \cos \varphi_k \sin \alpha$  (углы  $\vartheta'_k$  и  $\varphi_k$  определяют проекции вектора  $\vec{k}$  на оси декартовой системы координат:  $k_z = k \cos \vartheta'_k$ ,  $k_x = k \sin \vartheta'_k \cos \varphi_k$ ;  $k_y = k \sin \vartheta'_k \sin \varphi_k$ ) и условие (34) принимает вид

$$M = \frac{v_0}{c} = \left( \frac{\omega^2 - \omega_g^2 \sin^2 \vartheta'_k}{\omega^2 - \omega_A^2} \right)^{1/2} (\cos \vartheta'_k \cos \alpha + \sin \vartheta'_k \cos \varphi_k \sin \alpha). \quad (35)$$

Отсюда следует, что в заданном направлении при фиксированной скорости движения излучается волна определенной частоты. Так, для плоской задачи, когда все величины зависят только от  $t$  и  $z$  ( $\varphi_k = 0$ ), при  $v_0 > \omega_g c / \omega_A = 2H \omega_g$  внутренние волны излучаться не будут [14].

Поверхности постоянной фазы  $\Phi = \text{const}$  для волн, генерируемых движущимся с постоянной скоростью  $\vec{v}_0$  ( $v_{0x}, 0, v_{0z}$ ) источником, определяются соотношением [17]

$$\frac{(\vec{v}_{rp} - \vec{v}_0) \Phi}{\vec{k} (\vec{v}_{rp} - \vec{v}_0)} = - \frac{\nabla_{\vec{k}} D(\omega = \vec{k} \vec{v}_0)}{\partial D / \partial \omega}. \quad (36)$$

В системе координат, связанной с источником ( $x_1 = x - v_{0x} t$ ,  $z_1 = z - v_{0z} t$ ,  $y = y_1$ ), уровни  $\Phi = \text{const}$  определяются параметрически (через параметр  $\xi$ ):

$$\begin{aligned} x_1 &= 2H a_1^2 \varphi \frac{-\xi \xi^2 + (\xi \cos \alpha + \xi \sin \alpha / a_1 M) \cos \alpha}{\xi^2 (\beta_1 \xi^2 - \eta^2 - a_1^2 \xi^2)}, \\ y_1 &= 2H a_1^2 \varphi \frac{\eta (1 - \xi^2)}{\xi^2 (\beta_1 \xi^2 - \eta^2 - a_1^2 \xi^2)}, \\ z_1 &= 2H a_1 M \varphi \frac{2\beta_1 \xi^2 - \xi [\eta^2 + a_1 (\xi^2 + 1)] + (a_1 \xi \cos \alpha + \xi \sin \alpha / M) \sin \alpha / M}{\xi^2 (\beta_1 \xi^2 - \eta^2 - a_1^2 \xi^2)}, \\ \eta^2 &= \frac{1}{\xi^2 - 1} \left[ \beta_1 \xi^4 - a_1^2 \xi^2 (\xi^2 + 1) + \left( a_1 \xi \cos \alpha + \frac{\xi \sin \alpha}{M} \right) \right], \end{aligned} \quad (37)$$

где  $a_1 = \omega_g / \omega$ ,  $\beta_1 = 1 - M^{-2}$ . Анализ соотношений (37) проведен в работе [18].

Черенковский механизм генерации АГВ рассматривался многими авторами (см., например, [18 - 20] и цитированную там литературу). В работе [18] получено спектральное представление для полей излучения, создаваемых источником массы, движущимся равномерно под углом  $\alpha$  к вертикали, а также выражение для частотного спектра мощности АГВ, излучаемых таким источником. Спектральное

представление  $\psi_\omega$  для стационарно движущихся источников, когда  $F_1 = F(x - v_0 t \sin \alpha, y, z - v_0 t \cos \alpha)$ , имеет вид

$$\begin{aligned} \psi_\omega = & \left[ i c^{1/2} \omega \Gamma^{-1/2} (\beta^2 - \Gamma^2 \operatorname{tg}^2 \alpha + 1)^{-1/4} F(\vec{r}_0) |\sin \vartheta_1 \cos \varphi_1|^{1/2} \right] \times \\ & \times \left\{ (2\pi)^{3/2} \kappa_1 R_1^{1/2} v_0 (\omega^2 - \omega_g^2) \left[ \kappa_0^2 c^2 - (\omega_A^2 - \omega^2) (\Gamma^2 \operatorname{tg}^2 \alpha - 1) \right]^{1/4} \cos \alpha \sin \vartheta_1 \cos \varphi_1 \right\}^{-1} \times \\ & \times \exp \left\{ \frac{i\omega}{|\omega|} \left[ \frac{R_1 \kappa_0}{\Gamma^2 \operatorname{tg}^2 \alpha - 1} (\Gamma^2 \operatorname{tg} \alpha \cos \vartheta_1 - \sin \vartheta_1 \sin \varphi_1) + \right. \right. \\ & \left. \left. + |\Gamma| \kappa_0 ((\Gamma^2 \operatorname{tg}^2 \alpha - 1) - \beta^2) |\sin \vartheta_1 \cos \varphi_1| \pm \frac{\pi}{4} \right] \right\}, \end{aligned} \quad (38)$$

где  $\Gamma = \omega (\omega_g^2 - \omega^2)^{-1/2}$ ,  $\beta = (\cos \vartheta_1 - \operatorname{tg} \alpha \sin \vartheta_1 \sin \varphi_1) |\sin \vartheta_1 \cos \varphi_1|^{-1}$ ,  $\kappa_0 = \omega / v_0 \cos \alpha$ ,  $x_1 = x - v_0 t \sin \alpha = R_1 \cos \vartheta_1$ ,  $y = R_1 \sin \vartheta_1 \cos \varphi_1$ ,  $z_1 = z - v_0 t \cos \alpha = R_1 \sin \vartheta_1 \sin \varphi_1$ ,

$$\begin{aligned} \kappa_0 = & \left\{ \frac{\Gamma^2 \kappa_0 \operatorname{tg} \alpha \mp \beta |\Gamma| \kappa_0}{\Gamma^2 \operatorname{tg}^2 \alpha - 1}; \quad \pm |\Gamma| \kappa_0, \quad - \frac{\kappa_0 \pm \beta \Gamma \kappa_0 \operatorname{tg} \alpha}{\Gamma^2 \operatorname{tg}^2 \alpha - 1} \right\}, \\ \kappa_0 = & \frac{1}{c} \sqrt{\frac{\kappa_0^2 c^2 - \omega_A^2 (\Gamma^2 \operatorname{tg}^2 \alpha - 1)}{\beta^2 - (\Gamma^2 \operatorname{tg}^2 \alpha - 1)}}. \end{aligned}$$

Спектр излучаемых частот задается условием

$$\frac{c^2 \kappa_0^2 - (\omega_A^2 - \omega^2) (\Gamma^2 \operatorname{tg}^2 \alpha - 1)}{(\beta^2 - \Gamma^2 \operatorname{tg}^2 \alpha + 1) (\omega_g^2 - \omega^2)} > 0.$$

Из уравнения (38) следует, что поле излучения неограниченно возрастает при  $\omega = \omega_g \cos \alpha$ . Эту особенность можно, по-видимому, связывать с существованием резонансных направлений в среде и устранить, учитывая конечность размеров источника или диссипацию энергии.

В работе [18] проведен расчет мощности излучения прямолинейно движущимся источником массы и показано, что при дозвуковом движении источник излучает только ВГВ в диапазоне частот  $0 < \omega < \omega_g$ , причем частота излучаемых волн зависит от направления на точку наблюдения; при сверхзвуковом движении — излучаются как медленные, так и быстрые АГВ. Интенсивность излучения быстрых АГВ на частотах, где не существенна вязкость, на несколько порядков превосходит интенсивность ВГВ. В то же время на резонансной частоте  $\omega_g \cos \alpha$  излучение ВГВ заметно превосходит излучение быстрых АГВ.

Переходное излучение АГВ, возникающее на границе раздела сред, анализировалось в работах [21, 22], где получено распределение возмущений давления и плотности потока энергии по спектру излучаемых частот.

Возбуждение АГВ и поверхностной волны Ламба в атмосфере над поверхностью Земли рассмотрено в работах [22, 23]. Точное решение модельной задачи о линейном импульсном источнике позволяет выяснить все особенности отраженного импульса и установить пределы применимости приближенных представлений. На основе этого решения получены простые представления для структуры фронта объемных возмущений и поверхностных волн и найдены потери энергии движущегося по вертикали источника на излучение поверхностных волн.

В модельной задаче [23] при  $f = 1$  с источником массы

$$Q = Q_0 \delta(x) \delta(x - z_0) \delta(t), \quad (39)$$

расположенным в изотермической атмосфере на высоте  $z_0$  над абсолютно жесткой поверхностью  $x = 0$ , возмущения, содержащие поверхностные волны Ламба, даются формулой

$$\psi_A \sim \frac{c t}{c^2 t^2 - x^2} \left[ \sin \sqrt{\omega_A^2 t^2 - \kappa_1^2 R^2} + \frac{\kappa_1 (x + z_0)}{\sqrt{\omega_A^2 t^2 - \kappa_1^2 R^2}} \times \right. \\ \left. \times \cos \sqrt{\omega_A^2 t^2 - \kappa_1^2 R^2} \right], \quad (40)$$

где  $R = \sqrt{x^2 + (x + z_0)^2}$ . Из этой формулы следует, что возмущения в атмосфере над поверхностью Земли существуют внутри цилиндрической поверхности радиусом  $R = c t$  и не содержат структур типа поверхностной волны, экспоненциально спадающей от границы раздела. Традиционно используемый метод выделения поверхностной волны в этой задаче привел бы вместо (40) к выражению

$$\psi_A \sim \exp[-\kappa_1 (x + z_0)] \delta(ct - |x|). \quad (41)$$

Таким образом, к настоящему времени достаточно подробно разработана теория распространения и излучения АГВ в изотермической атмосфере и в более реальных ее моделях, учитывающих диссипативные процессы и неизотермичность. Менее изученными являются вопросы возбуждения АГВ из-за неустойчивости последних, а также нелинейные эффекты при распространении и излучении АГВ.

## Литература

1. Коган Э. К. Неустойчивость внутренних волн в стратифицированных струйных течениях // Метеорология и гидрология. 1972. № 5. С. 12 - 21
2. Davis M. J. On polar substorms as the source of large-scale travelling ionospheric disturbances // J. G. R. 1971. V. 76. N 19. P. 4525 - 4533.
3. Revelle D. O. On meteor-generated infrasound // J. G. R. 1976. V. 81. N 7. P. 394 - 395.
4. Кузьмин К. И. О возможной корреляции с циклонами внутренних гравитационных волн на высоте 90 - 100 км // Изв. АН СССР. ФАО. 1975. Т. 7, № 2. С. 207 - 209.
5. Beer T. On atmospheric wave generation by the terminator // Planet. Space Sci. 1978. V. 26. N 2. P. 185 - 188.
6. Liu C. H., Klostermeyer J., Jeh K. C. e. a. Global dynamic responses of the atmosphere to the eruption of Mount St. Helens on May 18, 1980 // J. G. R. 1982. V. 87. N A8. P. 6281 - 6290.
7. Григорьев Г. И., Докучаев В. П. Механизмы генерации акустико-гравитационных волн в атмосфере Земли // Изв. вузов. Радиофизика. 1978. Т. 21, № 7. С. 945 - 950.

8. Liu C. H., Yeh K. C. Excitation of acoustic-gravity waves in an isothermal atmosphere // *Tellus*. 1971. V. 23, N 2. P. 150 – 163.
9. Harcrider D. G. Theoretical and observed acoustic-gravity waves from explosive sources in the atmosphere // *J. G. R.* 1964. V. 69, N 24. P. 5295 – 5321.
10. Tolstoy L., Montes H., Rao G. e. a. Long period sound waves in the thermosphere from Apollo launches // *J. G. R.* 1970. V. 75, N 28. P. 5621 – 5625.
11. Ламб Г. Гидродинамика. М. – Л.: Гостехиздат, 1947.
12. Григорьев Г. И., Докучаев В. П. Генерация ионосферных возмущений переменными токами полярных широт // *Геомagnetизм и аэрономия*. 1969. Т. 9, № 4. С. 650 – 654.
13. Chmonas G., Hines C. O. Atmospheric gravity waves launched by auroral currents // *Planet. Space Sci.* 1970. V. 18. P. 565 – 582.
14. Григорьев Г. И., Докучаев В. П., Савина О. Н. Акустико-гравитационные возмущения в атмосфере от горизонтально движущихся источников // *Изв. АН СССР. ФАО*. 1979. Т. 15, № 6. С. 669 – 671.
15. Hines C. O. Gravity waves of ionospheric heights atmospheric // *Canad. J. Phys.* 1960. V. 38, N 11. P. 1441 – 1481.
16. Tolstoy L. *Wave propagation*. McGraw-Hill, 1973. P. 292.
17. Lighthill J. J. Studies on magnetohydrodynamic waves and other anisotropic waves motions // *Trans. Roy. Soc.* 1960. V. A252, N 1014. P. 397 – 430
18. Григорьев Г. И., Савина О. Н. Возбуждение акустико-гравитационных волн источниками, движущимися в атмосфере под углом к горизонту // *Изв. вузов. Радиофизика*. 1982. Т. 25, № 7. С. 750 – 760.
19. Липовский В. Д. Черенковское излучение акустико-гравитационных волн горизонтально движущимися источниками // *Изв. вузов. Радиофизика*. 1980. Т. 23, № 2. С. 159 – 168.
20. Григорьев Г. И., Савина О. Н. Об излучении акустико-гравитационных волн горизонтально движущимися источниками // *Геомagnetизм и аэрономия*. 1979. Т. 19, № 5. С. 851 – 858
21. Григорьев Г. И., Савина О. Н. Переходное излучение акустико-гравитационных волн // *Изв. вузов. Радиофизика*. 1983. Т. 26, № 2. С. 135 – 141.
22. Григорьев Г. И., Денисов Н. Г., Савина О. Н. О переходном излучении акустико-гравитационных волн источниками, движущимися в атмосфере над поверхностью Земли // *Изв. вузов. Радиофизика*. 1989. Т. 32, № 2. С. 145 – 151.
23. Григорьев Г. И., Денисов Н. Г., Савина О. Н. Излучение акустико-гравитационных волн и поверхностной волны Ламба в изотермической атмосфере // *Изв. вузов. Радиофизика*. 1987. Т. 30, № 2. С. 268 – 274.

Научно-исследовательский  
радиофизический  
институт

## ТРЕХМЕРНЫЕ АВТОСОЛИТОНЫ РОССБИ В ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЕ

*В. И. Петелишвили, А. Я. Фельдштейн*

### ВВЕДЕНИЕ

Атмосфера Земли на всех высотах находится в непрерывном движении. Численные модели общей циркуляции под воздействием неоднородного нагрева атмосферы солнечным излучением, выпадения энергичных частиц и других источников удовлетворительно описывают усредненную динамику ветров как выше 100 км [1], так и в средней атмосфере [2]: помимо фоновой средней конвекции, движение газа связано с распространением волн различных масштабов: от метровых акустических до тысячекилометровых планетарных. Планетарные волны, или волны Россби, являются самыми крупномасштабными и длиннопериодными, с временным масштабом много больше суток [3].

В настоящей работе построено общее аналитическое решение уравнения нелинейных волн Россби в виде трехмерных солитонов. Универсальность формы и сильная локализация позволяют считать эти решения солитонами. С другой стороны, наличие большого числа захваченных частиц приближает решение к вихрю. Поэтому решения, которые следовало бы назвать вихрем-солитоном, ниже для краткости будем называть либо вихрями, либо солитонами в зависимости от сложившейся традиции (солитоны Россби, синоптические вихри). Особенности структуры полученных решений существенно влияют на скорость протекания реакций с участием имеющихся в атмосфере активных веществ. Это приводит к образованию химического реактора: выделяющаяся в реакторе энергия может компенсировать затухание за счет вязкости. Поэтому такую структуру аналогично автоволнам можно назвать автосолитоном.

### ТРЕХМЕРНЫЕ СОЛИТОНЫ РОССБИ

На высотах ниже 100 км движение нейтралов удовлетворительно описывается системой уравнений гидродинамики. Пренебрежем кривизной поверхности Земли, т. е. ограничимся возмущениями с гори-

горизонтальными масштабами меньше радиуса Земли  $R$ . Введем локальную декартову систему координат, в которой ось  $z$  направл. на вверх,  $y$  - на север,  $x$  - на восток, и воспользуемся приближением  $\beta$ -плоскости:  $\Omega_c = \Omega_0 + \beta y$ ,  $\Omega_0 = 2\omega \sin \alpha_0$ ,  $\beta = 2\omega \cos \alpha_0 / R$  ( $\Omega_c$  - частота Кориолиса,  $\omega$  - угловая скорость вращения Земли,  $\alpha_0$  - географическая широта), координата  $y$  отсчитывается от некоторой заданной широты  $\alpha_0$ . Тогда уравнения движения, непрерывности и баланса давления в предположении адиабатичности процесса записываются как

$$d\vec{v}_1 / dt = -\nabla_1 p / \rho + (\Omega_0 + \beta y) [\vec{v}_1, \vec{e}_z], \quad (1)$$

$$\partial \rho / \partial z = -\rho g, \quad (2)$$

$$\partial \rho / \partial t + \text{div}(\rho \vec{v}) = 0, \quad (3)$$

$$\partial \rho / \partial t + \vec{v} \nabla \rho + \gamma \rho \text{div} \vec{v} = 0, \quad (4)$$

где  $\vec{v}_1$  ( $\vec{v}_z$ ) - горизонтальная (вертикальная) компоненты скорости среды,  $\rho$  - ее плотность,  $p$  - давление,  $g$  - ускорение свободного падения,  $\gamma$  - показатель адиабаты,  $\vec{e}_z$  - единичный вектор. Уравнение движения по вертикали (2) записано в квазистатическом приближении.

Выделим следующие основные параметры, влияющие на пространственно-временную структуру возмущений в атмосфере на рассматриваемых высотах:  $\Omega_c$ , частоту Брента - Вайсяля  $\Omega_B$ , скорость звука  $c$ , радиус Россби  $r_R$ , приведенную высоту атмосферы  $H$  и скорость Россби, или дрейфовую скорость  $v_R$ :

$$\Omega_B = \left( -\frac{\rho}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial z} - \frac{\rho^2}{c^2} \right)^{1/2} \approx \frac{\rho}{c}; \quad r_R = \frac{c}{\Omega_c},$$

$$H \approx \frac{p}{\rho_0 g} \approx \frac{c^2}{g} \approx \frac{c}{\Omega_B}; \quad v_R = \frac{c^2 \cos \alpha}{R \Omega_c} = \beta r_R^2 \sin \alpha.$$

Ниже для простоты будем считать  $\Omega_B = \text{const}$ . Нетрудно получить, что  $\Omega_B \sim 3 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$ ,  $r_R \sim 2 \cdot 10^6 / \sin \alpha \text{ м}$ ,  $H \sim 10^4 \text{ м}$ ,  $v_R \sim 100 \text{ ctg} \alpha \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$ ,  $\Omega_0 \sim 10^{-4} \sin \alpha \text{ с}^{-1}$ ,  $\gamma \approx 1,4$ .

Ограничимся исследованием вихрей синоптических масштабов, описываемых с помощью геострофического приближения [3, 4]. Это приближение справедливо при условии малости следующих безразмерных параметров:

$$\gamma \sigma \vec{v} / \Omega_c, \quad \Omega_c / \Omega_B, \quad h / r_0, \quad r_0 / R, \quad p' / p, \quad v_z / v_1, \quad (5)$$

где  $h$  ( $r_0$ ) - вертикальный (горизонтальный) размер вихря,  $p'$  - возмущение давления в вихре. Вертикальная скорость определяется из уравнений (3), (4) в виде

$$v_z = -(\partial / \partial t + \vec{v}_1 \nabla) s / (\partial s / \partial z), \quad s \equiv p / \rho^{1/\gamma}. \quad (6)$$

Подставляя (2), (6) в уравнение (4) и учитывая малость последних четырех параметров (5), получим

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( 1 - H^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) \rho^{1/\sigma} + \operatorname{div} (\vec{v}_1 \rho^{1/\sigma}) = 0. \quad (7)$$

Согласно (3), (6), (7) в квазистатическом приближении возможна экранировка возмущений атмосферы с характерным масштабом  $H$ .

Перейдем к безразмерным параметрам, воспользовавшись следующими единицами: время  $\Omega_c^{-1}$ , горизонтальный размер  $r_R$ , вертикальный размер  $\gamma H / (\gamma - 1)^{1/2}$ , возмущение давления  $\gamma p_0$ . Затем, разлагая систему уравнений (1), (7) в ряд по степеням малых параметров (5), можно свести ее к уравнению Чарни, выражающему сохранение обобщенной завихренности среды [4]:

$$\partial q / \partial t + \mathcal{J}(\psi, q) = 0, \quad q = \Delta_3 \psi - \psi + \beta y, \quad (8)$$

где  $\psi$  — относительное возмущение давления,  $\Delta_3$  — трехмерный Лапласиан,  $\mathcal{J}$  — двумерный якобиан  $\mathcal{J}(A, B) = \frac{\partial A}{\partial x} \frac{\partial B}{\partial y} - \frac{\partial A}{\partial y} \frac{\partial B}{\partial x}$ .

Компоненты вектора скорости выражаются через  $\psi$  следующим образом:

$$\vec{v}_1 = [\nabla \psi, \vec{e}_z], \quad v_z = - \frac{\partial^2 \psi}{\partial t \partial x} - \mathcal{J}(\psi, \partial \psi / \partial x). \quad (9)$$

Отметим, что единицы горизонтальной и вертикальной скорости отличаются примерно в  $\Omega_0 / \Omega_B$  раз. В линейном приближении уравнение (8) описывает трехмерные волны Россби, имеющие дисперсионное уравнение  $\omega = -\beta k_x (1 + k^2)^{-1}$ . Можно показать, что уравнение (8) имеет следующие первые интегралы движения:

$$\int F(q, x) d^3x, \quad \int y \psi d^3x, \quad \int \psi d^3x, \quad \int \psi q d^3x, \quad \int (x - \beta t) \psi d^3x, \quad (10)$$

где  $F$  — произвольная функция. Наличие бесконечного множества первых интегралов, зависящих от  $x$ , свидетельствует о близости (8) к полностью интегрируемым системам. Поэтому можно ожидать, что солитонные решения этого уравнения устойчивы подобно двумерным солитонам [5].

Методика решения (8) в стационарном случае была предложена для двумерных солитонов [6] и для трехмерных солитонов, бегущих вдоль параллели с постоянной скоростью  $u$  [7, 8]. Для стационарных бегущих возмущений  $\psi = \psi(x - ut, y, z)$  уравнение (8) принимает вид

$$\mathcal{J}(\psi + uy, q) = 0, \quad q = f(\psi + u, y, z), \quad (11)$$

где  $f$  — произвольная функция.

Перейдем к сферическим координатам  $r, \varphi, \theta$  ( $\theta$  — широта):

$$\begin{aligned} x - ut &= r \cos \theta \cos \varphi, \\ y &= r \cos \theta \sin \varphi, \\ z &= r \sin \theta; \end{aligned} \quad (12)$$

выберем  $f$  в виде различных функций внутри и вне сферы радиуса  $r_0$ . Тогда (11) записывается как

$$\begin{aligned} \Delta_3 \psi - \psi + \beta u &= -(1+k^2)(\psi + u) + \beta & \text{при } r < r_0, \\ \Delta_3 \psi - \psi + \beta u &= (\alpha^2 - 1)(\psi + u) & \text{при } r > r_0, \end{aligned} \quad (13)$$

где  $\beta$  — произвольная константа.

Потребуем также выполнения условий шивки ( $Q$  — произвольная функция):

$$\begin{aligned} \psi + u|_{r=r_0-0} &= \psi + u|_{r=r_0+0} = Q(\theta), \\ \partial \psi / \partial r|_{r=r_0-0} &= \partial \psi / \partial r|_{r=r_0+0}, \end{aligned} \quad (14)$$

т. е. постоянства первого аргумента  $f$  из уравнения (11) при фиксированном  $x$  на поверхности шивки. Эти условия обеспечивают непрерывность скорости, давления и градиента давления. Решение (13) при выполнении условий (14) и требования экспоненциальной локализованности решения при  $r \rightarrow \infty$  имеет вид [7, 8]

$$\psi = [A_e K_{1/2}(\alpha r) + C_e K_{3/2}(\alpha r) \cos \theta \sin \varphi + D_e K_{5/2}(\alpha r) (3 \cos^2 \theta - 1)] / \sqrt{\alpha r}; \quad r > r_0,$$

$$\begin{aligned} \psi = [A_i J_{1/2}(\kappa r) + C_i J_{3/2}(\kappa r) \cos \theta \sin \varphi + D_i J_{5/2}(\kappa r) (3 \cos^2 \theta - 1)] / \sqrt{\kappa r} - \\ - \frac{\beta (\kappa^2 + \alpha^2)}{\kappa^2 (\alpha^2 - 1)} r \cos \theta \sin \varphi + \frac{\beta}{\kappa^2}; \quad r < r_0, \end{aligned} \quad (15)$$

При этом выражения для коэффициентов в уравнении (15) определяются соотношениями

$$\begin{aligned} A_e &= -\frac{\beta r_0 \alpha \sqrt{\alpha r_0}}{3(\kappa^2 + \alpha^2) K_{3/2}(\alpha r_0)}, & A_i &= \frac{\beta r_0 \alpha^2 \sqrt{\kappa r_0}}{3\kappa(\kappa^2 + \alpha^2) J_{3/2}(\kappa r_0)}, \\ C_i &= \frac{\alpha^2 \beta r_0 \sqrt{\kappa r_0}}{(\alpha^2 - 1) \kappa^2 J_{3/2}(\kappa r_0)}, & C_e &= -\frac{r_0 \beta \sqrt{\alpha r_0}}{(\alpha^2 - 1) K_{3/2}(\alpha r_0)}, \\ D_i &= D_e \sqrt{\frac{\kappa}{\alpha}} \frac{K_{5/2}(\alpha r_0)}{J_{5/2}(\kappa r_0)}. \end{aligned} \quad (16)$$

Здесь  $J$  и  $K$  — функции Бесселя и функции Мак-Дональда соответственно. Последние, как известно, при больших значениях аргумента экспоненциально стремятся к нулю. Отметим, что для полувещных значений порядка обе эти функции выражаются через элементарные функции. Дисперсионное уравнение, связывающее  $\kappa \alpha$  и  $r_0$ , имеет вид

$$\frac{J_{5/2}(\kappa r_0)}{\kappa r_0 J_{3/2}(\kappa r_0)} = -\frac{K_{5/2}(\alpha r_0)}{\alpha r_0 K_{3/2}(\alpha r_0)}. \quad (17)$$

Решение (17), соответствующее наименьшему числу узлов в солитоне, приближенно выражается как

$$\kappa r_0 = [4.5(\alpha r_0)^2 + 86] / [(\alpha r_0)^2 + 15].$$

Из формулы (13) следует выражение для скорости возмущений через  $u = \beta / (\alpha^2 - 1)$ .

$$(18)$$



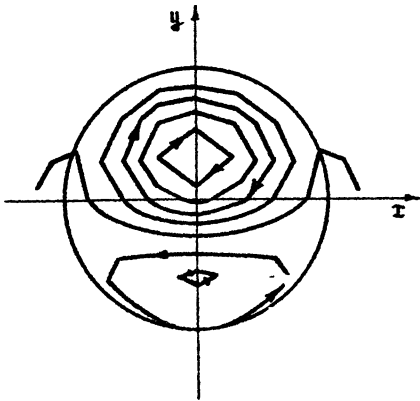


Рис. 1

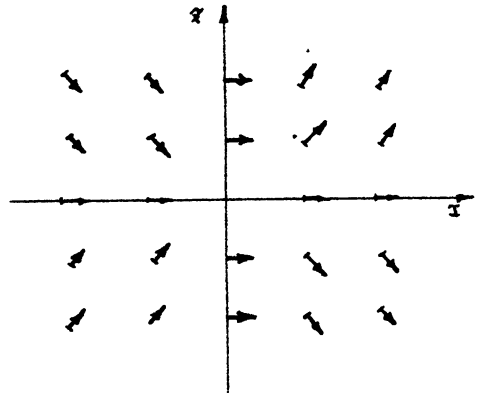


Рис. 2

Согласно (18) солитон может перемещаться либо с произвольной скоростью на восток, либо на запад со скоростью, превышающей скорость линейных волн Россби. Полученное решение зависит от четырех независимых параметров:  $D_i$ ,  $\beta$ ,  $\gamma_0$  и  $\alpha$  (или  $u$ ). Оно является суммой трех членов: дипольного вихря, монопольного (с амплитудой  $\beta$ ) и квадрупольного (с амплитудой  $D_i$ ). Варьируя величины  $D_i$  и  $\beta$ , можно построить решение с преобладанием того или другого члена.

На рис. 1 в качестве примера приведены линии тока (уровня  $\psi$ ) в плоскости  $z = 0$ , а на рис. 2 – величины вектора скорости в плоскости  $y = 0$  для значений параметров  $D_i = 0,3$ ,  $\beta = 0$ ,  $\gamma_0 = 0,5$ ,  $u = 4 \cdot 10^{-3}$ . Отметим обращение в нуль вертикальной компоненты скорости в плоскости симметрии вихря  $z = 0$ , т. е. верхняя и нижняя половины вихря являются зеркальным отражением друг друга и возможно распространение верхней половины вихря вдоль твердой границы среды, например поверхности Земли или океана.

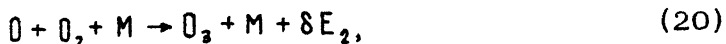
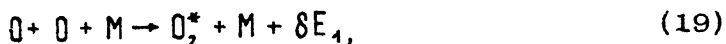
### ЭНЕРГЕТИКА АВТОСОЛИТОНА

Перейдем к рассмотрению энергетики полученных структур. В отсутствие источника энергии вихри затухают, в первую очередь за счет вязкости. Поэтому вихри чаще будут наблюдаться на тех высотах, где возможно их усиление. В литературе обсуждается возможность подкачки энергии за счет неоднородных крупномасштабных течений, что может иметь место, например, для Большого Красного Пятна Юпитера [9]. Но в этом случае параметры вихря порядка соответствующих характеристик фонового течения и вихрь может быть только антициклоном.

Возможен и другой механизм усиления. Хорошо известны трехмерные вихри в атмосфере у поверхности Земли, подпитываемые энергией, выделяемой при конденсации перенасыщенного пара (тайфу-

ны тропических широт) [10] или теплоотдачей поднимаемого в воздух раскаленного песка (самумы в пустынях). Амплитуда таких вихрей обычно много больше соответствующих параметров фоновых движений. На больших высотах усиление вихрей может происходить за счет теплоты, выделяемой экзотермическими реакциями с участием озона ( $O_3$ ) или при рекомбинации атомарного кислорода  $O$  в результате тройных столкновений. Известно, что за счет ультрафиолетового излучения Солнца концентрация  $O$  и  $O_3$  выше 15 км много больше уровня химического равновесия. Это позволяет считать атмосферу активной средой.

Рассмотрим подробнее высоты верхней мезосферы – нижней термосферы (70 – 100 км), где велико избыточное количество  $O$ . Исчезновение атомарного кислорода связано с реакциями рекомбинации [11, 12] ( $O_2^*$  – кислород в возбужденном состоянии):



где  $M$  – произвольная нейтральная частица, приобретающая в результате реакции дополнительную энергию  $\delta E$ . Скорости реакций (19) – (21) и выделяемые при их протекании энергии равны  $K_1 = 5 \cdot 10^{-33} (300/T)^2 \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$ ,  $K_2 = 6 \cdot 10^{-34} (300/T)^2 \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$ ,  $K_3 = 1,5 \cdot 10^{-11} \cdot e^{-2218/T} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ ,  $\delta E_1 = 5,1 \text{ эВ}$ ,  $\delta E_2 = 1,1 \text{ эВ}$ ,  $\delta E_3 = 3,9 \text{ эВ}$  соответственно;  $T$  – температура,  $K$ . Реакция (21) на рассматриваемых высотах оказывается несущественной.

Предположим для определенности, что динамика исчезновения атомарного кислорода определяется реакцией (19), являющейся важным источником тепла в исследуемом диапазоне высот [2]. Тогда уравнение непрерывности для концентрации атомарного кислорода  $n_0$  имеет вид

$$\partial n_0 / \partial t + \text{div } n_0 \vec{v} = Q - \Gamma; \quad \Gamma = 10^{-27} \frac{n_0^2 n_M}{T^2} = k_1 n_0^2 n_M, \quad (22)$$

где  $Q$  – источник частиц,  $\Gamma/n_0$  – частота реакции рекомбинации в единице объема,  $n_M$  – концентрация молекул в атмосфере. Видно, что при зависимости  $\Gamma$  от  $T$  в виде (22) малые отклонения  $n_0$  от стационарного состояния в отсутствие второго члена в левой части (22) заглушают. Однако возмущение конечной амплитуды ( $|\text{div } n_0 \vec{v}| \gg Q, \Gamma$ ) может усиливаться. В этом случае перемешивание настолько интенсивно, что связанные с изменением скорости реакции вариации температуры и концентрации в значительной степени компенсируются за счет притока "свежего" активного вещества. Пусть основное изменение  $n_0$  происходит за счет сжатия или расширения, так что  $n_0$  можно считать пропорциональным давлению  $p$ .

Наличие экзотермических реакций приводит к появлению в уравнении Чарни (8) для относительных вариаций давления  $\psi$  члена в правой части, определяющего термохимическое усиление вихря. Учитывая также вязкость, уравнение (8) запишем как

$$\partial q / \partial t + \bar{v} \nabla q = -F\psi + \mu \Delta_{\perp} \partial^2 \psi / \partial z^2, \quad (23)$$

где  $\mu$  — коэффициент вязкости вообще говоря, турбулентной. Для адиабатического квазистатического процесса выражение для  $F$  можно представить в виде

$$F = \left( \frac{5}{\gamma} - 2 \right) \frac{\delta E_{\perp}}{n_0 \epsilon} \Gamma \frac{1}{\Omega_0}, \quad (24)$$

где  $\epsilon$  — тепловая энергия частиц. Модельные профили распределения плотности и температуры нейтральных частиц [2] свидетельствуют, что для рассматриваемого диапазона высот первый член в правой части (23) может быть больше второго. В этом случае ограничения роста амплитуды автосолитона не происходит. Прекращение роста естественно связано с неучтенными нелинейными эффектами и/или всплытием вверх и вязким затуханием на больших высотах.

Механизм подкачки вихря типа антициклона за счет экзотермических реакций можно, исходя из распределения движений внутри вихря (см. рис. 1, 2), представить следующим образом, ограничиваясь в качестве примера верхней половиной решения (15). В центре вихря происходит интенсивное выгорание  $O$  и отработанное вещество с уменьшенной концентрацией атомарного кислорода поднимается вверх. На его место поступают с периферии вихря новые порции активного вещества. При этом температура в центре вихря будет несколько повышена, а над ним создается область, обедненная атомарным кислородом. Таким образом, в естественных условиях атмосферы протекает процесс, обычно реализуемый в химических реакторах. Для вихря типа циклона температура атмосферы в его центре будет понижена, так как скорость реакции рекомбинации по сравнению с фоновыми условиями оказывается пониженной. Необходимо подчеркнуть, что существенную роль в таком процессе играет устойчивость солитона относительно малых возмущений.

\* \* \*

Таким образом, в настоящей работе в рамках геострофического приближения найдено простейшее аналитическое решение, описывающее распространение в атмосфере трехмерных стационарных автосолитонов Россби. Характерные горизонтальные и вертикальные размеры солитонов — около тысячи и нескольких километров соответственно. Они могут перемещаться либо с произвольной скоростью на восток, либо на запад со скоростью, превышающей скорость линейных волн Россби. Полученные решения демонстрируют возможность существования в атмосфере крупномасштабных уединенных вихрей и более общего вида, соответствующих реальным процессам, протекающим на высотах верх-

ней мезосферы – нижней термосферы. В качестве источника энергии для поддержания солитона предложены экзотермические реакции: избыточного количества атомарного кислорода  $O$ , появляющегося в результате фотодиссоциации  $O_2$ . На высотах 20 – 30 км источником энергии могут служить реакции рекомбинации озона.

Построено распределение течения внутри солитона (см. рис. 2): горизонтальная скорость достигает десятков метров в секунду, вертикальная – порядка нескольких сантиметров в секунду. Отметим отличие в распределении скоростей от циклона в нижней атмосфере [10], где вертикальная компонента скорости направлена вверх в центре циклона. При этом структура скоростей такова, что изменяется скорость рекомбинации  $O$  и реализуется естественный химический реактор, простейшим примером которого является горение в печи. В химически активных средах известны спиральные волны, которые являются чисто диссипативными структурами. В настоящей работе структура автосолитона устойчива из-за динамических эффектов сохранения энергии, импульса, момента и т. д.; энергия активной среды расходуется на компенсацию потерь из-за вязкости.

Для солитонного решения типа антициклона в верхней атмосфере температура внутри солитона будет повышена в результате интенсивного выгорания  $O$ .

Выражаем благодарность нашим коллегам А. Д. Данилову и А. И. Ивановскому за обсуждения.

## Литература

1. Rouble R. G., Ridley E. C., Dickinson R. E. On the global mean structure of the thermosphere // *J. Geophys. Res.* 1987. V. 92, N 8. P. 8745 – 8758.
2. Брасье Т., Соломон С. Аэрономия средней атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1987.
3. Пеллоски Дж. Геофизическая гидродинамика. М.: Мир, 1984.
4. Charney J. G. On the scale of atmospheric motions // *Geophys. Publ.* 1948. V. 17, N 2. P. 3 – 18.
5. Гордин В. А., Петвиашвили В. И. Квазигеострофические вихри, устойчивые по Ляпунову // *ДАН СССР.* 1985. Т. 285, № 4. С. 857 – 860.
6. Flierl G. R., Larichev V. D., McWilliams J. C., Reznik G. M. The dynamics of baroclinic and barotropic solitary eddies // *Dyn. Atmos. and Oceans.* 1983. V. 5, N 1. P. 1 – 41.
7. Берестов А. Л. Некоторые новые решения для солитонов Россби // *Изв. АН СССР. ФАО.* 1981. Т. 17, № 1. С. 82 – 87.
8. Петвиашвили Н. В. Трехмерные солитоны Россби произвольной амплитуды в бароклинической среде // *Изв. АН СССР. ФАО.* 1988. Т. 24, № 7. С. 776 – 778.
9. Петвиашвили В. И. Уединенные вихри, поддерживаемые зональным потоком, во вращающейся жидкости // *Письма в Астрон. журн.* 1983. Т. 9, № 4. С. 253 – 256.
10. Хргиан А. Х. Физика атмосферы. М.: Изд-во МГУ, 1986.
11. Nicolet M. Stratospheric ozone: an introduction to its study // *Rev. Geophys. Space Phys.* 1975. V. 13, N 5. P. 593 – 636.
12. Heicklen J. Atmospheric chemistry. Academic Press (USA), 1976.

## ПЛАНЕТАРНЫЕ ВОЛНЫ В СРЕДНЕЙ АТМОСФЕРЕ

Э. И. Гинзбург, Б. Е. Степанов

1. Хорошо известно, что спектр пространственно-временных масштабов атмосферных движений исключительно широк, причем из-за нелинейности исходной системы уравнений гидродинамики различные участки спектра эффективно взаимодействуют друг с другом. Именно в силу существенных искажений этого спектра нелинейными процессами его численная реализация в рамках одной гидродинамической модели физически неосуществима. Всегда приходится ограничиваться исследованием конечных спектральных интервалов, выделяемых из исходной системы уравнений той или иной процедурой фильтрации ( $\sim$ ),  $\tau_i = \tilde{\tau}_i + \tau'_i$ . При этом в уравнениях для сглаженных величин  $\tilde{\tau}_i$  появляются члены вида  $J_k^{(\delta)} = \widetilde{v'_i \partial \tau' / \partial y_i}$  - вихревые движущие силы ( $v_i$  - компоненты массовой скорости (ветра),  $\widetilde{v'_k v'_i}$  - вихревой поток).

Использование процедур фильтрации в явном виде всегда проявляется как упрощение исходной системы уравнений (исходной математической модели). Так, например, при исследовании процессов, для которых в сферической системе координат  $|v_r / v_{\theta, \lambda}| \ll 1$ , можно проекцию уравнения движения на  $\vec{r}$  представить в виде условия квазистатики ( $\partial p / \partial z = -\rho g$ ). В рассматриваемом случае энергетически согласованная математическая модель атмосферной динамики представляется примитивной системой уравнений, в которой полностью отфильтрованы короткопериодные акустические колебания (модель их не воспроизводит). В этом случае вихревые движущие силы описывают, очевидно, эффект влияния акустических колебаний на более крупномасштабные движения.

Если ограничиться изучением атмосферных движений с масштабами  $L$  не меньшими синоптических, для которых в условиях средней атмосферы мал безразмерный параметр  $Ki = c / f_0 L$  (число Кибеля), то получаем, используя малость  $Ki$ , математическую модель квазигеострофического приближения, в которой  $f v = \partial \Phi / \partial x$ ,  $f u = -\partial \Phi / \partial y$ ,  $f \Delta \Phi = \partial \Phi / \partial z$ , а в качестве уравнения для геопотенциала  $\Phi$  обычно

используется закон сохранения потенциального вихря  $q$  :

$$\frac{\partial q}{\partial t} = J(\Phi, q) + \frac{\partial f}{\partial z} \frac{\partial \rho_0}{N^2} + J^{(b)}, \quad (1)$$

где  $q \equiv \bar{q} \equiv \nabla^2 \Phi / f + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} [ (f \rho_0 / N^2) \partial \Phi / \partial z ]$  ;

$J(\Phi, q)$  - якобиан от  $\Phi$  и  $q$  ;  $J$  - неадиабатические притоки тепла;  $u$  и  $L$  - характерные масштабы горизонтальной скорости и горизонтального размера возмущения соответственно;  $f = 2\Omega \cos \theta$ ,  $\Omega$  - частота вращения Земли;  $N$  - частота Брента-Вяйсяля;  $\bar{u} = \bar{u}(0, \tau, u)$  - вектор горизонтальной скорости;  $T$  - температура,  $\gamma = R/c_p$ ,  $R$  - газовая постоянная. Здесь  $dx = r d\theta$ ,  $dy = r \sin \theta d\lambda$ ,  $dz = dr$ ,  $H$  - высота однородной атмосферы. В этой системе отфильтрованы уже не только акустические, но и гравитационные колебания, и их эффекты, как и эффекты акустических колебаний в примитивной системе уравнений, представляются вихревыми движущими силами  $J^{(b)}$ .

Все колебания, которые воспроизводятся уравнением (1) и являются более короткопериодными, чем сезонные, относят к планетарным волнам (ПВ). Более точно: фоновые поля  $\bar{T}_i$  задаются зональноосредненными уравнениями (1), а отклонения от этих полей  $\tau_i \equiv \tau'_i$  и есть искомые ПВ (крупномасштабные вихри). Такое представление искомым величин расщепляет уравнение (1) на два: уравнения для фоновых компонентов  $\bar{T}_i$  и для возмущений  $\tau_i$ . В этой системе влияние крупномасштабных вихревых потоков (планетарных волн) на формирование фоновых полей определяется слагаемым  $J^{(kb)} \equiv J(\Phi, q)$ , а влияние фоновых полей на распространение планетарных волн - фактором  $(J(\bar{\Phi}, q) + J(\Phi, \bar{q}))$ .

Динамическая эффективность ПВ в нижней атмосфере, т.е. их влияние на фоновое состояние (фактор  $J^{(kb)}$ ), имеет для этого состояния определяющий характер. Вопрос о динамической эффективности ПВ на высотах мезотермосферы (50-100 км), несмотря на то что в этой области они дают основной вклад в энергетический спектр атмосферных колебаний [1], до сих пор остается открытым, хотя в определенные периоды их эффекты выражены здесь очень сильно, например во время внезапных стратосферных потеплений (ВСП).

Особенности распространения ПВ и их влияние на формирование фонового состояния средней атмосферы рассматривались в огромном числе работ, результаты которых обобщены в большом числе монографий (см., например, [2-7]). На многие вопросы ответ получен, но еще большее число вопросов только поставлено.

2. Для ответа на вопрос о динамической эффективности ПВ на высотах средней атмосферы необходимо, как это следует из анализа системы (1), прежде всего исследовать зависимость пространственного распределения поля возмущения от фонового потока (влияние фактора  $(J(\bar{\Phi}, q) + J(\Phi, \bar{q}))$ ) особенно в таких ситуациях, когда эффект крупномасштабных вихревых движущих сил (фактор  $J^{(kb)}$ ) выражен

наиболее сильно. Последние определяются некоторыми общими положениями, согласно которым возбуждение среднего зонального течения волнами возможно лишь в случае их диссипации и нестационарности ( $\partial \bar{q}^2 / \partial t \neq 0$ ); возможно резкое усиление влияния этих факторов в окрестности критических уровней, где  $\bar{u} = c$  ( $c$  — фазовая скорость волны).

Впервые вопрос влияния зональноосредненных течений на вертикальное распространение планетарных волн рассматривался Чарни и Дразином [8], которые с помощью геострофического уравнения для потенциального вихря на среднеширогной  $\beta$ -плоскости исследовали вертикальную структуру стационарных волн, возбуждаемых на нижней границе ( $J = 0$ ). Для бароклинной модели ( $\bar{u} = \bar{u}(z)$ ) задача сводится к решению уравнения (1) для  $\tilde{\psi}(z)$

$$\tilde{\psi}''(z) + \tilde{Q}_n^2(z) \tilde{\psi} = 0, \quad (2)$$

где  $\Phi = (N^2/\rho_0)^{1/2} \sin \varphi \operatorname{Re} [\tilde{\psi}(z) \exp(ikt)], \quad t' = \partial t / \partial z,$

$$\tilde{Q}_n^2(z) = \frac{N^2}{f_0^2} \left\{ \frac{\partial \bar{q} / \partial y}{\bar{u} - c} - k^2 - \frac{f_0^2}{4N^2 N^2} \right\}, \quad (3)$$

— квадрат показателя преломления,  $k = n/\gamma \sin \theta$ ,  $K^2 = k^2 + \rho^2$ .

Первое, что привлекает внимание в рассматриваемой модели, — это резонансные эффекты, обусловленные совпадением как пространственных, так и временных характеристик вынуждающей силы (тепловые контрасты и неровности земной поверхности, неадиабатические притоки тепла) и собственных колебаний (атмосферы) [9 — 12]. Частотные резонансные эффекты детально исследованы в работе [13]. Анализ показал, что резонансные моды в атмосфере не представляют особой важности. Однако они могут объяснить некоторые слабые, но статистически достоверные колебания, связанные, например, с временными вариациями неадиабатических притоков тепла. Так, например, в работе [14] 27-дневные атмосферные колебания связываются с резонансным эффектом, обусловленным 27-дневными вариациями интенсивности ультрафиолетового излучения Солнца.

**3.** Второй момент, обращающий на себя внимание, — это резкая зависимость проникающей способности волны от вида функции  $\bar{u}(z)$ .

Анализ соотношения (3) предсказывает, что вертикальное распространение ПВ возможно только в поле западных

ветров, наблюдаемых зимой, что оно должно быть наиболее интенсивным в периоды осенне-весенних перестроек, когда наблюдаются особенно слабые западные потоки, что сильные западные ветры средних широт\* можно рассматривать как своеобразный барьер для ПВ, отклоняющий эти волны в тропическую зону и в область высоких широт. Однако все эти выводы плохо согласуются с экспериментальными данными (см., например, [2]): отсутствуют и низко-, и высокоширотные волноводы; более того, ПВ концентрируются в окрестности оси СТПН, т.е. СТПН не является барьером для ПВ; в летней стратосфере есть, хотя и менее интенсивные, чем зимой, ПВ. Отмеченные парадоксы обусловлены в основном тем обстоятельством, что в рамках бароклинной модели невозможно корректно учесть эффекты баротропности, т.е. эффекты широтных сдвигов зонального потока (его кривизны). Для этого необходимо перейти к анализу двумерных моделей.

В работе Мацуно [15] двумерная задача решалась путем численного интегрирования несколько модифицированного уравнения для геофизического потенциального вихря

$$\frac{\sin^3 \theta}{\cos \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \frac{\cos \theta}{\sin^2 \theta} \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \right) + \left( \frac{2Q_0 a}{N} \right)^2 \sin^2 \theta \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} + \tilde{Q}_n^2 \Phi = 0. \quad (4)$$

На полюсе и на экваторе принималось  $\Phi = 0$ . Получено близкое совпадение наблюдаемых и рассчитанных геопотенциальных полей, в частности концентрации волновой энергии вдоль оси СТПН.

Для объяснения полученного результата Мацуно предложил "резонаторный механизм". Он заметил, что область малых значений  $\tilde{Q}_n^2$  над тропосферными струйными течениями (средние широты) является барьером для широтного распространения возмущений. Следовательно, можно предположить, что локализация волновой энергии в области СТПН обусловлена образованием стоячей волны между полюсом и барьером малых значений  $\tilde{Q}_n^2$ .

Резонаторная интерпретация Мацуно была использована Симонсом [13] для построения аналитической модели распространения ПВ в зональном потоке с широтным сдвигом. Для образования резонатора был введен канал с широтными стенками. Несмотря на свою простоту, модель [13] оказалась в определенном смысле удачней, чем более полная модель Мацуно. Все эти и аналогичные им модели говорят об определяющей роли стенок в формировании эффекта широтной локализации ПВ.

Тем не менее уже при исследовании распространения ПВ на баротропных моделях  $\bar{u}(\theta)$  с помощью метода ВКБ была отмечена тенденция захвата стационарных волн областью больших значений  $\tilde{Q}_n^2$ , т.е. в качестве альтернативы механизму "стенок" напрашивался "рефракционный" механизм широтной локализации, обусловленный только взаимодействием волны со струйным течением без влияния стенок.

\* Изотакси этих ветров на плоскости  $(z, \theta)$  образуют структуру, которая для зимней стратосферы называется струйным течением полярной ночи (СТПН).



Однако данное предположение вызывало сомнение по двум причинам: во-первых, метод ВКБ для рассматриваемых масштабов явно неприменим, поскольку  $L \left| \frac{1}{Q} \frac{\partial Q}{\partial y} \right| \gg 1$ ; во-вторых, в модели Симонса эффекты локализации отмечаются и в области минимальных значений  $Q_n^2$ .

4. Для ответа на поставленный вопрос в статье [16] была разработана простая аналитическая модель решения уравнения (4). Полученные результаты позволили сделать заключение, что наблюдаемая широтная локализация возмущений вблизи оси стратосферного струйного течения определяется собственно взаимодействием планетарной волны с зональным потоком и обусловлена явлением рефракции волны в область локального широтного максимума коэффициента преломления (эффект фокусировки).

Полученные результаты представляют более внимательно относиться к самому понятию коэффициента преломления в

двумерных моделях распространения ПВ: Прежде всего необходимо отказаться от ограничений приближения  $\beta$ -плоскости, т.е. необходимо перейти к рассмотрению уравнения (4) в сферической системе координат. В этом случае удастся корректно ввести индекс рефракции  $Q_n$  путем перехода к координатам  $y = \cos \theta$ ,  $x = Nz^*/2\Omega a$  и замены  $\Phi = \sqrt{tg \theta} \Pi$ . При этом "коэффициент рефракции" Мацуно (4) связан с  $Q_n$  соотношением  $Q_n^2 = Q_n^2 / (1-y^2) + (1-3y^2) / 4 y^2 (1-y^2)^2$ . Видно, что влияние сферической геометрии приводит к тому, что  $Q_n^2 \rightarrow \infty$  при  $y \rightarrow 0$  и  $y \rightarrow 1$ , т.е. полюс и экватор становятся для ПВ барьерами. При этом всегда образуется глобальный волновод. Если полусферные максимумы  $Q_n$  обладают необходимыми характеристиками, то глобальный волновод трансформируется в 1, 2.. локальные волноводы (столько же, сколько необходимых максимумов  $Q_n$ ) см., например, рис. 1, 2.

Представляя  $\Pi$  как  $A \exp(-i\varphi)$ , переписываем уравнение (4) в виде

$$\Delta A + [\operatorname{Re} Q_n^2 - (\nabla \varphi)^2] A = 0, \quad (5)$$

$$\nabla (A^2 \nabla \varphi) - A^2 \operatorname{Im} Q_n^2 = 0. \quad (6)$$

Параметры ПВ представляются, как правило, высотно-широтными разрезами полей величин  $A$  и  $\varphi$ . При этом проникающая способность волны в двумерной модели задается полем величины  $A$ . Сказанное означает, что коэффициентом преломления для ПВ следует считать не  $\operatorname{Re} Q_n^2$ , а  $\operatorname{Re} Q_n^2 - (\nabla \varphi)^2$ . Такой подход открывает новые особенности распространения ПВ.

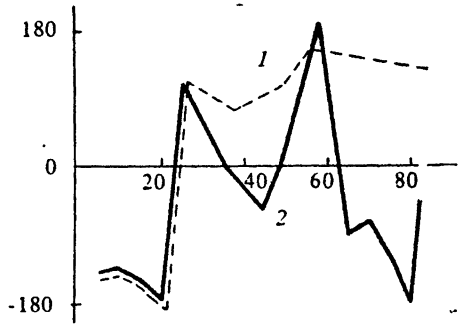


Рис. 1. Варианты широтного распределения фазы возмущения на уровне  $z^* = 5$  км

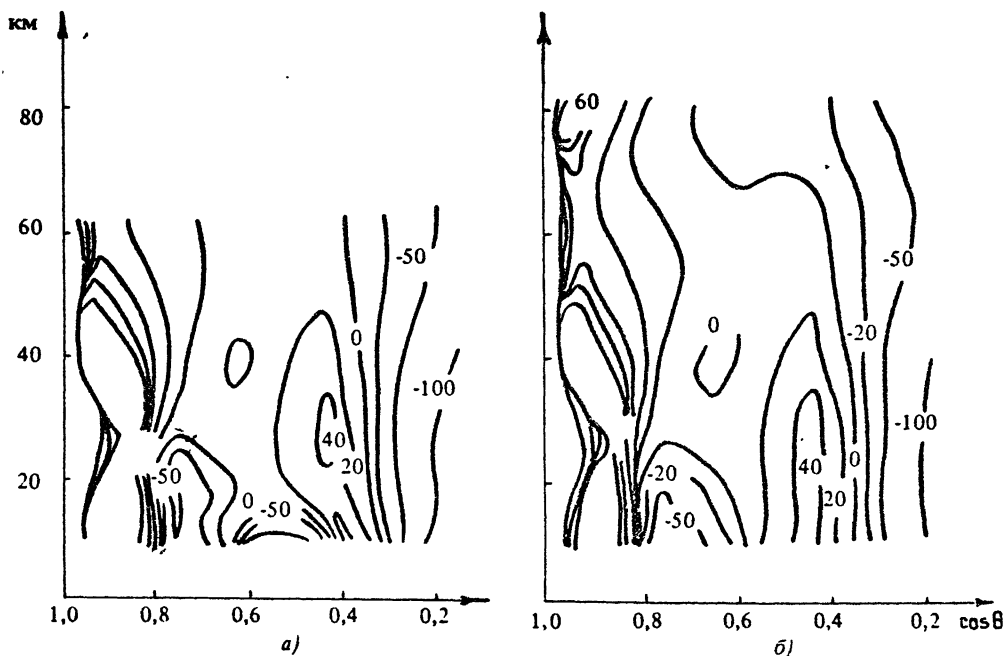


Рис. 2. Индексы рефракции для 1-го варианта фазы (а) и для 2-го варианта (б)

При отсутствии диссипации, когда коэффициент поглощения волны  $D=0$ , коэффициенты уравнения (4) вещественны. Это означает, что если на каком-то уровне фаза  $\psi$  является постоянной величиной, то она не меняется и на остальных уровнях ( $\partial\psi/\partial z=0$ ). В работе [16] было показано, что узловые меридиональные моды возмущения являются запертыми и имеют малую глубину проникновения, в волновод в основном проникают безузловые меридиональные моды, для которых при  $D=0$   $(\partial\psi/\partial y)_z=0$ . На нижних атмосферных уровнях, где структура возмущения проявляет резко выраженную многомодовость, т.е. где велики градиенты фазы, следует ожидать сильной зависимости проникающей способности волны от нижних граничных условий.

Отметим наиболее интересные особенности этой зависимости: возникновение в нижней атмосфере "фазовых пробок" (областей с  $[\text{Re} Q_n^2 - (\nabla\psi)^2] < 0$ ), смещающих "открытый" для ПВ широтный диапазон в область высоких широт (ср. рис. 2,а с рис. 2,б), резкое усиление амплитуды волны основной моды в волноводе при увеличении "открытой" области (рис. 3). Это усиление настолько велико, что напрашивается предположение о его связи с явлением ВСП: изменения фазовых соотношений на нижней границе средней атмосферы,

обусловленные тропосферными процессами, приводят к усилению ПВ в средней атмосфере и, как следствие, к эффекту ВСП.

5. Приведем еще один пример возможного влияния ПВ на спектр длиннопериодных вариаций зонально-среднего потока. Речь идет об умозрительной модели полугодовых колебаний среднего зонального ветра в верхней стратосфере и мезосфере, до сих пор не имеющих удовлетворительного объяснения [2].

Прежде всего отметим, что, как показывает анализ уравнений (5), (6), влияние сферической кривизны Земли и кривизны зонального потока  $\bar{u}$  на распространение ПВ делает при достаточно больших значениях  $|\bar{u}|$  величину  $\text{Re } Q_n^2$  положительной даже при  $\bar{u} < 0$ . Пример такого модельного проникновения ПВ в область восточных потоков представлен на рис. 4, 5. Минимальная интенсивность ПВ в средней атмосфере

должна наблюдаться во время осенне-весенних перестроек стратосферной циркуляции в периоды с сильно выраженными областями малых восточных средних потоков. Стационарные ПВ должны поглощаться вблизи критического уровня  $\bar{u} = 0$  в экваториальной области [17] и, как следствие, должны здесь генерировать зональные ускорения, т.е. возбуждать полугодовые вариации зонально-среднего потока с максимальным проявлением в приэкваториальной зоне.

Не все наблюдаемые в средней атмосфере динамические эффекты можно объяснить в рамках рассмотренной выше квазигеострофической модели. Так, например, широко известное явление квазидвухлетних колебаний имеет ярко выраженный приэкваториальный характер. В окрестности экватора квазигеострофическое приближение неприменимо, поэтому такой эффект может быть исследован только на основе примитивной системы уравнений в приближении, скажем, экваториальной  $\beta$ -плоскости. Одна из наиболее удачных моделей этого явления представлена в работе [18], где источником этих колебаний является радиационное подавление экваториально запертых волновых мод - волн Кельвина и смешанных Россби-гравитационных волн (РГВ). Эти волны имеют противоположно направленные фазовые скорости. Поэтому, если, скажем, где-то в нижней стратосфере волны Кельви-

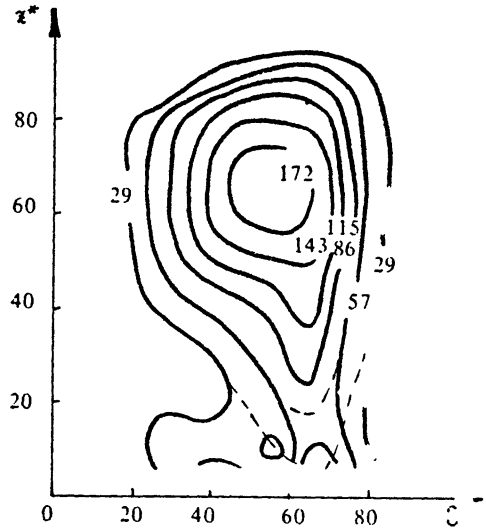


Рис. 3. Распределение амплитуды возмущения геопотенциала при  $D^{-1} = 7$  сут. Сплошные линии - для 1-го варианта фазы, пунктирные - для 2-го. Цифры - значения геопотенциала возмущения для первого варианта; для второго - эти значения необходимо увеличить примерно в 4 раза

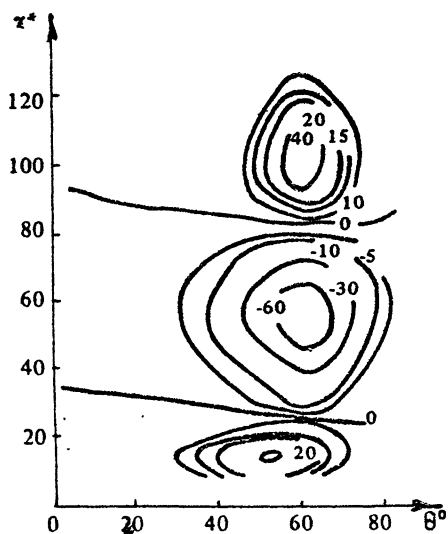


Рис. 4. Модельный профиль зонального ветра для летнего полушария.

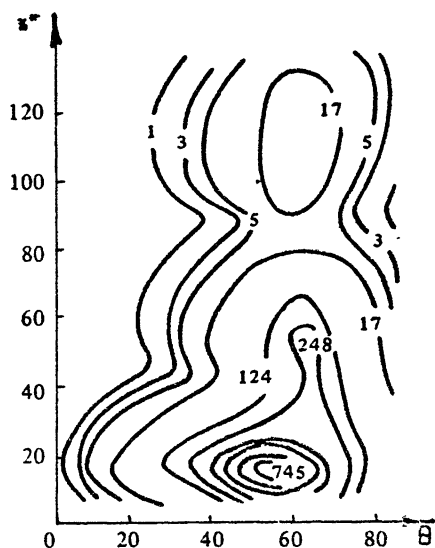


Рис. 5. Распределение амплитуды возмущения геопотенциала в условиях зонального потока, представленного на рис. 4

на (РГВ) проникают в область восточных (западных) ветров\*, то они, встречаясь на верхних уровнях с западными (восточными) потоками, быстро затухают, вызывая западные (восточные) ускорения зонального ветра  $u$ , и тем самым смещая область интенсивного поглощения волны вниз. Это позволяет волнам РГВ (Кельвина) распространяться вверх до зоны восточных (западных) потоков, и цикл повторяется.

6. В рассмотренных выше примерах влияния ПВ на средний зональный поток существенную роль играет процесс подавления ПВ на критическом уровне, где  $\bar{u} = c$ . Однако более ярким примером взаимодействия квазистационарных ПВ со средним потоком в окрестности  $\bar{u} = 0$  является модель ВСП Мацуно [19]. Физическая сторона модели относительно проста: поскольку волны не могут распространяться в области, где  $\bar{u} < 0$ , то вихревой поток тепла  $\bar{v} = \rho_0 \omega \Phi_z / N^2$ , скажем, положительный при  $\bar{u} > 0$ , должен снижать свое значение до нуля при переходе через уровень  $\bar{u} = 0$ , что приводит к резкому скачку вертикального компонента скорости ветра  $\omega$ , к возникновению среднего меридионального течения и, как следствие, к сильному восточному ускорению среднего зонального ветра, что сопровождается усилением  $\partial T / \partial y$ , т.е. потеплением.

Несмотря на широкое использование эффектов взаимодействия ПВ с  $\bar{u}$  на критическом уровне для построения физических моделей

\* Напомним, что в данной работе используется метеорологическая терминология: западный (положительный) ветер — воздушный поток, направленный на восток.

атмосферных явлений, многие вопросы, относящиеся к этому процессу взаимодействия, разработаны еще слабо (см., например, [7]).

Все вышеприведенные модели являются хорошей иллюстрацией роли диссипативных процессов в эффектах влияния ПВ на зональноосредненные потоки. Тем не менее, и здесь ряд вопросов принципиальной важности остается открытым. Прежде всего это относится к вопросу параметризации мелкомасштабных вихревых потоков тепла и количества движения. В настоящее время является общепринятым представление первого потока в виде ньютонова выхолаживания, а второго - в виде рэлеевского трения. Такого рода параметризации (особенно во втором случае) физически обоснованы очень слабо, поэтому основным (если не единственным) критерием их истинности является сопоставление соответствующих модельных расчетов с экспериментальными данными. Так, например, теоретическое исследование меридиональной структуры КДЛ (см. [7]) показало, что меридиональное распределение величины  $\partial \bar{u} / \partial t$ , обусловленное РГВ, очень чувствительно к относительным величинам ( $\alpha$ , следовательно, и к формам их представления) вязкого и термического затуханий.

В работе [20] связь между ускорением среднего зонального ветра и параметрами фазовых сдвигов ПВ в окрестности оси СТПН представлена в аналитическом виде. Для наиболее характерных условий распространения ПВ в зимней стратосфере были получены высотно-широтные распределения величины  $\partial \bar{u} / \partial t$  и проведено сопоставление с экспериментальными данными (см. [20]). С другой стороны, нами при тех же ограничениях найдено решение уравнения (6), получена в аналитическом виде связь между фазовыми смещениями  $\partial \varphi / \partial \varphi$ ,  $\partial \varphi / \partial x$  и параметрами диссипации. Важно, что вид параметрического представления диссипативных сил при этом не оговаривается. Полученные результаты при наличии достаточно представительного экспериментального материала по параметрам ПВ,  $\bar{u}$ ,  $\Phi$  позволяют в принципе построить схемы параметризаций для мелкомасштабных вихревых движущих сил.

В статистическом плане решение поставленной задачи очень сложно: требуются достаточно тонкие методы, чтобы отделить временные изменения  $\bar{u}$ , обусловленные диссипативными факторами, от таковых, связанных с нестационарностью ПВ. Иногда временные масштабы диссипации стационарных ПВ принимают [7] существенно большими синоптических масштабов. Тогда к нестационарным процессам можно отнести осцилляции с подсезонными временными масштабами в амплитуде волн. С таким критерием трудно согласиться, поскольку по оценкам, скажем, в работе [2] периоды термической релаксации на уровне порядка 35 км около 3-7 сут.; в то же время в моделях Леви (1964), Шюберла и Штробла (1978) и др. (см. [6]) удовлетворительное согласие с экспериментом получается при  $\tau \approx 10-30$  сут, но это может только подчеркивать неудачность используемой здесь рэлеевской аппроксимации.

7. С нестационарностью ПВ связаны такие атмосферные эффекты, как вариации пика индекса, квазипериодические осцилляции с временным масштабом порядка двух недель (явление василляции), в какой-то мере развитие явления ВСП.

Как уже отмечалось, реакцию верхней атмосферы на включение тропосферных воздействий планетарного масштаба исследовал Симонс [13]. Показано, что фазовые линии возмущений со временем смещаются к западу по мере увеличения высоты. Такому смещению сопутствует сильный вихревой поток тепла к северу и, как следствие, изменение среднего зонального потока.

Отмеченный эффект обусловлен исключительно нестационарностью возмущения, поскольку стационарные адиабатические волны при отсутствии критических уровней его вызвать не могут.

Одним из возможных источников нестационарности ПВ в средней атмосфере могут служить процессы неустойчивости воздушных потоков нижней атмосферы, наиболее эффективно проявляющихся, благодаря нелинейным воздействиям, в нестационарности средних атмосферных течений. Хирота [21] предположил, что именно эти вариации тропосферных средних потоков являются основной вынуждающей силой наблюдаемых квазипериодических колебаний интенсивности ПВ в стратосфере, и получил приближенное согласие с экспериментальными данными.

В отличие от Хироты, Холтон и другие [22,23] связывают природу "явления василляции" с особенностями зависимости генерации стратосферных возмущений от амплитуды квазистационарных ПВ в тропосфере. Показано наличие двух режимов такого возбуждения: докритический, или стационарный, и режим осцилляции, когда амплитуда квазистационарных ПВ превышает некоторое критическое значение. Эта особенность выражена столь сильно, что позволяет связать ее с внезапным началом стратосферных потеплений.

Процесс ускорения среднего зонального течения вертикально распространяющимися ПВ при отсутствии подавления рассматривался Урю [24] (см. также [25]) с помощью аналитической асимптотической модели на  $\beta$ -плоскости. Было показано, что для волнового пакета, энергия которого медленно меняется во времени и по высоте, ускорение меридионально осредненного зонального потока  $\langle \bar{u} \rangle$

$$\frac{d \langle \bar{u} \rangle}{dt} = \frac{d}{dz} \left\langle \frac{v_{gp} E_0}{c - \bar{u}} \right\rangle,$$

где  $E_0$  - волновая энергия. На переднем участке вертикально распространяющегося волнового пакета  $E_0$  быстро убывает с высотой, так что для стационарной волны в западном течении на этом участке пакета имеет место восточное ускорение среднего потока, т.е. потепление (см. [23]).

8. Анализ имеющегося экспериментального материала и теоретических моделей атмосферных явлений показывает, что экспериментальное моделирование крупномасштабной динамики средней атмосферы

развивается более успешно, чем теоретическое. Это находит свое выражение в том, что число установленных статистически достоверных атмосферных эффектов намного превышает число их достаточно глубоко разработанных теоретических моделей. Последние носят, как правило, спекулятивный характер: для каждого эффекта находится несколько возможных, обычно взаимоисключающих, механизмов его возникновения.

Тем не менее успехи теоретического моделирования несомненны. Многовариантность физической интерпретации отражает не только недостаточность соответствующих теоретических разработок, но и сложность, многогранность рассматриваемых атмосферных явлений. К успехам современного теоретического моделирования следует отнести тот факт, что сейчас оно уже не сводится только к выдвиганию соответствующих гипотез, а содержит такую степень их разработанности, которая допускает и экспериментальную проверку.

Трудность настоящего этапа теоретического моделирования состоит в том, что для отмеченной проверки как раз недостает соответствующего экспериментального материала.

Представленный выше краткий обзор проявлений крупномасштабной динамики средней атмосферы и их физических интерпретаций позволяет надеяться, что современная теория может способствовать проведению таких целенаправленных экспериментов, результаты которых смогут дать ей необходимую основу для объективного выбора.

## Л и т е р а т у р а

1. Van Loon, H., Jenne R. L., Labitzke K, Zonal harmonic standing waves // *J. Geophys. Res.* 1973. V. 78, N 21. P. 4463 – 4471.
2. Холтон Дж. Р. Динамическая метеорология стратосферы и мезосферы. Л.: Гидрометеоздат, 1979.
3. Педлоски Дж. Геофизическая гидродинамика: В 2 т. М.: Мир, 1984.
4. Гилл А. Динамика атмосферы и океана: В 2 т. М.: Мир, 1984.
5. Метеорология верхней атмосферы Земли. Л.: Гидрометеоздат, 1981.
6. Гинзбург Э. И., Гуляев В. Т., Жалковская Л. В. Динамические модели средней атмосферы. Новосибирск: Наука, 1987.
7. Крупномасштабные динамические процессы в атмосфере. М.: Мир, 1988.
8. Charney J. G., Drazin P. G. Propagation of planetary scale disturbances from the lower into the upper atmosphere // *J. Geophys. Res.* 1961. V. 66, N 1. P. 83 – 109.
9. Tung K. K., Lindzen R. S. A theory of stationary long waves. Part II: Resonant Rossby Waves in the presence of realistic vertical shears // *Mon. Wea. Rev.* 1979. V. 107, N 3. P. 735 – 750.
10. Жадин Е. А., Кирышов В. М. Резонанс планетарных волн и внезапные стратосферные потепления // *Изв. АН СССР. ФАО* 1988. Т. 24, № 1. С. 30 – 34.
11. Plumb R. A., Bell R. C. A model of the quasi-biennial oscillation on an equatorial beta-plane // *Quart. J. Roy. Met. Soc.* 1982. V. 108, N 1. P. 335 – 352.
12. Smagorinsky J. The dynamical influences of large scale heat sources and sinks on the quasi-stationary mean motions of the atmosphere // *Quart. J. Roy. Met. Soc.* 1953. V. 79, N 341. P. 342 – 366.
13. Simmons A. S. Planetary scale distribution in the polar winter stratosphere // *Quart. J. Roy. Met. Soc.* 1974. V. 100, N 1. P. 76 – 108.
14. Ивановский А. И., Кривошукский А. А. Резонансная модель возбуждения планетарных волн, вызванных рекуррентными возмущениями на Солнце // *Исследование верхней атмосферы Земли*. Л.: Гидрометеоздат, 1984. С. 252 – 256.

15. Matsuno T. Vertical propagation of stationary planetary waves in the winter Northern Hemisphere // *J. Atm. Sci.* 1970. V. 27, N 6. P. 871 – 883.
16. Гинзбург Э. И., Степанов Б. Е. Широтная локализация планетарных волн струйными течениями стратосферы // *Изв. АН СССР. ФАО.* 1987. Т. 23, № 3. С. 227 – 234.
17. Dickinson R. E. On the exact and approximate linear theory of vertically propagating planetary Rossby waves forced at a spherical lower boundary // *Mon. Wea. Rev.* 1968. V. 96, N 2. P. 405 – 415.
18. Holton J. R., Lindzen R. S. An updated theory for the quasi-biennial cycle of the tropical stratosphere // *J. Atm. Sci.* 1979. V. 29, N 6. P. 1076 – 1080.
19. Matsuno T. A dynamical model of the stratospheric sudden warmings // *J. Atm. Sci.* 1971. V. 28, N 7. P. 1479 – 1494.
20. Гинзбург Э. И., Степанов Б. Е. Ускорение зонального потока планетарной волной // *Изв. АН СССР. ФАО.* 1988. Т. 24, № 9. С. 942 – 946.
21. Hirota T. Excitation of planetary Rossby waves in the winter stratosphere by periodic forcing // *J. Meteor. Soc. Japan.* 1971. V. 49, N 2. P. 439 – 449.
22. Holton J. R., Mass C. Stratospheric vacillation cycle // *J. Atm. Sci.* 1976. V. 33, N 11. P. 2218 – 2225.
23. Holton J. R., Dunkerton T. On the role of wave transience and dissipation in stratospheric flow vacillations // *J. Atm. Sci.* 1978. V. 35, N 5. P. 740 – 744.
24. Uryu M. Mean zonal flows induced by a vertically propagating Rossby wave packet // *J. Meteor. Soc. Japan.* 1974. V. 52, N 2. P. 481 – 490.
25. Davies H. C. An interpretation of sudden warmings on terms of potential vorticity // *J. Atm. Sci.* 1981. V. 38, N 2. P. 427 – 445.

Западно-Сибирский региональный НИИ  
Госкомгидромета СССР



## МЕТОДЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗУЧЕНИЯ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В СЛОЕ D

*В. В. Беликович, Е. А. Бенедиктов, В. Д. Вяхирев, Н. П. Гончаров*

Состояние плазмы в D-области ионосферы тесно связано с разнообразными процессами и параметрами нейтральной атмосферы. Велико, в частности, воздействие на плазму таких метеорологических факторов, как температура, давление, горизонтальное и вертикальное движения воздушных масс. К числу характеристик D-области, в значительной степени обусловленных динамическими атмосферными явлениями, относятся неоднородности плазмы различных масштабов. Ниже изложены некоторые результаты исследований неоднородностей, полученные методом частичных отражений (МЧО) в Горьковском научно-исследовательском радиофизическом институте.

МЧО является в настоящее время одним из основных способов, которые используются для исследования нижней ионосферы. Этот метод основан на измерении параметров обыкновенной и необыкновенной компонент радиосигналов, рассеянных неоднородностями электронной концентрации нижней ионосферы [1,2]. В НИРФИ создана установка МЧО, имеющая следующие основные параметры: рабочие частоты 2,95 и 5,75 МГц, соответствующая им импульсная мощность 100 и 750 кВт, длительность зондирующих импульсов 25 и 50 мкс, частота повторения 1 - 100 Гц. Приемопередающие антенны состоят из 16 (2,95 МГц) и 48 (5,75 МГц) пар ортогональных полуволновых диполей с шириной диаграммы направленности по уровню половинной мощности  $24^{\circ}$  и  $9^{\circ} \times 12^{\circ}$  соответственно. В отдельных экспериментах на частоте 5,75 МГц использовалась передающая антенна с шириной диаграммы направленности порядка  $60^{\circ}$ . Установка включает в себя также систему пространственно разнесенных приемных антенн, расположенных вдоль катетов прямоугольного треугольника.

Ярко выраженные неоднородности электронной концентрации с горизонтальными размерами порядка 1000 км наблюдаются в периоды зимней аномалии D-область, которая объясняется в первую очередь переносом окиси азота NO из полярных районов и области E. Концентрация электронов N в неоднородностях зимней аномалии повышена в несколько раз по сравнению с фоновой и может сущест-

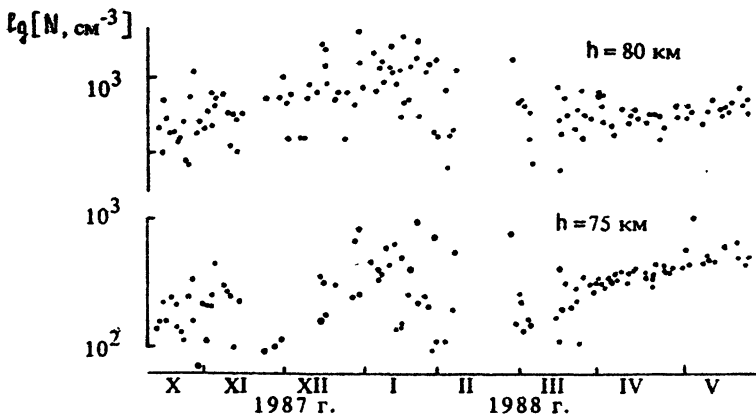


Рис. 1

венно изменяться за время порядка суток [3,4]. На рис. 1 представлены результаты измерения  $N$  на высотах 80 и 75 км зимой 1987/88 г. Измерения проводились в окологолуденные часы, и каждое значение  $N$  получено усреднением за 1–1,5 ч наблюдений. Период существования зимней аномалии хорошо заметен по высоким в среднем значениям концентрации  $N$  и большим ее изменениям при переходе от одного дня к другому. Среднеквадратичное

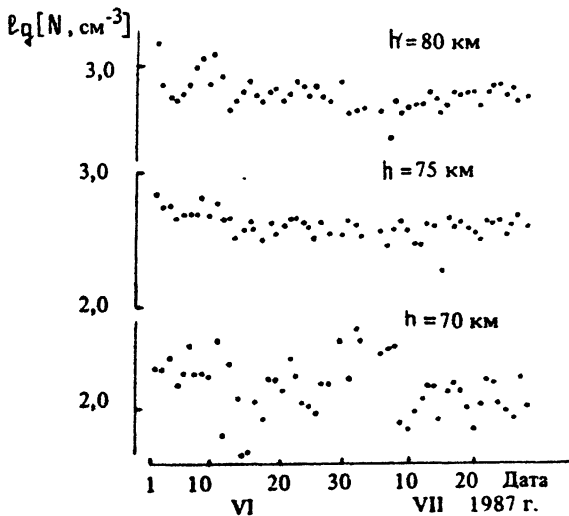


Рис. 2

отклонение полуденных значений от среднемесячных величин находилось для высот 75 и 80 км в пределах  $\epsilon = 0,5 \div 0,7$ . Вариации электронной концентрации от одного дня к другому значительно уменьшились после наступления весенних месяцев, как это видно из рис. 1, но не исчезли.

На рис. 2 показаны результаты измерений околорадарных значений  $N$  в летние месяцы 1987 г. для тех же высот 75 и 80 км. Среднеквадратичные отклонения для этих месяцев оказались равными  $\epsilon \approx 0,2$ , или в 2,5–3 раза меньше зимних. Следует заметить, однако, что на высоте 70 км летом 1987 г. вариации  $N$  в течение одного месяца (с 10 июня по 10 июля) были весьма велики ( $\epsilon \geq 0,5$ ) и, возможно, вызваны влиянием нижележащих слоев атмосферы. На последнее указывает, в частности, корреляция с величиной северо-западной компоненты тропосферного ветра (коэффициент корреляции равен  $0,6 \div 0,7$ ).

Наряду с изменениями от одного дня к другому наблюдаются и более кратковременные вариации электронной концентрации с характерным временем порядка нескольких часов. Примеры таких вариаций приведены на рис. 3 для летних наблюдений на высоте 80 км. Отклонения  $N$  от усредненного суточного хода в подобного рода неоднородностях достигают 15–20%. Масштаб этих неоднородностей по высоте – порядка 10 км. Их горизонтальный размер пока неизвестен. Можно лишь предполагать, что он составляет десятки и сотни километров. Причиной появления этих неоднородностей могут быть температурные пространственные вариации атмосферы. Заметим, что в нижней части D-области наблюдаются весьма значительные изменения некоторых параметров плазмы с временами от нескольких минут до нескольких часов, предположительно связанные с прохождением акустико-гравитационных волн [5].

В наблюдениях методом частичных отражений непосредственно используют обратное рассеяние радиоволн от мелко-масштабных неоднородностей. Вертикальный размер этих неоднородностей определяется пространственной фурье-составляющей электронной концентрации, равной половине длины зондирующих радиоволн (несколько десятков метров).

Обратное рассеяние на относительно низких частотах (несколько мегагерц) наблюдается всегда, но амплитуда обратно рассеянного сигнала и диапазон высот расположения соответствующих неоднородностей изменяются в больших пределах. Днем рассеянные обратно сигналы наблюдаются на высотах, больших 60 км, ночью – выше 80–90 км. Амплитуда сигналов обычно быстро растет с высотой, следуя в качественном приближении за увеличением с высотой концентрации электронов. Часто, однако, в высотном распределении амплитуды  $A(h)$  наблюдае-

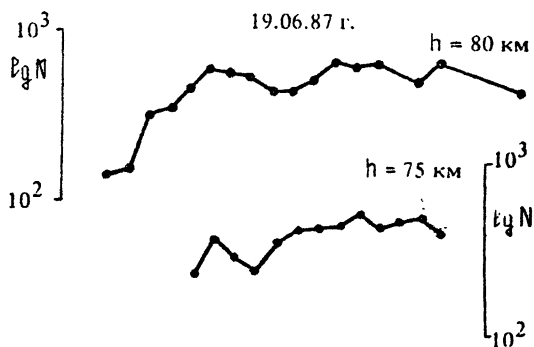


Рис. 3

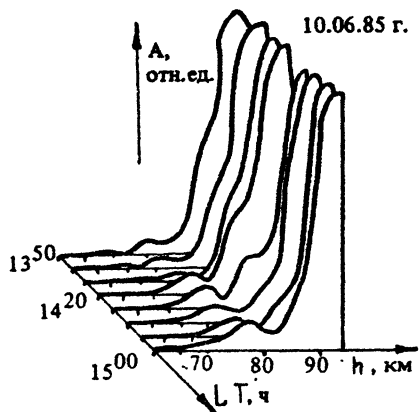


Рис. 4

и 1987 г. Наблюдения каждый день проводились непрерывно в течение 10-12 ч. Высотные профили  $A(h)$  усреднялись за 8-10 мин наблюдений и на каждом профиле отмечались высоты максимумов (если они были). Как видно из гистограммы, четко заметны две области - одна на высотах 90-93 км, другая - на высотах 75-80 км.

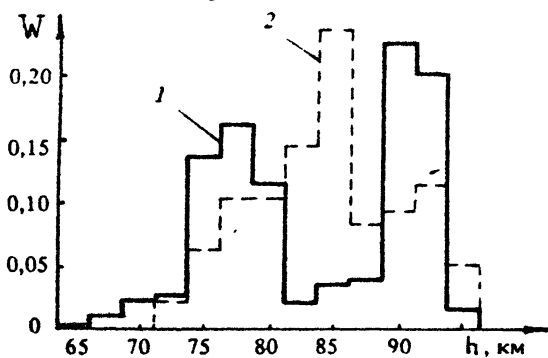


Рис. 5

тся один или несколько максимумов, которые объясняются неравномерным расположением неоднородностей. Примеры высотных распределений  $A(h)$  показаны на рис. 4. Эта особенность изучалась многими авторами, ряд которых указывали на существование избранных высот, где неоднородности появлялись более часто или были более интенсивными (см. об этом, например, в обзоре [6]). На рис. 5 представлено распределение по высоте максимумов амплитуды по наблюдениям в г. Горьком.

Летнее распределение (гистограмма 1) получено за 10 дней 1985 г.

Зимнее распределение (гистограмма 2 на рис. 5) получено из околоряденных усредненных профилей  $A(h)$  и охватывает много дней наблюдений. Это распределение показывает частоту появления максимумов на высотах около 85 км.

В целом эти данные подтверждают выше твужие представления о неравномерности распределения неоднородностей по высоте.

Максимум в верхней части

$D$ -области летом регистрируется практически всегда, что позволяет следить за изменениями его высоты. Оказалось, что ежедневно наблюдаются возмущения в виде смещений вниз высоты максимума со скоростью в несколько километров в час. Нередко эти возмущения следуют одно за другим с интервалом в несколько часов. На рис. 6а, б представлены примеры высотного расположения максимумов. Прямыми линиями показано последовательное уменьшение высоты максимумов, которое, по-видимому, связано с прохождением внутренних гравитационных волн. Аналогичная картина наблюдалась в верхней части  $D$ -области и на MST-радаре [7]. В нижней половине  $D$ -области прохождение ВГВ проявляется внешне в виде генерации или

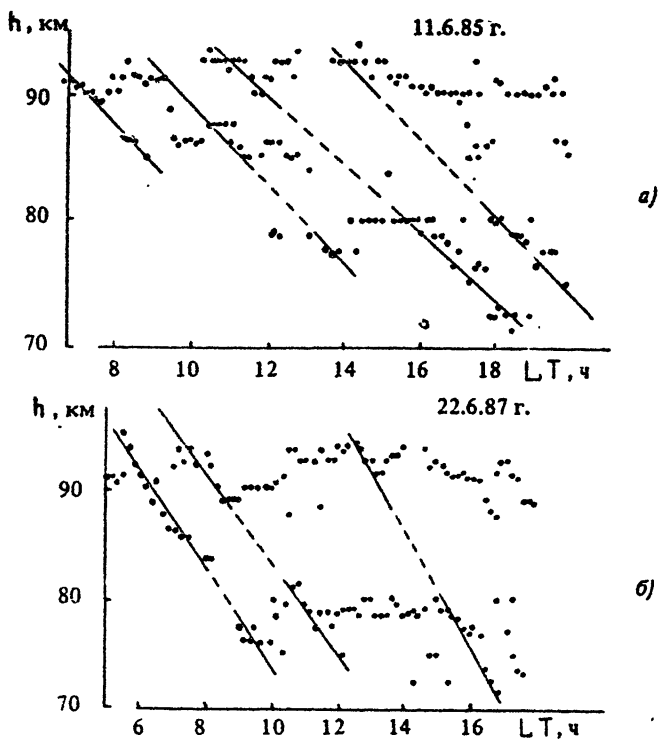


Рис. 6

усиления интенсивности неоднородностей. В случае 11.6.85 г. последовательность появления максимумов в нижней половине области D прослеживается в интервале высот 80–70 км (см. рис.6,а). В других случаях они появлялись в более узком высотном диапазоне. Продолжительность существования максимумов изменяется в больших пределах – от нескольких минут до нескольких часов.

Амплитуда рассеянных обратных сигналов при прочих равных условиях пропорциональна интенсивности  $\Delta N$  неоднородностей. Сопоставление результатов измерений  $A$  в летние и зимние месяцы 1987/88г. показало, что в среднем амплитуда рассеянных сигналов в околополуденные часы зимой превышает летнюю амплитуду примерно в 1,5 раза на высотах 70–75 км и почти в 5 раз на высоте 80 км. В то же время значения концентрации электронов зимой были больше летних значений на высоте 80 км лишь в 1,8 раза, а на высоте 75 км величины  $N$  были примерно равны. Поэтому, считая распределение неоднородностей в объеме рассеяния одинаковым, получим, что зимой отношение  $\Delta N/N$  на высоте 75 км было почти в два раза, а на высоте 80 км почти в три раза выше, чем летом. В этом же предположении представляет интерес отношение  $\Delta N/N$  в зависимости от высоты. Анализ высотных зависимостей амплитуды сигналов сов-

местно с высотным распределением электронной концентрации показывает различный ход  $\Delta N/N$  с высотой для различных дней наблюдений. Встречаются дни с малыми вариациями по высоте, но есть дни, когда на тех или иных высотах появляются максимумы с превышением над средним ходом  $\Delta N/N$  в два-три раза. Имеется значительный разброс подобным образом определенного отношения  $\Delta N/N$  от одного дня к другому. В зимние месяцы наблюдается тенденция к уменьшению этой величины с высотой. Ценность такого подхода, однако, является спорной, поскольку предположение о равномерном распределении неоднородностей в объеме рассеяния часто не выполняется. Кроме того, большинство исследований указывает на существование двух типов неоднородностей в D-области ионосферы [6]. Один тип неоднородностей характеризуется довольно широким угловым спектром рассеяния радиоволн (порядка десятка или нескольких десятков градусов) и имеет соответственно горизонтальные размеры, в несколько раз превышающие вертикальные. Этот тип неоднородностей предположительно создается турбулентностью атмосферы. Другой тип неоднородностей создает узкий угловой спектр рассеяния радиоволн и имеет, по-видимому, гораздо большие горизонтальные размеры. Его часто называют френелевским типом. Четко установившись различия в его природе пока еще нет. Первый тип более характерен для верхней части D-области, второй чаще наблюдается в нижней половине D-области. Как правило, в объеме рассеяния существуют по-прежнему, одновременно оба типа, хотя и в различных соотношениях по амплитуде обратного рассеяния. На рис. 7 представлен фрагмент редкой записи частичных отражений радиоволн от единичной неоднородности френелевского типа. Она получена при зондировании на частоте 5,75 МГц с высоты 71 км во время внезапного ионосферного возмущения 14 июня 1970 г. Частичное отражение от этой неоднородности регистрировалось в течение 15 мин. Представленный фрагмент относится к времени максимума солнечной вспышки, когда электронная концентрация на высоте 71 км возросла

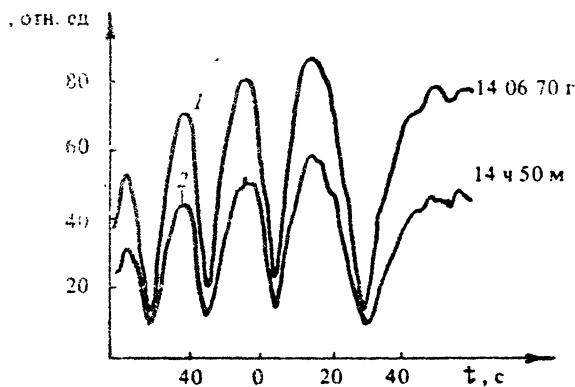


Рис. 7

в четыре раза и превысила  $10^{13}$  см $^{-3}$  [8]. Кривыми 1 и 2 обозначены амплитуды обыкновенной и необыкновенной компонент радиоволны. Они полностью коррелированы, что дополнительно свидетельствует об отсутствии множественности неоднородностей в объеме рассеяния. Отношение амплитуд соответствует расчетному коэффициенту отражения от неоднородности

френелевского типа. Периодичность в коэффициенте отражения вызвана, скорее всего, соответствующей модуляцией толщины неоднородности.

Заметим, что слабые отражения от стратифицированных неоднородностей наблюдались неоднократно и ниже D-области на высотах 40–55 км [9], где, по-видимому, флуктуации показателя преломления радиоволн вызывались изменениями таких параметров атмосферы, как температура и влажность. В нижней половине D-области ионосферы, где в большом числе появляются отрицательные ионы, температура сильно влияет на скорость прилипания электронов к нейтральным молекулам. Поэтому неоднородности электронной концентрации, в том числе и френелевские, могут возникать из-за неоднородностей температуры [10]. Сильное влияние температуры на скорость образования положительных ионов-связок может быть одной из причин появления неоднородностей и на высотах до 80–90 км.

Измерения характерных масштабов дифракционной картины обратного рассеянных сигналов на поверхности земли позволяют в ряде случаев получить информацию о горизонтальных размерах неоднородностей. При объемном рассеянии радиоволн, если угловые размеры диаграммы направленности антенной системы превышает размеры углового спектра обратного рассеяния радиоволн, радиус корреляции  $r_k$  дифракционной картины примерно равен линейному размеру  $l$  неоднородностей, т.е.  $r_k \approx l$  [11]. В противоположном случае радиус корреляции определяется шириной  $\theta$  диаграммы направленности антенны,  $r_k \approx \lambda/\pi\theta$ . В НИРФИ было проведено несколько экспериментов по измерениям  $r_k$ . Для этой цели использовались прием сигналов на пространственно разнесенные антенны с малой базой [12,13]. В первых экспериментах зондирование велось на частоте 5,75 МГц с широкой (порядка  $60^\circ$ ) и узкой (около  $10^\circ$ ) диаграммами передающих антенн. Измеренные значения  $r_k$  при использовании широкой диаграммы составили (для верхней части D-области)  $r_k \approx 50$ –80 м. При переходе на работу с узкой диаграммой значения  $r_k$  увеличивались до 90–160 м. Эти данные соответствуют угловому спектру, сосредоточенному в диапазоне до  $8$ – $20^\circ$  [12].

Другая серия экспериментов была проведена на частоте 2,95 МГц с антенной системой, имеющей угловые размеры порядка  $25^\circ$ . Измеренные значения  $r_k$  находились в пределах 100–200 м и с учетом длины волны соответствовали данным, полученным в первой серии экспериментов с широкой диаграммой направленности. Во второй серии независимо была получена оценка размеров индикатрисы рассеяния радиоволн по сопоставлению частотного спектра сигнала с измеренными горизонтальными движениями. Размеры углового спектра оказались около  $15^\circ$  для высоты 90 км и уменьшались до  $11$ – $12^\circ$  на высоте  $h = 75$  км [3,13].

Измерения частотного спектра обратно рассеянных радиоволн могут дать полезную информацию не только о движениях неоднород-

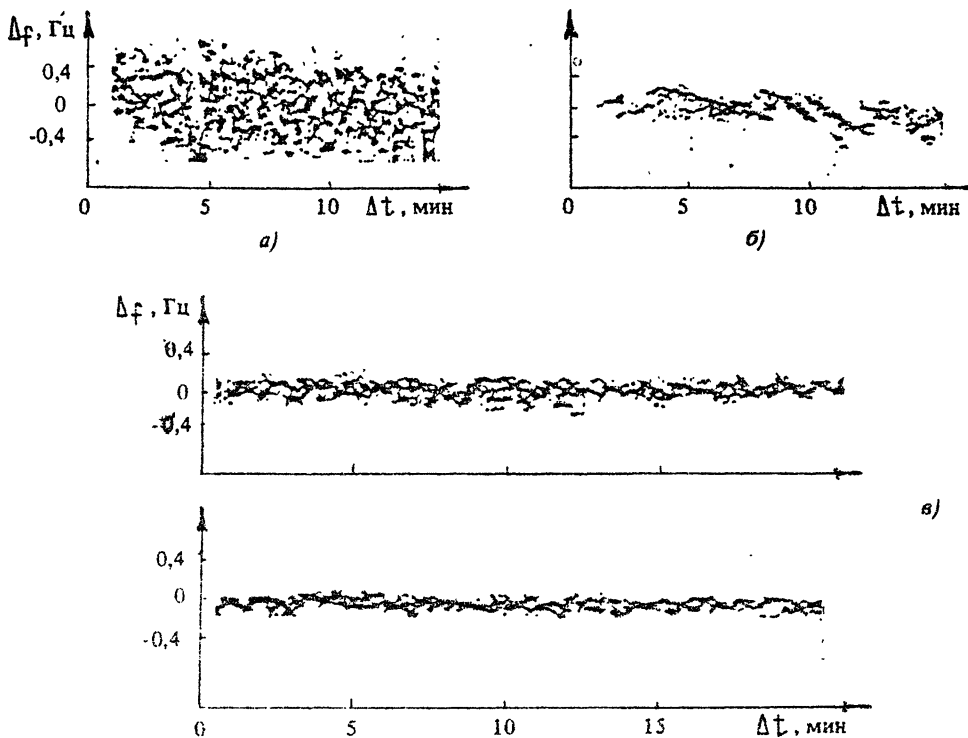


Рис. 8

ностей, но и об их структуре. На рис. 8 представлены скользящие спектры сигналов, полученные на частоте 5,75 МГц [14]. Они получены при медленном, по сравнению с временем анализа, перемещении участка анализа по реализации и записаны в яркостном виде в координатах частота – время. На рис. 8 приведен пример спектра, соответствующий рассеянию на большом числе неоднородностей. Его ширина определяется движением неоднородностей плазмы, заполняющих объем рассеяния, и совместным влиянием углового спектра рассеяния и диаграммы направленности антенной системы. В данном примере, когда использовалась диаграмма направленности антенны с угловыми размерами около  $10^\circ$ , полученный спектр можно объяснить либо горизонтальным движением со скоростью порядка 70 м/с, либо хаотическими движениями неоднородностей со среднеквадратичными скоростями порядка 10 м/с. При наличии обоих видов движений значения скоростей будут несколько меньше. В отдельных случаях интерпретация записей может быть более определенной. На рис. 8, б показан фрагмент записи, полученной с высоты 75 км. В первую очередь обращают на себя внимание характерные дискретные линии, свидетельствующие о неравномерном заполнении неоднородностями объема рассеяния. Можно предположить, что данный спектр воз-



никал при горизонтальном прохождении через диаграмму направленности ступков (облаков) неоднородностей. В этом случае наклон линий определяется скоростью горизонтального движения, составляющей в рассматриваемом примере около 60 м/с. По величине максимального доплеровского смещения можно оценить соответствующие предельные углы рассеяния. В нашем случае они составляют примерно  $10^\circ$  и приблизительно равны размеру диаграммы направленности антенной системы. Можно поэтому сделать вывод о том, что угловой спектр рассеяния был шире диаграммы направленности. Нетрудно оценить расстояние между облаками неоднородностей – оно составляет 4–5 км. Размеры облаков не превышали 1–2 км. На рис.8, в представлены спектры сигналов, которые, по-видимому, соответствуют рассеянию на неоднородностях френелевского типа. Видно, что в объеме рассеяния может находиться одновременно несколько таких неоднородностей, которые совершают колебательные движения. Время существования отдельной неоднородности может достигать при этом нескольких минут.

## Л и т е р а т у р а

1. Belrose J. S., Burke M. J. Study of the lower ionosphere using partial reflections. 1. Experimental technique and methods of analysis // *J. geophys. Res.* 1964. V. 69, N 13. P. 2799 – 2818.
2. Flood W. A. Revised theory for partial reflection D-region measurements // *J. Geophys. Res.* 1968 V. 73, N 17. P. 5585 – 5598.
3. Belikov V. V., Benediktov E. A., Goncharov N. P., Grishkevich L. V. and Vyakhirev V. D. A study of the winter-time D-region using the partial reflection technique // *J. Atm. Terr. Phys.* 1986. V 48, N 11 – 12. P. 1241 – 1245.
4. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Вялирев В. Д., Гончаров Н. П., Гришкевич Л. В. Высотное распределение электронной концентрации в D-области ионосферы на средних широтах в период зимней аномалии // *Геомagnetизм и астрономия.* 1987. Т. 27, № 6. С. 906 – 909.
5. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А. Исследование нижней части D-области ионосферы с помощью искусственных периодических неоднородностей // *Изв. вузов. Радиофизика.* 1986. Т. 29, № 11. С. 1283 – 1296.
6. Hocking W. K. Radar studies of small scale structure in the upper middle atmosphere and lower ionosphere // *Adv. Space Res.* 1987. V. 7, N 10. P. 327 – 338.
7. Smith S. A., Fritts D. C., Balsley B. B., Philbrick C. R. Simultaneous rocket and MST radar observation of an internal gravity wave breaking in the mesosphere // *Handbook for MAP.* 1986. N 20. P. 136 – 146.
8. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Гришкевич Л. В., Иванов В. А. Результаты измерений электронной концентрации в D-области ионосферы во время ионосферных возмущений // *Изв. вузов. Радиофизика.* 1975. Т. 18, № 8. С. 1094 – 1097.

9. Бенедиктов Е. А., Иванов В. А. Частичные отражения коротких волн от неоднородностей стратосферы // Изв. вузов. Радиофизика. 1983. Т. 24, № 12. С. 1499 – 1502.
10. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А. Влияние температуры на состояние плазмы в нижней части D-области ионосферы // Геомагнетизм и аэрномия. 1986. Т. 26, № 5. С. 839 – 843.
11. Бенедиктов Е. А., Гришкевич Л. В., Иванов В. А., Игнатьев Ю. А. О применении метода обратного рассеяния радиоволн для изучения неоднородностей ионизации и их движений в области D ионосферы // Геомагнетизм и аэрномия. 1974. Т. 14, № 4. С. 645 – 650.
12. Бенедиктов Е. А., Гришкевич Л. В., Иванов В. А., Игнатьев Ю. А. Исследование дифракционной картины, возникающей на поверхности Земли при обратном рассеянии радиоволн неоднородностями нижней ионосферы // Изв. вузов. Радиофизика. 1974. Т. 17, № 6. С. 798 – 807.
13. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Вяхирев В. Д., Гончаров Н. П., Гришкевич Л. В. Ветровой режим и неоднородности в D-области ионосферы в зимний период // Геомагнетизм и аэрномия. 1987. Т. 29, № 4. С. 665 – 667.
14. Бенедиктов Е. А., Гончаров Н. П. Исследование неоднородностей нижней ионосферы методом обратного рассеяния радиоволн // Ионосферные исследования. М.: Сов. радио, 1980. № 30. С. 74 – 79.

Научно-исследовательский  
радиофизический институт

## О ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ЭФФЕКТА ГЕНЕРАЦИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ СИГНАЛОВ КОМБИНАЦИОННЫХ ЧАСТОТ В ИОНОСФЕРЕ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ДИНАМИКИ МЕЗОСФЕРЫ

*А. М. Бабиченко, Д. С. Котик, С. Н. Митяков,  
Л. Ф. Мироненко, В. О. Рапопорт*

В последнее десятилетие возникло и интенсивно развивается новое научное направление физики околоземного космического пространства, основанное на эффектах взаимодействия с плазмой ионосферы и магнитосферы мощного радиоизлучения КВ-, СВ- и СДВ-диапазонов. Теоретические основы этого направления в значительной степени были заложены еще в начале 60-х годов в фундаментальных работах Гинзбурга и Гуревича [1,2].

Качественный скачок в развитии нового направления произошел в начале 70-х годов в связи с введением в практику эксперимента так называемых нагревных стендов — мощных нагревных передатчиков, оснащенных специальными узконаправленными антеннами дециметрового диапазона. Первые установки такого типа были построены в Бюлдере (США) и Горьком (СССР). С введением в строй этих установок появилась возможность проверки ряда идей, высказанных в работах [1,2], в частности эффекта генерации сигналов комбинационных частот (СКЧ) за счет нелинейности плазмы при облучении ее мощным модулированным радиоизлучением. Детальный обзор этих исследований дан в работе [3].

В данной статье остановимся более подробно на возможности использования указанного эффекта для целей диагностики процессов в мезосфере.

### ФИЗИЧЕСКИЕ ПРЕДПОСЫЛКИ В СХЕМЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

В основе механизма генерации СКЧ лежат следующие физические предпосылки:

— на высотах  $70 < h < 130$  км располагается так называемая динамообласть, где электронная компонента плазмы замагничена

( $\omega_{He} > \nu_e$ ,  $\omega_{He}$  и  $\nu_e$  - соответственно электронная гирочастота и частота столкновений с нейтральными частицами), а ионная - не замагничена,

- в динамообласти существуют квазистационарные токовые системы, определяемые нейтральными ветрами или электрическими полями магнитосферного происхождения;

- сила трения между электронами и нейтральными частицами определяется  $\nu_e$ , которая в свою очередь, зависит от электронной температуры ( $\nu_e \propto T_e^{5/6}$ ).

В рамках теории возмущений сторонний электрический ионосферный ток, связанный с модуляцией силы трения, можно записать в виде

$$|j_{\Omega}| = j_0 \frac{\beta_e}{1 + \beta_e^2} \left( \frac{\Delta \nu_e \Omega}{\nu_e} \right); \quad \beta_e = \frac{\omega_{He}}{\nu_e}, \quad (1)$$

$$\text{tg } \psi = \frac{1 - \beta_e^2}{2\beta_e}; \quad \psi = \text{arctg} (j_{\Omega x} / j_{\Omega y}). \quad (2)$$

Здесь  $\Delta \nu_e \Omega$  - осциллирующая часть электронной частоты столкновений, вызванная периодическим нагревом. Для стандартных моделей ионосферы высотный профиль  $|j_{\Omega}|$  примерно повторяет высотный профиль  $\Delta T_{e\Omega}$  (рис. 1).

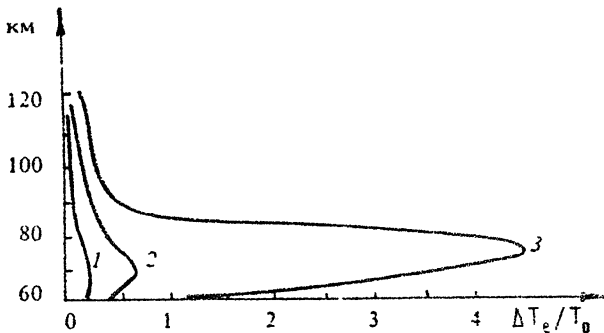


Рис. 1. Расчетные профили возмущения температуры электронов. Расчет проводился для частоты 5,75 МГц (О-компонента) при приведенной мощности: 1 - 50 МВт, 2 - 100 МВт, 3 - 300 МВт в дневных условиях

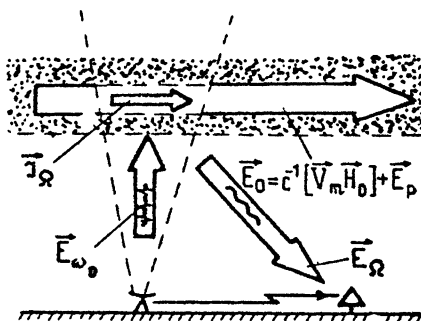
Из-за влияния анизотропии среды (см. (2)) в области высот  $z \approx z_0 = 70$  км (где  $\omega_{He} \approx \nu_e$ ) имеет место поворот вектора низкочастотного тока на полный угол  $180^\circ$ .

Интегрируя (1) по высоте и учитывая конечную толщину скин-слоя в нижней ионосфере, легко показать, что эффективный источник расположен на нижней кромке ионосферы, а магнитное поле, измеряемое непосредственно под ним, имеет эллиптический характер поляризации. Направление главной оси эллипса поляризации полностью определяется направлением квазистационарного ионосферного тока и высотой расположения источника, меняющейся в течение суток.

Амплитуда СКЧ определяется величиной тока и степенью изменения температуры  $\Delta T_{\Omega}$ , которая, в свою очередь, зависит от параметров нагревной установки.

Типичная схема эксперимента приведена на рис. 2. На небольшом удалении от нагревного средства ( $r \sim 5 - 30$  км) располагается

рис. 2. Схема эксперимента по измерению характеристик СКЧ:  $\vec{E}_{\omega}$  - высокочастотная волна накачки с амплитудной модуляцией,  $\vec{E}_{\Omega}$  - низкочастотное излучение на частоте модуляции  $\Omega$ ,  $\vec{E}_0$  - сумма квазистационарного динамополя ( $\vec{V}_m H_0$ ) - скорость нейтрального ветра,  $H_0$  - геомагнитное поле) и аврорального поля  $\vec{E}_1$ , магнитосферного происхождения,  $\vec{I}_{\Omega}$  - низкочастотный ионосферный ток



приемный пункт, содержащий два ортогональных датчика магнитного поля. После усиления сигнал подается на систему анализа, которая определяет параметры Стокса принимаемой волны:  $I$  - интенсивность,  $\chi$  - направление главной оси эллипса поляризации,  $\rho$  - степень поляризации. Если измерительный пункт связан с нагревным средством служебным каналом, по которому можно передать частоту модуляции, то появляется дополнительная возможность измерения фазовой задержки и, следовательно, эффективной высоты ионосферного источника.

### ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ИОНОСФЕРНЫХ ТОКОВ

Как уже отмечалось ранее, параметры измеряемого на земле низкочастотного сигнала в значительной степени зависят от состояния квазистационарных токов в нижней ионосфере. На рис. 3 показаны две токовые системы, одна из которых - так называемая  $S_q$ -система (рис. 3,а), генерируемая нейтральным ветром в нижней ионосфере благодаря динамоэффекту [4], а вторая -  $S_p$  (рис. 3,б) - система, генерируемая в высоких широтах электрическими полями, проникающими из магнитосферы Земли [5]. Основное свойство этой системы - ее сильная зависимость от геомагнитной активности. При больших значениях  $K_p$ -индекса увеличивается интенсивность токов в ней и значительно расширяется область широт, охваченных токами растекания из области полярной электроструи.

Таким образом, в общем случае квазистационарный ток  $I_0$  в среднеширотной ионосфере представляет собой сумму двух токов:

$$\vec{I}_0 = \vec{I}_{0q} + \vec{I}_{0p}.$$

Исследования, проведенные в низких широтах в Аресибо (геомагнитная широта  $\Delta = 32^\circ N$ ), показали, что суточный поворот эллип-

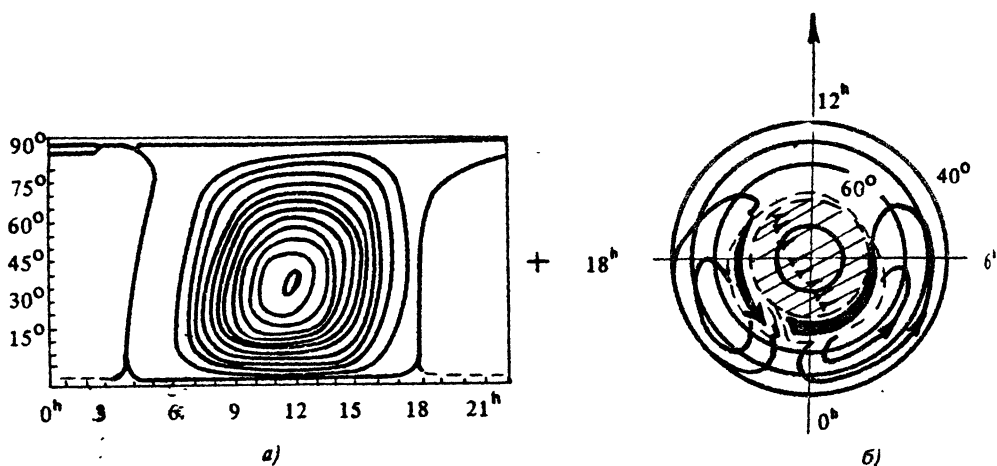


Рис. 3. Схематическое изображение ионосферных токовых систем:  $S_q$  - генерируется неэ-  
тральным ветром [4] и  $S_p$  - генерируется в высоких широтах электрическими полями магни-  
тосферного происхождения [5]

са поляризации низкочастотного излучения полностью контролируется ориентацией  $S_q$ -токов [6].- Подобные же исследования, проведенные в высоких широтах в Мончегорске и в Тромсё ( $\Lambda = 67^\circ N$ ), показали, что все параметры ОНЧ-сигнала контролируются полярной электроструей [7,8].

В проведенных нами исследованиях в средних широтах ( $\Lambda = 51^\circ N$ ) установлено, что суточный ход параметров низкочастотного сигнала в среднем также контролируется токами  $S_q$ -системы. Так, наблюдается четкий максимум сигнала в полуденные часы [9] и поворот эллипса поляризации в течение суток вслед за поворотом ионосферных токов [10].

Однако прослеживается также и четкая зависимость от уровня геомагнитной активности. В период геомагнитного возмущения амплитуда сигнала увеличивается на порядок и наблюдаются сильные вариации параметров эллипса поляризации. На рис. 4 приведена зависимость от  $K_p$ -индекса относительной амплитуды сигнала СКЧ; на частотах 2,5 кГц и 4 кГц в полуденные часы за период 16 февраля - 2 марта 1974 г.

Более детальное сопоставление с  $S_q$ -вариацией может быть получено при проведении круглосуточных измерений параметров СКЧ-сигналов. На рис. 5, взятом из работы [3], представлен пример

типичной суточной вариации ОНЧ-сигнала, полученного при одновременной работе двух нагревных средств на  $f_1 = 1,4$  МГц и  $f_2 = 4,8$  МГц. Использование гирочастотного нагрева позволило вести круглосуточное наблюдение в средних широтах.

На рис. 5,а изображена зависимость амплитуды сигнала ( $H$ ) от времени, на рис. 5,б - то же самое для ориентации эллипса поляризации ( $\chi$  отсчитывается по часовой стрелке от направления север - юг). На рис. 5 символом  $\Delta$  изображены величина (в относительных единицах) (рис. 5,а) и направление (рис. 5,б) ионосферного  $S_q$ -тока, рассчитанные для координат точки наблюдения

по модели Мацуситы [11]. Видно, что амплитуда сигнала в среднем следует за вариацией величины  $S_q$ -тока. Поворот эллипса поляризации сигнала на  $180^\circ$  в дневные часы также хорошо прослеживается в соответствии с изменением направления  $S_q$ -токов.

Заметное отличие угла  $\chi$  от направления  $S_q$ -токов в ночное и переходное время объясняется зависимостью ориентации ионосферного источника от высоты, которая в ночное время составляет 85-90 км.

Соответствующие сутки характеризовались умеренной магнитной активностью. Величина  $K_p$ -индекса равнялась в среднем 4 (сумма  $K_p = 30$  за сутки). На рис. 6 показана суточная вариация амплитуды, по характеру сильно отличающаяся от показанной на рис.5. Этим суткам соответствовала высокая активность. Типичные значения  $K_p = 6 \div 7$  ( $\Sigma K_p = 49$ ). В этот период величина магнитного поля сигнала в значительной мере определялась токами растекания  $S_p$ -системы. Это следует из того, что в вечерние, ночные и ранние утренние часы амплитуда поля значительно превышала дневные значения. А именно на ночной стороне влияние полярной токовой системы должно проявляться наиболее сильно. Таким образом, очевидно, что измерения суточной вариации параметров низкочастотных сигналов несут важную информацию в динамике среднеширотных квазистационарных токов.

В связи со сказанным можно сделать еще одно замечание. Как известно, традиционные методы исследования движений в нижней ионосфере основаны на измерении частичных отражений от D- и E-области на три разнесенные антенны (метод АЗ) [12].

Данный метод дает в основном сведения о движении нейтральной компоненты нижней ионосферы - ветре, который увлекает за собой неоднородности. Исследуя динамику этих ветров, можно получить

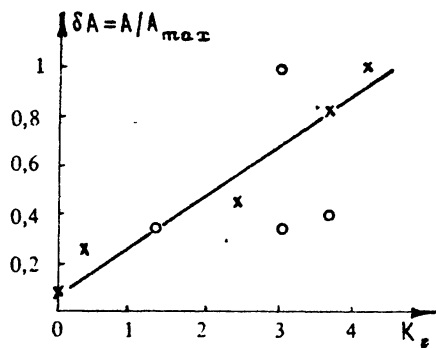


Рис. 4. Зависимость относительной амплитуды ОНЧ-сигнала от индекса геомагнитной активности  $K_p$ :  $\circ$  - частота сигнала 2,5 кГц,  $\times$  - 4 кГц

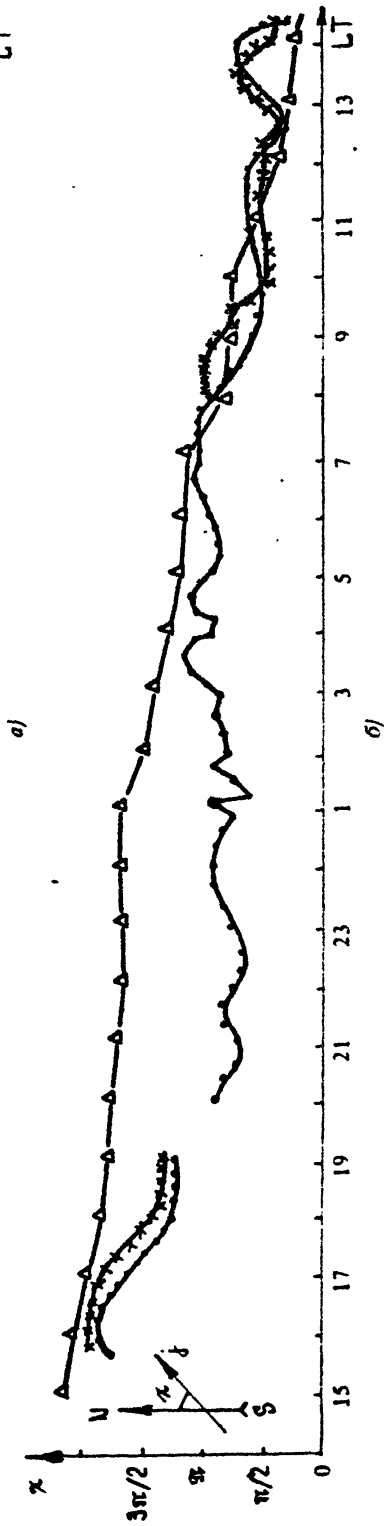
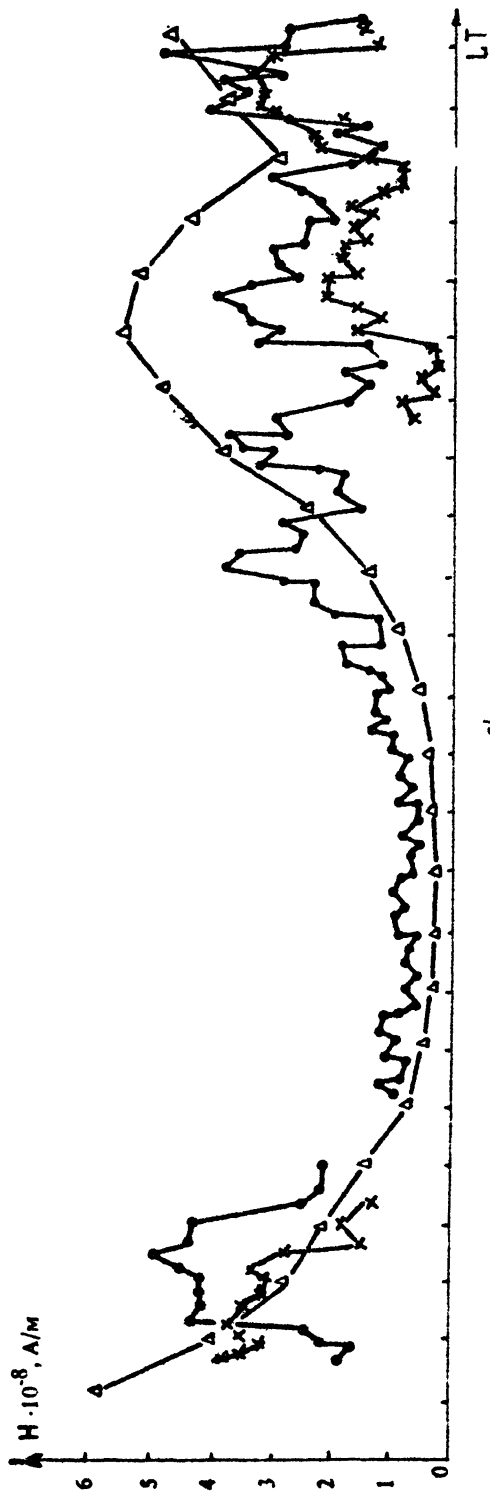


Рис. 5. Суточная вариация характеристик ОНЧ-сигнала за 8 - 9 апреля 1985 г.:

$f_1 = 1,4$  МГц,  $P = 200$  кВт,  $\delta = 37$ ;

$f_2 = 4,8$  МГц,  $P = 360$  кВт,  $\delta = 200$ ;

X - мода, частота модуляции;  $\Delta$  -  $\Delta$  показаны расчетные величины магнитного поля  $H_0$  и направления  $S_0$  - тока в ионосфере по модели [11]



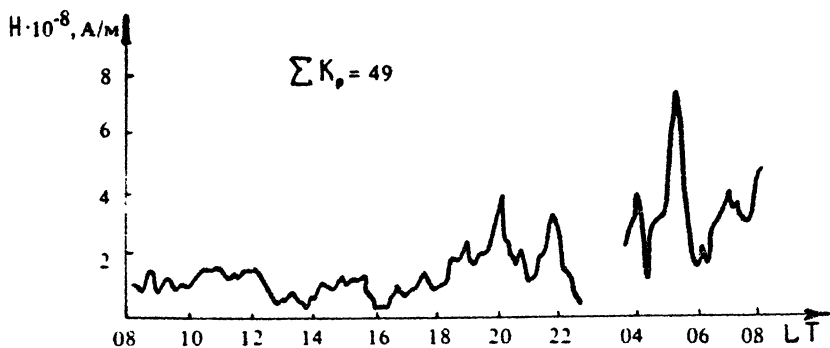


Рис. 6. Суточная вариация амплитуды ОНЧ-сигнала за 14 – 15 июля 1982 г. Параметры нагрева:  $f_o = 4,6$  МГц,  $P = 360$  МВт,  $G = 200$ ,  $F_m = 2500$  Гц

информацию о состоянии динамополя  $E_d$  в нижней ионосфере и, следовательно, проследить динамику  $S_q$ -токов.

В то же время исследование параметров ОНЧ-сигналов в сочетании с одновременным исследованием частичных отражений позволит выделить из суммарного электрического тока в ионосфере часть, связанную с  $S_p$ -токами магнитосферного происхождения.

Полезно также привлечение и другого традиционного метода кроссмодуляции, который может дать сведения об уровне поглощения в нижней ионосфере и выделить явным образом часть вариации параметров, связанных с величиной  $\Delta T_e / T_0$  (см. (1)).

В принципе, для проведения исследований по методам кроссмодуляции, частичным отражениям и исследованию параметров ионосферного ОНЧ-сигнала может быть использовано одно и то же нагревное средство.

#### ИССЛЕДОВАНИЕ МЕЛКОМАСШТАБНОЙ СТРУКТУРЫ ИОНОСФЕРНЫХ ТОКОВ

Из рис. 5 и 6 видно, что, кроме суточной вариации параметров сигнала, прослеживаются флуктуации с периодами от десятков до сотен минут.

Исходя из механизма генерации ионосферных ОНЧ-сигналов, естественно предположить, что причиной этих флуктуаций должны быть неоднородные процессы атмосферно-ионосферной циркуляции. Такими процессами могут быть как турбулентность атмосферы различных масштабов, так и прохождение внутренних гравитационных волн через область, занятую источником. Как видно из формулы (1), нелинейный ионосферный ток на частоте модуляции

$$\vec{I}_\Omega \propto \vec{I}_0 \frac{\Delta T_e}{T_0} = eN \vec{V}_0 \frac{\Delta T_e}{T_0}; \quad \vec{V}_0 = \vec{V}_m + \frac{c}{H} [\vec{E}_0 \vec{H}_0].$$

где  $\vec{V}_m$  – скорость ветра,  $\vec{E}_0$  – магнитосферное электрическое поле.

Поскольку наблюдаемые флуктуации параметров ОНЧ-сигнала довольно значительны (порядка 10 – 50 %), естественно связать их в первую очередь с турбулентностью ветра  $\vec{V}_m$  или флуктуациями магнитосферного электрического поля  $\vec{E}_0$ .

В меньшей мере их можно отнести на счет флуктуаций концентрации  $N_e$  или температуры  $T_0$ , которые по ракетным данным не превышают одного – пяти процентов.

В последнее десятилетие получила развитие методика исследования мезосферы с помощью MST-радаров. В частности, по данным подобных исследований установлено, что помимо устойчивых преобладающих ветров верхняя атмосфера характеризуется неоднородными флуктуациями ветра значительно меньших масштабов и меньшей продолжительностью (средний период около 200 мин). Эти флуктуации связываются с прохождением внутренних гравитационных волн (ВГВ) в верхней атмосфере.

Практически во всех суточных сеансах измерений параметров ОНЧ-сигналов наблюдалась модуляция с периодами, типичными для ВГВ.

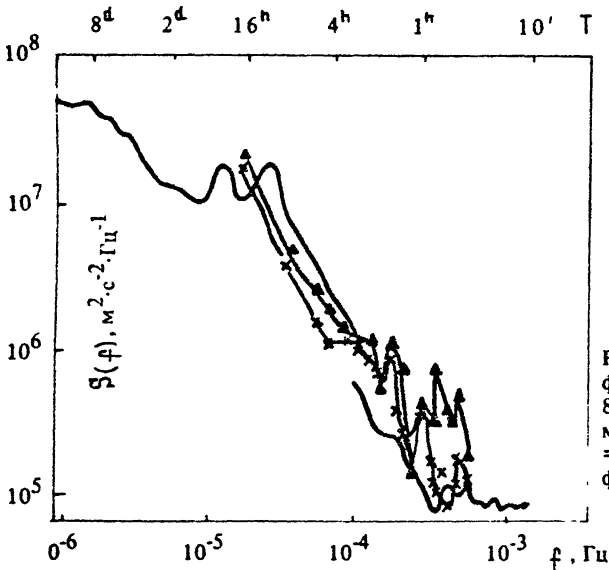


Рис. 7. Сравнение спектров мощности флуктуации ОНЧ-сигналов по сеансу 8 – 9 апреля 1985 г. ( $\Delta$   $\Delta$  – частота модуляции  $F_m = 820$  Гц,  $\times$   $\times$  –  $F_m = 2809$  Гц) с усредненным спектром флуктуаций скорости ветра на высоте 88 км по данным MST-радара [13]

На рис.7 изображен усредненный спектр плотности энергии флуктуаций скорости ветра, полученный в средних широтах с помощью MST-радара в Саксатуне для высоты 88 км [13]. На этом же рисунке символом  $\Delta$  показан спектр мощности флуктуаций амплитуды магнитного поля сигнала для сеанса, показанного на рис.5. Как можно видеть, наблюдается хорошее соответствие спектров.

Более детальные данные о спектрах мощности флуктуаций ОНЧ-сигнала представлены на рис.8 и 9. Данные были оцифрованы с дискретностью 10 мин, и с помощью преобразования Фурье находи-

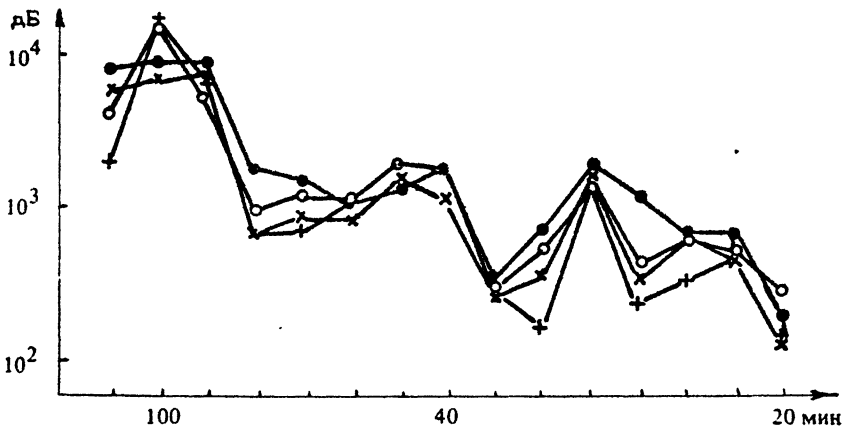


Рис. 8. Усредненные спектры мощности флуктуации сигнала при частоте модуляции  $F_m = 820$  Гц для двух частот нагрева  $f_1 = 1,4$  МГц (● – среднее значение, x – медианное) и  $f_2 = 4,8$  МГц (○ – среднее значение, + – медианное)

лись спектры. Длина выборки составляла 32 (или 16, в случае короткой реализации) отсчета. Путем постоянного обновления выборки (скользящая по сеансу выборка) находилось от 4 до 17 спектров. На графики нанесены средние значения спектров и их медианные значения, в скобках указано число усреднений ( $n$ ). В этом случае, когда медианные значения спектра близки к средним, можно считать статистику удовлетворительной.

На рис. 8 показаны спектры мощности для сеанса 8-9 апреля 1985 г. (см. рис.5) для двух различных частот воздействия при одинаковой частоте модуляции. Очевидно их близкое сходство. Напомним, что во время сеанса наблюдалась умеренная геомагнитная активность. Суммарный суточный индекс составлял  $\Sigma K_p = 30$ . Для сеанса 14-15 июля 1982г

(см. рис.6) эта величина составляла  $\Sigma K_p = 49$ , т.е. наблюдалась высокая активность. На рис.9 показаны результаты спектральной обработки сеанса с рис.6 за период 4.00 – 8.00 LT. Совершенно иной характер спектра – подъем амплитуды мелкомасштабных флуктуаций с периодами 20 – 40 мин. Исследования спектра мощности флуктуаций выявили следующие закономерности:

– в периоды умеренной и слабой магнитной активности форма спектра имеет

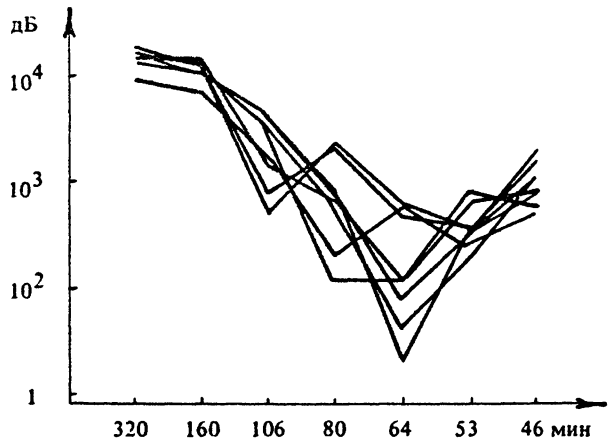


Рис. 9. Реализации спектра мощности флуктуаций ОНЧ-сигнала на частоте  $F_m = 2500$  Гц для периода 04.00 – 08.00 за 15 июля 1982 г. (см. рис. 6)

- с увеличением  $K_p$ -индекса увеличивается амплитуда спектральных составляющих;
- при значительной активности спектр характеризуется наличием подъема амплитуды в области периодов 20 - 40 мин;
- характер спектра не зависит от частоты воздействия и от частоты модуляции.

Дополнительную информацию о мелкомасштабных процессах на высотах мезосферы могут дать изменения другого параметра OйЧ-сигнала - ориентации большой оси эллипса поляризации  $\chi$ . Для этого сделаем некоторые замечания о характере зависимости этой величины от частоты модуляции. На рис.10 приведены примеры подобной зависимости для угла поворота эллипса поляризации и эффективной высоты источника ОНЧ-сигнала. Из этого графика видно, что при

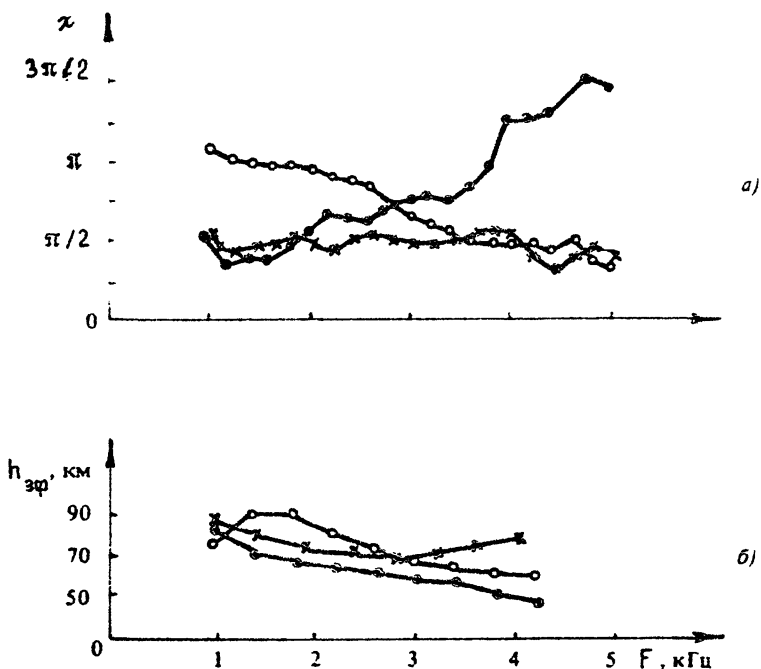


Рис. 10. Примеры зависимости ориентации от частоты большой оси эллипса поляризации  $\chi$  (а) и эффективной высоты генерации ОНЧ-сигнала  $h_{эф}$  (б) по данным за 30 июня - 1 июля 1982 г.

применении двух близких частот модуляции остаются близкими значения как величины  $\chi$ , так и величины  $h_{эф}$  (эффективной высоты источника).

С помощью нагревного средства в Горьком можно реализовать одновременно два низкочастотных источника, разнесенных по широте на некоторое расстояние (до 60-80 км на высоте нижней ионосферы), для чего одна из секций антенны работает с наклонным лучом (до 40° к северу или югу). Очевидно, такая же возможность может

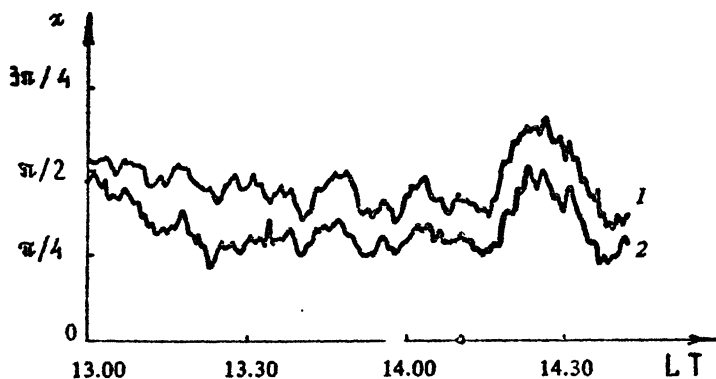


Рис. 11. Пример временной флуктуации параметра  $\alpha$  для двух разнесенных по горизонта и источников по данным за 12 марта 1986 г. Кривая 1 – источник на  $F_m = 2035$  Гц сдвинут примерно на 60 км к югу от нагревного средства, кривая 2 – источник на  $F_m = 2015$  Гц расположен непосредственно над нагревным средством

быть реализована и на стенде в Тромсё. Пример результата эксперимента по одновременному измерению вариации параметра  $\alpha$  от двух разнесенных источников показан на рис.11. Кросскорреляционная обработка этих кривых показывает, что флуктуации с периодами  $T \geq 10$  мин в двух разнесенных источниках практически полностью коррелируют. Короткопериодные флуктуации с  $T \leq 3$  мин практически полностью некоррелированы. Пространственный разнос в этом эксперименте при средних скоростях распространения ВГВ порядка 150 м/с оказался слишком мал, чтобы определить скорость перемещения флуктуаций в горизонтальной плоскости. Однако, используя частотную зависимость эффективной высоты ОНЧ-источника от частоты (см. рис.10,б), можно осуществить их пространственный разнос по вертикали. Во время сеанса 8–9 апреля 1985 г. (рис.5) одновременно проводились измерения и на частоте 2809 Гц. Это соответствовало превышению по высоте более низкочастотного источника на 4–5 км. На рис.12 представлена кросскорреляционная функция  $R_{1,2}(\tau)$  для амплитуды этих разнесенных по высоте источников. Время усреднения здесь 12 ч. Сдвиг максимума вправо на время  $\tau \sim 10 - 20$  мин соответствует распространению возмущения вниз с фазовой скоростью  $V_{\text{фв}} \approx 0.5 - 1$  м/с, что характерно для ВГВ [14]. Ширина функции  $R_{1,2}(\tau)$  соответствует длиннопериодным флуктуациями амплитуды с  $T \approx 2.5$  ч, т.е. возмущению с вертикальной длиной волны  $\lambda_B = V_{\text{фв}} T \approx 5 - 10$  км.

Таким образом, используя характеристики спектра мощности флуктуаций ионосферного ОНЧ-сигнала и поляризационные характеристики пространственно разнесенных источников, получаем новые возможности для исследования и контроля состояния турбулентности, а также измерения таких характеристик ВГВ, как период, вертикальная и горизонтальная длина волны, скорость и направление распрост-

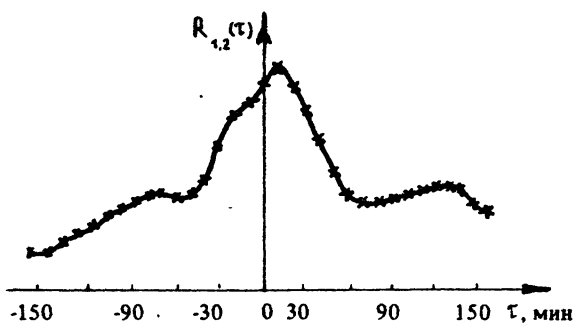


Рис. 12. Кроссмодуляционная функция  $R_{1,2}(\tau)$  амплитуды разнесенных по высоте ОНЧ-источников по данным за 8 - 9 апреля 1985 г. ( $F_1 = 820$  Гц,  $F_2 = 2809$  Гц)

ранения. Для этого необходимо реализовать три разнесенных в пространстве ионосферных источника ОНЧ-радиоволн. При этом целесообразно использовать несколько имеющихся в настоящее время нагреваемых средств, работающих по координированной программе. Другую

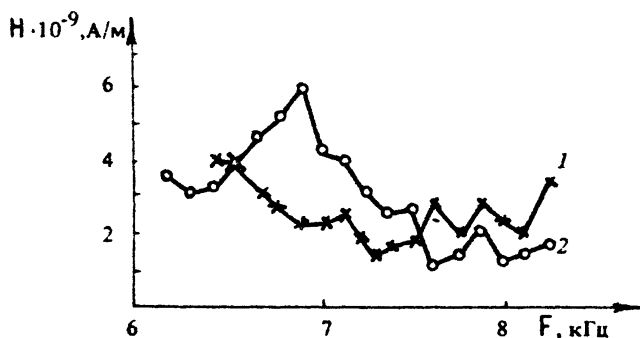


Рис. 13. Пример изменения во времени спектра ОНЧ-сигнала, движущегося ОНЧ-источника по данным за 25 июня 1987 г. Кривая 1 - 14.00 - 15.30, кривая 2 - 16.00 - 17.20

возможность исследования структуры ионосферных токов предоставляет использование движущегося ионосферного источника, возникающего при сканировании в пространстве лучом нагреваемого средства [15,16]. При этом возникает выделенное направление, лежащее в плоскости сканирования, и в течении суток меняется угол между этим направлением и направлением ионосферного тока. Эксперимент (рис.13) показывает, что спектр ОНЧ-сигнала движущегося источника зависит от времени суток и сильно отличается от спектров неподвижного источника.

## Л и т е р а т у р а

1. Гинзбург В. Л., Гуревич А. В. Нелинейные явления в плазме // УФН. 1960. Т. 70, № 2. С. 202 – 206.
2. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967.
3. Беляев П. П., Котик Д. С., Митяков С. Н. и др. Генерация электромагнитных сигналов комбинационных частот в ионосфере // Изв. вузов. Радиофизика. 1987. Т. 30, № 2. С. 248 – 267.
4. Уиттен Р., Поппов И. Основы аэронавигации. Л.: Гидрометеоздат, 1977.
5. Акасофу С. Н., Чепмен С. Солнечно-земная физика. М.: Мир, 1974.
6. Ferraro R. L., Lee H. S., Allshouse R. e. a. Characteristics of ionospheric ELF radiation generated by HF heating // J. Atm. Terr. Phys. 1984. V. 46, N 10. P. 855 – 865.
7. Stubbe P., Корка Н., Modulation of polar electrojet by powerful HF-wave // J. Geophys. Res. 1979. V. 82, N 16. P. 2319.
8. Капустин И. Н., Перцовский Р. А., Васильев А. Н. и др. Генерация излучения на комбинационных частотах в области авроральной электроструи // Письма в ЖЭТФ. 1977. Т. 25, № 5. С. 248 – 254.
9. Гетманцев Г. Г., Зуйков Н. А., Котик Д. С. и др. Обнаружение комбинационных частот при взаимодействии мощного коротковолнового излучения с ионосферной плазмой // Письма в ЖЭТФ. 1975. Т. 20, № 4. С. 229 – 232.
10. Гетманцев Г. Г., Будилин А. В., Котик Д. С. и др. Измерение поляризации сигналов комбинационных частот // Исследование ионосферы и магнитосферы методами активного воздействия. Апатиты, 1977. С. 32 – 34.
11. Matsushita S. Dynamo currents, winds and electric fields // Radio Sci. 1969. V. 4. P. 771.
12. Fraser G. J. Partial refraction spaced antennas wind measurements // Handbook for MAP. Urbana, 1984. V. 13. P. 233.
13. Meek L. E., Reid I. M., Mauson A. H. Observations of mesospheric wind velocities. 2 // Radio Sci. 1985. V. 20, N 6. P. 1383 – 1402.
14. Госсард Э., Хук У. Волны в атмосфере. М.: Мир, 1978.
15. Котик Д. С., Мироненко Л. Ф., Митяков С. Н. и др. О возможности формирования сверхсветового источника черенковского излучения с помощью эффекта Гетманцева // Модификация ионосферы мощным радиоизлучением / ИЗМИРАН. М., 1986. С. 91 – 92.
16. Barr R., Rietveld M. T., Stubbe P. e. a. Ionospheric heater beam scanning. A realistic model of this mobile source of ELF/VLF radiation // Radio Sci. 1988. V. 23, N 3. P. 379 – 388.

Научно-исследовательский  
радиофизический институт

## ON THE SAINTIN INCOHERENT SCATTER SOUNDER RESULTS 1966 - 1987

*C. Mazaudier*

### INTRODUCTION

This paper on Saint-Santin results is composed of six parts. A first section recalls some basis concerning the Thomson incoherent scatter techniques, the Saint-Santin sounder characteristics, the parameters deduced from the spectrum analysis. The second section on the structure and thermodynamics of the ionosphere, shows one of the first problem led up by ISS: the daytime thermic disequilibrium between ions and electrons. The study of the electrons energy balance has shown that to interpret the data, it was necessary 1) to take into account non-local heat source, and 2) to redefine some collision terms. In a third part on the structure of the Thermosphere, variations of the ( $N_2$ ) and ( $O$ ) concentrations and of the exospheric temperature are shown. In part four illustrating the dynamics of the thermosphere, we present the model of regular tides established in the E region, and different types of wind disturbances: a) Hadley cell between the pole and the equator built up by Joule heating dissipation in auroral zone, b) large scale gravity waves due to the Lorentz force input in auroral zone and c) medium gravity scale waves created by meteorological sources (jet stream and penetrative convection). In section five concerning ionospheric electro-dynamics, the regular model of electric fields and currents, obtained during magnetically quiet time, are shown. The electric current density derived from the Saint-Santin data are compared to the regular variation of the earth magnetic field. The Saint-Santin currents as well as the magnetic field variations exhibit a northward dissymmetric flow.



This fact can be explained if we take into account parallel currents flowing between the two hemispheres. The last part is devoted to the data base and conclusions.

### THOMSON INCOHERENT SCATTER TECHNIQUES, SAINT-SANTIN SOUNDER

Thomson was the first, in 1906, to propose the mechanism of radio waves scattering. Later on, the theory of incoherent scattering waves was developed by Gordon (1958), and Dougherty and Farley (1960, 1963), and finally the first ISS experiment was achieved in 1963. The ISS experiment is shown on fig. 1 from Woodman (1970). A transmitter send a very high frequency wave, greater than the plasma frequency, of vector  $\vec{k}_1$ . The signal is scattered by plasma irregularities and the diffused signal is collected by a receiver in the direction  $\vec{k}_2$ . The received signal is proportional to the density fluctuations in the direction  $\vec{K} = \vec{k}_1 - \vec{k}_2$ .

The Saint-Santin sounder began to operate in 1966 (Carru et al., 1963), first in a bistatic configuration (one transmitter in Saint-Santin, and one receiver in Nancy), from 1966 to 1973, and later on, in a quadristatic configuration (two more receivers in Monpazier and Mende) from 1974 to 1987. The quadristatic configuration (Bauer et al., 1974), is drawn in fig. 2. At Saint-Santin a 150 Kw continuous wave on 935 MHz is transmitted zenithally. During its travel in the ionosphere a small amount of its energy is incoherently diffused through ion and electron oscillations and collected at Nancy, Monpazier, and Mende. In each receiving station the signal collected is integrated over three minutes for each position of a receiving antenna. Each antenna can

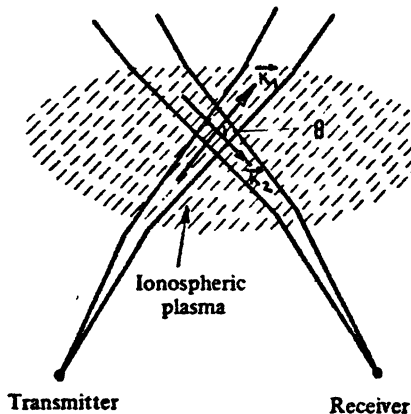


Fig. 1. Incoherent scatter techniques

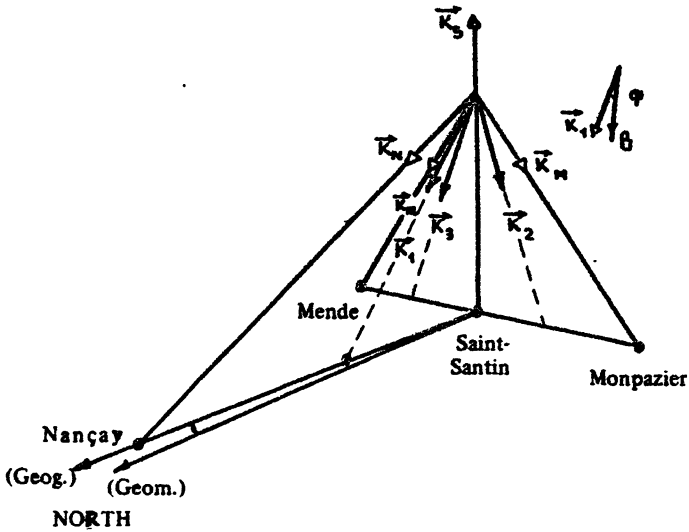


Fig. 2. Quadristatic configuration of the Saint-Santin sounder

perform an elevation scan, therefore altitude profiles of ionospheric parameters can be obtained (3 minutes for each altitude). The ion drift is measured following the directions  $\vec{k}_1$  (Saint-Santin/Nançay),  $\vec{k}_2$  (Saint-Santin/Monpazier), and  $\vec{k}_3$  (Saint-Santin/Mende). The direction  $\vec{k}_1$  is quasi-parallel to the earth's magnetic field. In the table are given the parameters directly derived from the spectrum analysis (Basic parameters), and those derived from the first ones (Derived parameters).

### STRUCTURE AND THERMODYNAMICS OF THE IONOSPHERE

A typical altitude profile of electronic density is given on fig. 3 and compared with ionosonde data (Petit, 1968). The interest of incoherent scattering technique is that you can obtain a complete height profile from the bottom to the top of the ionosphere. Such is not the case for ionosonde or satellite sounding, because you are limited by a cut off frequency.

In fig. 4 (Petit, 1968) an altitude profile of the relative ( $O^+$ ) concentration (dashed line), is superimposed to the Johnson's model. A rather good agreement is found. In fig. 5 are shown altitude profiles of the electronic density and of the ionic and electronic temperatures during the daytime. One can see the large discrepancy between the ionic and electronic temperatures. The theory was predicting such a large difference between ionic and electronic temperatures, but was not able

**Table: Saint-Santin parameters**

Basic Parameters	
Electron Density $N_e$	Electron Temperature $T_e$
Line of sight Ion Velocity $V_{\alpha,1,2,3}$	Ion Temperature $T_i$
Ion-Neutral Collision Frequency $\nu_{in}$	ion composition ( $O^+$ )
Derived Parameters	
Vector ion Velocity $V_i$	Electric Field $E$
Meridional Wind $V_{nm}$	Vector Neutral Wind $V_n$
Exospheric Temperature $T$	Neutral Temperature $T_n$
Molecular Nitrogen ( $N_2$ )	Heat Flux at High Altitude $Q$
Atomic oxygen ( $O$ )	
Energy Loss From Electrons to ions and Neutrals $L_{eL}, L_{in}$	Energy Input from Thermal Conduction $L_{eand}$
Hall Conductivity $\sigma_h$	Pedersen conductivity $\sigma_p$
Current Perpendicular to $\vec{B}$	Birkeland current $J_{  }$

to explain the large electronic temperature gradient at high altitudes.

To interpret the data, the electron energy balance was analyzed, its expression is:

$$K \sin^2 I \frac{dT_e}{dz} = (Q - L) \quad (1)$$

production losses

with  $K = f(T_e, N_e, (N_2), (O), (O_2), Q_d(N_2), Q_d(O), Q_d(O_2))$ , where  $K$  is the thermic conduction coefficient,  $Q_d$  the reaction cross sections and  $I$  the inclination of the earth's magnetic field.

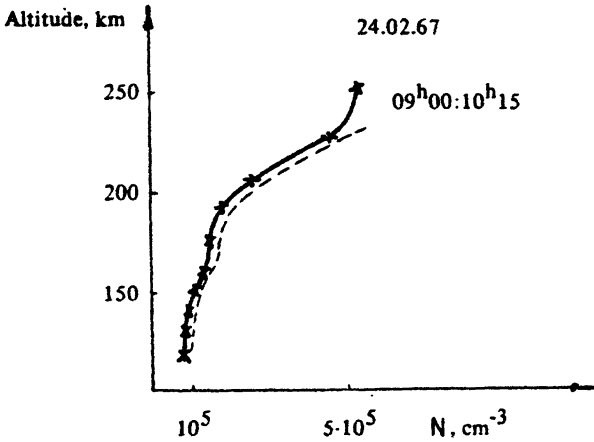


Fig. 3. Electronic density

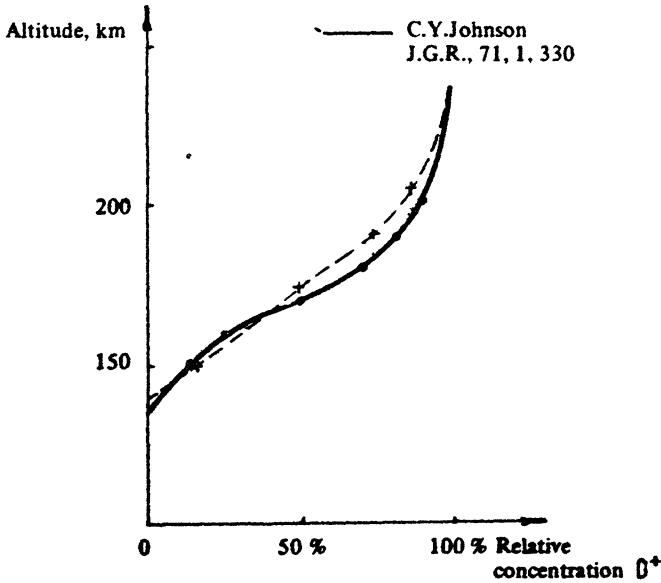


Fig. 4. Relative ( $O^+$ ) composition

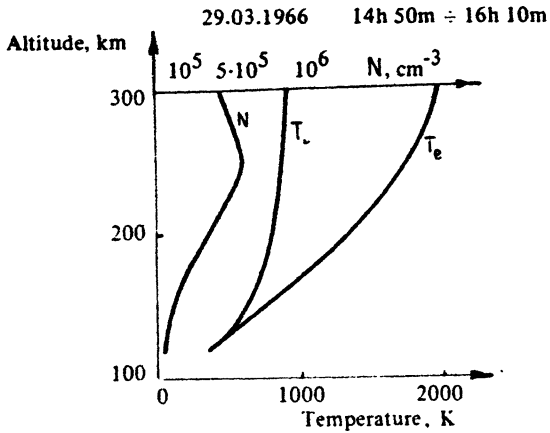


Fig. 5. Altitude profiles of electronic density and temperature, and ionic temperature

The losses are composed of two terms

$$L_{ei} = f'(T_e, T_i, N_e),$$

$$L_{en} = f''(T_e, T_n, N_e, (O), (O_2), (N_2), Q_d(O), Q_d(O_2), Q_d(N_2))$$

By using 1) a model of composition of the atmosphere

2) expressions for  $K_{Lei}$  and  $L_{en}$  (Banks, 1966)

3) values for the cross sections of reactions (Banks, 1966)

and 4)  $T_e, T_i, N_e, T_n$  from Saint-Santin sounder

we can compute  $Q$  (Petit, 1969);

The estimations of  $Q$  are shown on fig. 6, (Petit, 1968). On the left side, are plotted altitude profiles of the term  $Q$  given by theory (full line), and  $Q$  derived from data (other lines), and on the right side the altitude profiles of the electronic density.

Electronic density profiles exhibit the same relative variation that the  $Q$  profiles. The variability of these observations is very large and can not be explained in terms of atmospheric or solar xuv variability. At low latitudes a very large difference can be observed between data and theory. To interpret the data, theoretical studies were developed (Lejeune, 1973). It was found that it was necessary to take into account: 1) a non-local heat source (photoelectrons may travel along the magnetic field lines and do not lose all their energy at the place where the ionization occurs), and 2) an electron-atomic collision term involving the fine structure of the atomic oxygen.

### STRUCTURE OF THE THERMOSPHERE

An advantage of the ionospheric scattering techniques is that you can know some characteristics of the thermosphere through ionospheric

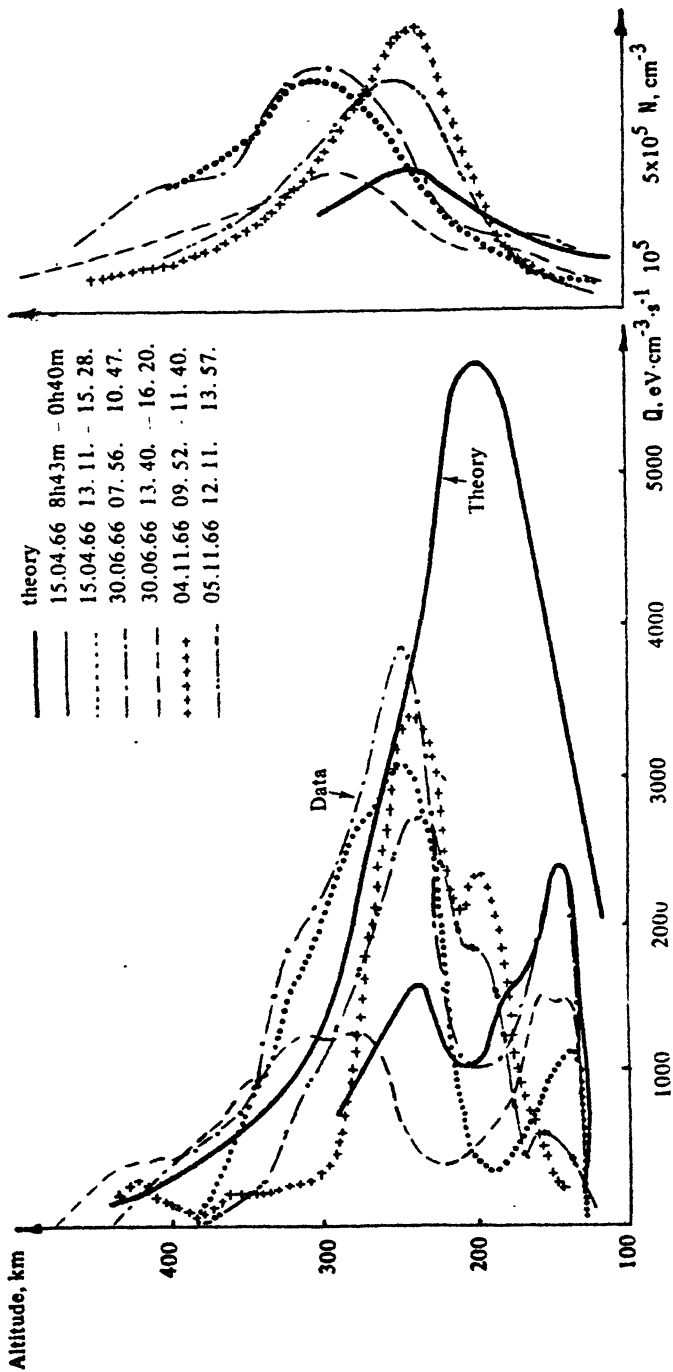


Fig. 6. Q and electronic density profiles

measurements. There are three ways:

1) The shape of the received signal directly depends upon one thermospheric parameter,

Such is the case in the E region for the ion-neutral collision frequency:

$$\nu_{in} \propto (N_2).$$

2) The shape of the received signal does not depend upon thermospheric parameters, but some ionospheric parameters are approximately equal to thermospheric quantities. Therefore the ionospheric parameter is an indicator of the thermospheric one.

Such is the case for the ionic temperature, since below 300 Km at midlatitudes:

$$T_i = T_n.$$

3) The measured parameters have nothing to do with the thermospheric quantities but those can be deduced from the first ones through theoretical model.

Such is the case for atomic oxygen concentration (O).

Fig. 7 (Waldteufel, 1970), illustrates the diurnal variation of the ( $N_2$ ) concentration derived from the spectrum at the altitude of 100 km, where the ion-neutral collision frequency is proportional to the molecular nitrogen composition; during the daytime the ( $N_2$ ) concentration increases.

The exospheric temperature and the atomic oxygen concentration can be derived from the Saint-Santin data.

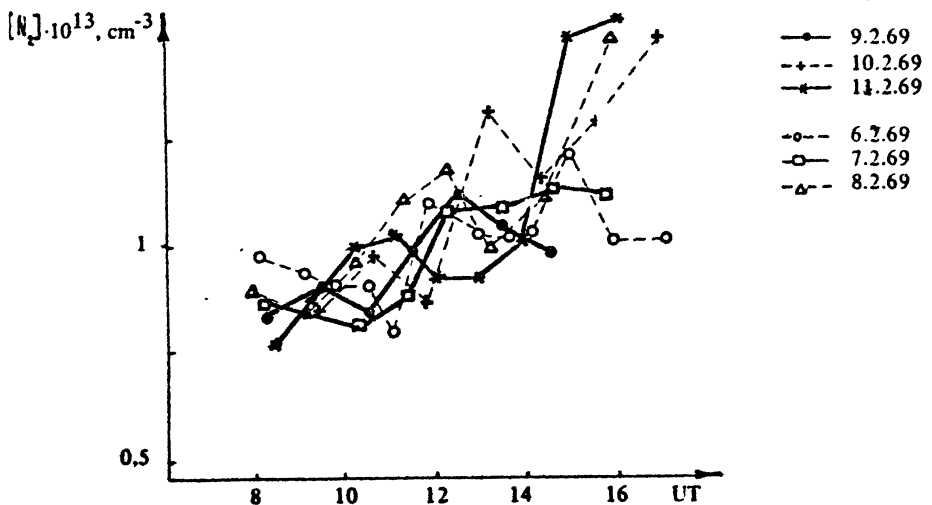


Fig. 7. Diurnal variation of the molecular nitrogen at 100 km

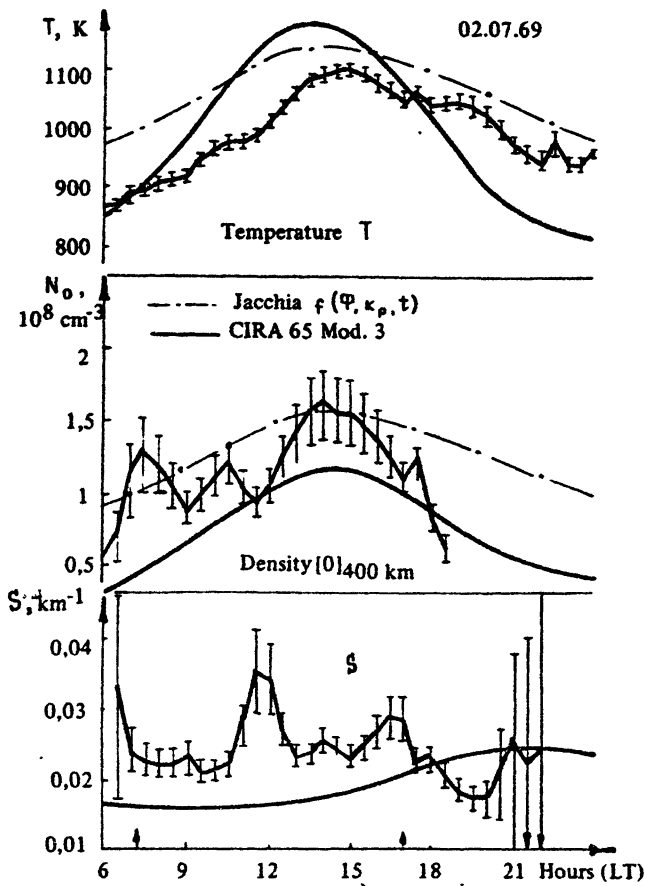


Fig. 8. (O), exospheric temperature, and  $s$  parameter

To derive exospheric temperature from the ionic temperature the Bates's expression (1959) was used:

$$T_n(z) = T - (T - T_{120}) \exp[-S(z - 120)], \quad (2)$$

where  $z$  is the altitude,  $S$  a temperature shape parameter  $T$  and  $T_{120}$  are exospheric and reference altitude temperatures. As indicated before at mid-latitudes, below 300 Km, the ionic temperature is a good indicator of the neutral temperature.

To derive the atomic oxygen concentration from the Saint-Santin data the following equation has been used:

$$L_{ei} = L_{en} \quad (3)$$

Taking into account that between 300 Km and 550 Km:



the main ion is  $O^+$

the main neutral constituent is  $O$

the losses to molecular nitrogen and molecular oxygen are not included

the transport term and the internal energy of the ion gas are not included

The expressions of losses reduce to:

$$L_{en} = f'(T_e, T_n, N_e, (0)) \quad \text{and} \quad L_{in} = f''(T_e, T_i, N_e);$$

and  $T_e, T_i, N_e, T_n$  are observed or derived from observations.

Fig. 8 from Bauer et al. (1970), includes three panels, the top one presents the exospheric temperature, the middle one, the atomic oxygen concentration, and the bottom one the shape parameter  $S$ .

The parameters derived from data are superimposed to those obtained from models Ciria (1965), and Jacchia (1963). Some discrepancies were found between models and data. The ISS were used to perform models of structure of the thermosphere.

#### DYNAMICS OF THE THERMOSPHERE

The neutral wind can be derived from the ionic drift by solving the ion momentum equation which can be expressed as follows (Risbeth and Gariott, 1969):

$$m_i \nu_{in} (\vec{V}_i - \vec{V}_n) + m_i \nu_{ie} (\vec{V}_i - \vec{V}_e) = q (\vec{E} + \vec{V}_i \times \vec{B}) - \vec{\nabla} p / N + m_i \vec{g}. \quad (4)$$

In this expression  $\vec{V}_i$  is the particle velocity.  $\vec{E}$ ,  $\vec{B}$ ,  $\vec{p}$ ,  $\vec{g}$  are the electric field in the earth referential, the magnetic field, pressure gradient and gravity;  $q$  is the electron charge,  $m_i$ , the ion mass, and  $\nu_{in}$  and  $\nu_{ie}$  the collision frequencies between ion and neutral particles and ions and electrons. Electron motion is described by a similar equation.

In the E region the equation reduces to:

$$m_i \nu_{in} (\vec{V}_i - \vec{V}_n) = q (\vec{E} + \vec{V}_i \times \vec{B}). \quad (5)$$

In the direction parallel to the magnetic field, the laplace force is not acting, therefore:

$$\vec{V}_{i\parallel} = \vec{V}_{n\parallel}. \quad (6)$$

In the F region the gravity and partial pressure gradients are important, therefore in the direction parallel to  $\vec{B}$ :

$$\vec{V}_{\perp H} = \vec{V}_{NH} + \vec{V}_{dH} \quad (7)$$

where  $\vec{V}_{dH}$  is the diffusion drift (Vasseur, 1969; Amayenc, 1975).

Due to the facts that 1) the  $\vec{k}_1$  direction (Saint-Santin/Nançay, fig. 2), is quasi parallel to  $\vec{B}$  and 2) at Saint-Santin the declination of the earth's magnetic field is very small, the ion drift parallel to  $\vec{B}$  provides an estimation of the meridional neutral wind. At Saint-Santin the neutral wind was analysed in terms of different sources, two of them are shown in fig. 9 and 10, the stratospheric tidal source and the auroral source (Joule heating, Lorentz force).

At each altitude of the thermosphere, the wind results from the sum of the direct solar forcing (local source), tidal forcing (stratospheric or thermospheric sources), large medium and small gravity waves forcing (auroral or meteorological sources). In fig. 9 are presented the propagating tides, generated in the ozone layer by the absorption of the xuv solar flux, these tides are the main source of motion, in the E region, we have chosen to illustrate tides observed over Saint-Santin.

Fig. 11 shows the diurnal and semidiurnal amplitudes and phases of the meridional neutral wind component, derived from the Saint-Santin observations of the ion drift parallel to the magnetic field (Bernard, 1978). This model has been obtained for the four seasons. This figure

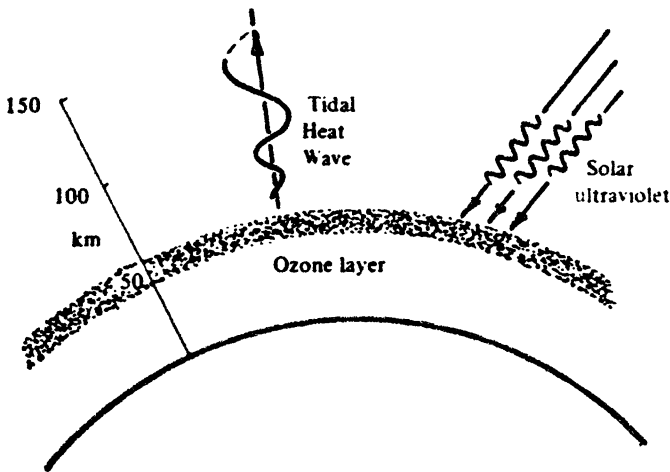


Fig. 9. Propagating tides (Evans, 1978)

shows that the two components are of comparable magnitudes for all seasons. Their seasonal variations are also fairly similar, with a minimum in winter. Furthermore winter displays a special feature: the appearance of a node in amplitude at 105 km. Theoretical studies of the neutral wind were developed in order to express the diurnal and semi-diurnal components observed at Saint-Santin as a linear combination of the global modes  $S_{11}$ ,  $S_{22}$ ,  $S_{24}$ , etc... (Bernard, 1978).

The first evidence of the storm wind has been made at Saint-Santin by Reddy (1974). We have selected the event of June 1978, to illustrate the storm wind cell.

Fig. 12a (Mazaudier et al., 1985), shows the storm as well as the normal variation (full line, Bernard's model), of the meridional wind in the altitude range (135 km-180 km), for the storm event of June 2, 1978. On June the first, there is an apparent gravity wave activity at all altitudes shown. On June the second, the gravity wave activity has clearly increased. Besides the enhanced gravity waves activity, there is an evident southward shift in the meridional wind. The extend of this shift increases with altitude. The wind shift of the previous day persists at lower altitudes on June 3. A clearer picture of storm-wind effects emerges when the total meridional variation is decomposed into steady-diurnal components. Fig. 12b shows for June 1 to June 4 the steady component of the wind model superimposed to the observed one.

An other type of wind disturbance is large scale gravity wave (period > 40 minutes, in this case 150 minutes). In fig. 13 the signature of such an isolated wave is shown (Testud and Vasseur, 1969,

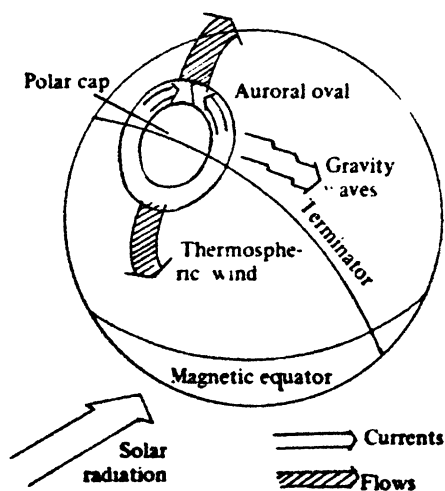


Fig. 10. Auroral source

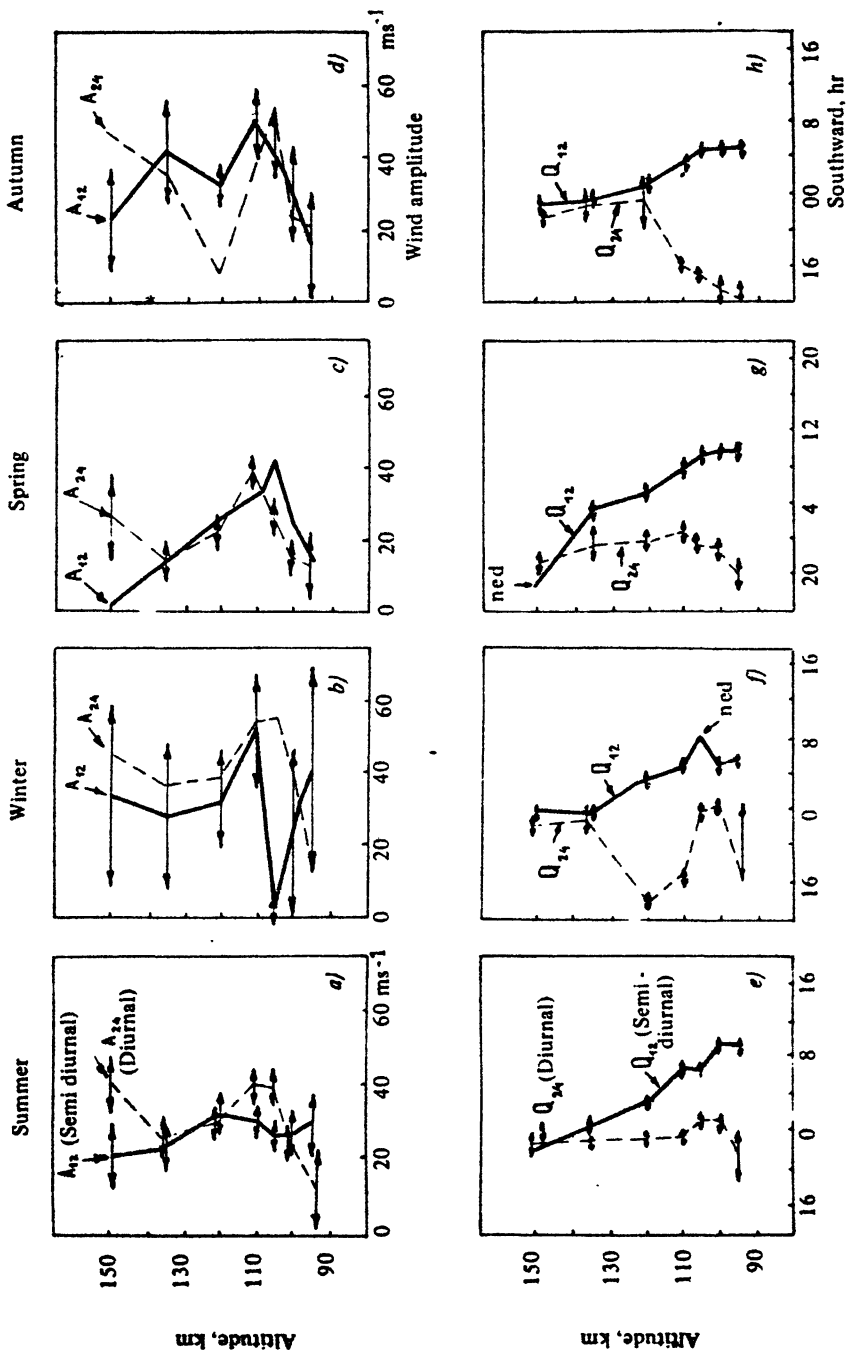


Fig. 11. Tides model derived from Saint-Santin data

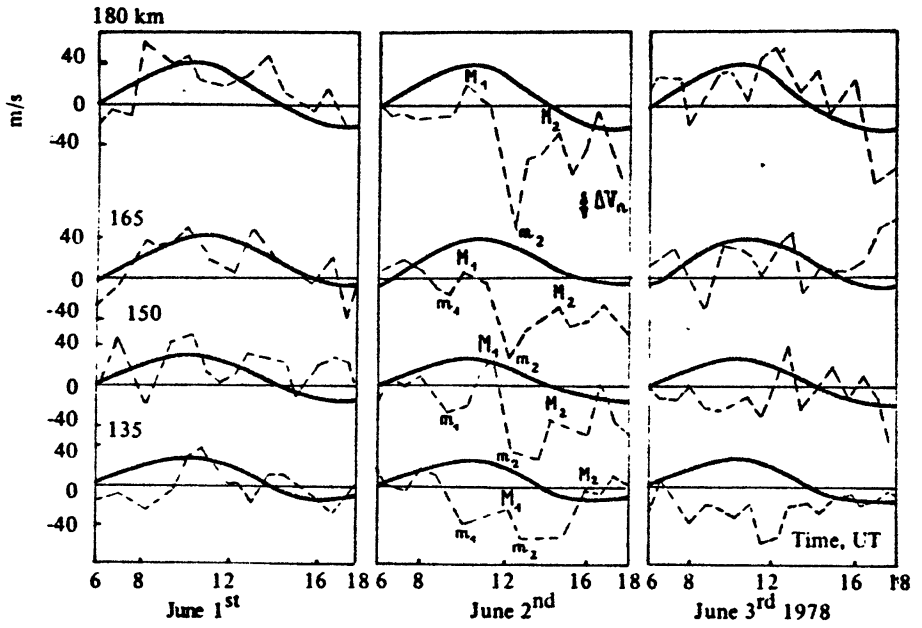


Fig. 12a. Storm wind circulation

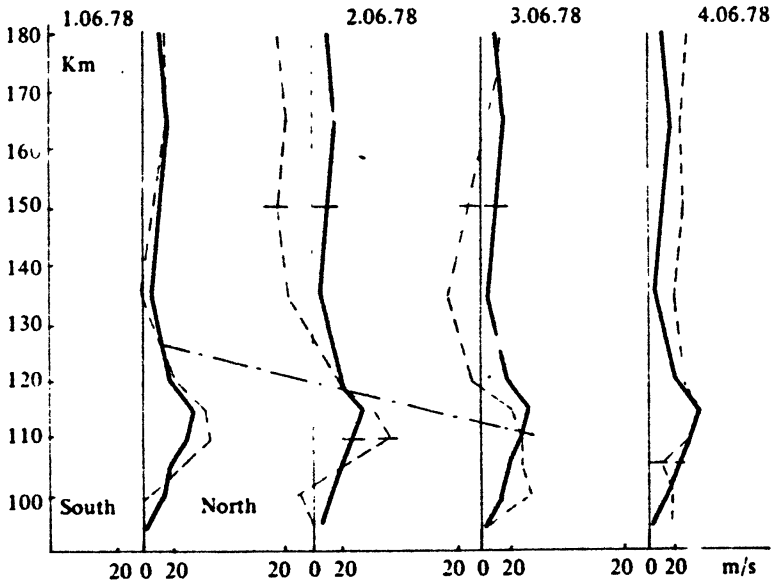


Fig. 12b. Quantification of the storm wind circulation

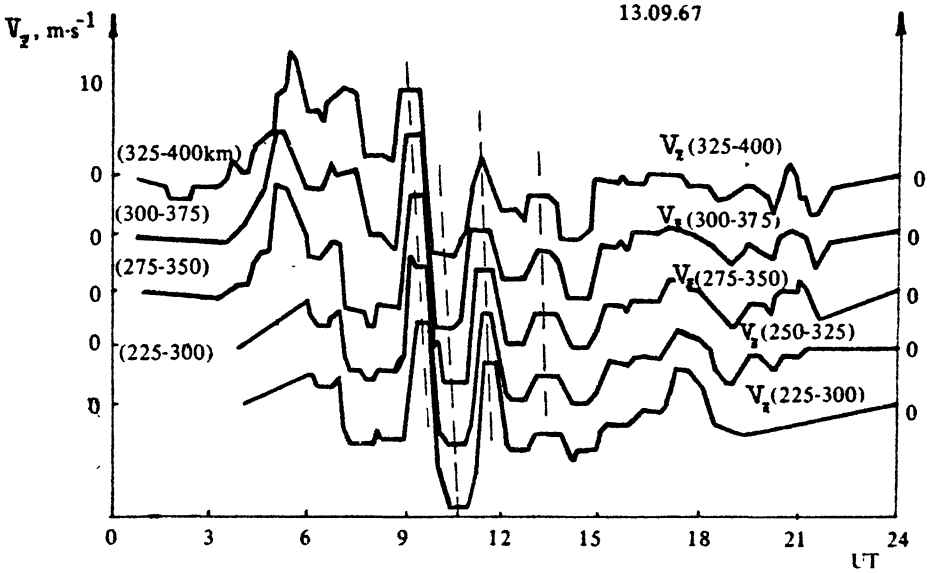


Fig. 13. Large scale gravity wave

Testud, 1973). The component of the vertical projection of parallel ionic drift is plotted for various altitudes in the F region. The signature of the wave is clear at all altitudes, and a vertical propagation of the phase of the wave is observed. The signature of this wave was also observed on ionic temperature, electronic density and temperature.

A detailed analysis of this event was made, experimentally and theoretically. The source of this wave is the auroral zone, as indicated from the ionosondes signature observed from auroral zone to mid-latitudes. The characteristics of the wave were derived from data and compared to theoretical estimations made with the theory of the free internal gravity waves. It was found that to explain the observations we have to take into account 1) the dissipation, and 2) the partial ducting. Statistical studies of these waves have been made in relation with the geomagnetic activity given by the  $K_p$  index. These waves appeared mainly when there is strong auroral activity. An other type of gravity waves, of period shorter than 40 minutes were observed at Saint-Santin. Fig. 14 (Vidal-Madjar, 1978), shows such a wave. In this figure are drawn the neutral temperature (at this level,  $T_i = T_n$ ), observed with the three receivers, each of them pointing at one fixed altitude. The source of these waves is tropospheric (jet stream, penetrative convection). Campaign of measurements including radiosounding and a meteorological data network has been made (Berfin et al., 1978), in

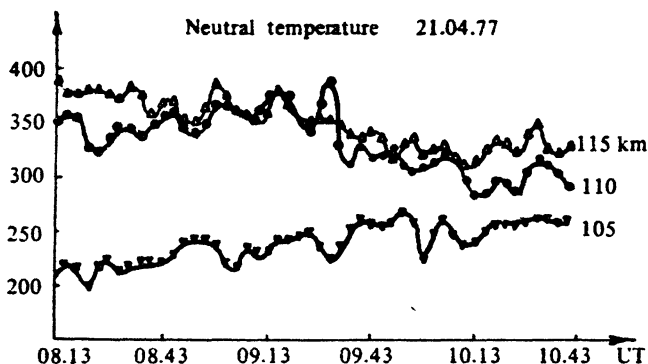


Fig. 14. Medium gravity waves

order to find the source of these waves. They were studied experimentally and theoretically.

### ELECTRODYNAMICS OF THE IONOSPHERE

In the dynamo layer (90–160 km), ionospheric currents flow. At middle latitudes and during magnetic calm these currents are chiefly produced by neutral wind blowing across the lines of the earth's magnetic field. They account for the majority of regular daily variations in the earth's magnetic field. Fig. 15 illustrates the ionospheric dynamo.

To compute the electric currents from ISS data, we must use the ion momentum equation. In the E region, below 180 km, in the direction perpendicular to  $\vec{B}$ , the Laplace force and the neutral wind drag are the two forces acting on ions (equation (5)), in this region the ion gyrofrequency and the ion-neutral collision frequency are of comparable magnitude. Above 180 km, the ion-neutral collision frequency becomes negligible and the ion motion reduces to:

$$\vec{V}_{\perp i} = \vec{E} \times \vec{B} / B^2. \quad (8)$$

Therefore, the measurement of the ion drift can be directly interpreted in terms of electric field:  $25 \text{ ms}^{-1}$  corresponds to  $1 \text{ mv} \cdot \text{m}^{-1}$ . For the electrons the gyrofrequency is greater than the electron-neutral collision frequency for all altitudes above 90 km, therefore above this altitude equation (8) applied to electron motion.

A measurement of the ion drift perpendicular to  $\vec{B}$   $\vec{V}_{\perp i}(F)$  in the F region is equivalent to a measurement of the electronic motion ( $V_{e\perp}$ , E or F), in the E and F regions, if we assume the electric equipotentiality of the earth magnetic field lines. We can compute the electric cur-

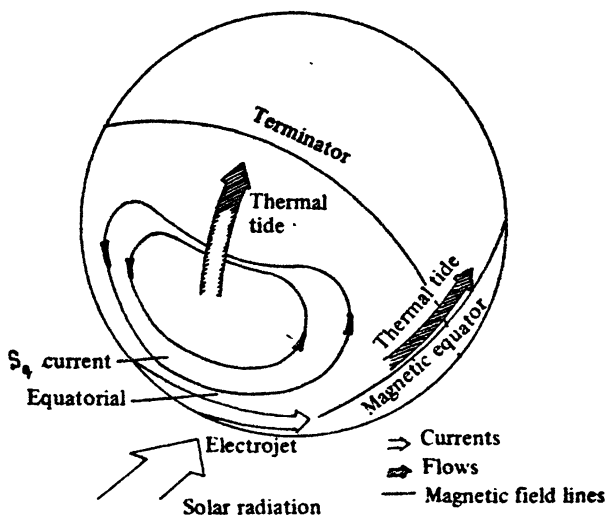


Fig. 15. Ionospheric dynamo

rent density (perpendicular to  $\vec{B}$ , at different altitudes of the E region by the expression:

$$\vec{J}_{\perp}(z) = N_e(z) q (\vec{V}_E(z) - \vec{V}_E(F))_{\perp} \quad \dots (9)$$

A local model of the F region drift (electric field), has been made by Blanc and Amayenc (1979). It is shown in fig. 16.

The model developed by Blanc and Amayenc is a seasonal quiet model resulting of a two-step procedure. First, they average for each season and each half-hour in local time all perpendicular ion drift data obtained for  $K_p < 2+$ . Then the resulting half-hour averages were, for each velocity component fitted by the sum of a steady component and of the first four harmonic oscillations (from the 24-hour to the 6-hour). Fig. 16 shown the resulting model in terms of daily variations of the northward (left panel), and eastward (right panel) ion drift velocities for the three seasons considered and for the yearly average. Overall, these components have a very simple variation during the daytime, being westward and northward in the morning and eastward and southward in the afternoon. The east-west drift variation is mainly diurnal and the northward-south one mainly semidiurnal. The seasonal variation is characterized by a strong contrast between summer and the other seasons, with a weakening of the westward drifts and a disappearance of the northward drifts during morning hours in summer.

A model of electric current (perpendicular to  $\vec{B}$ , has been deriv



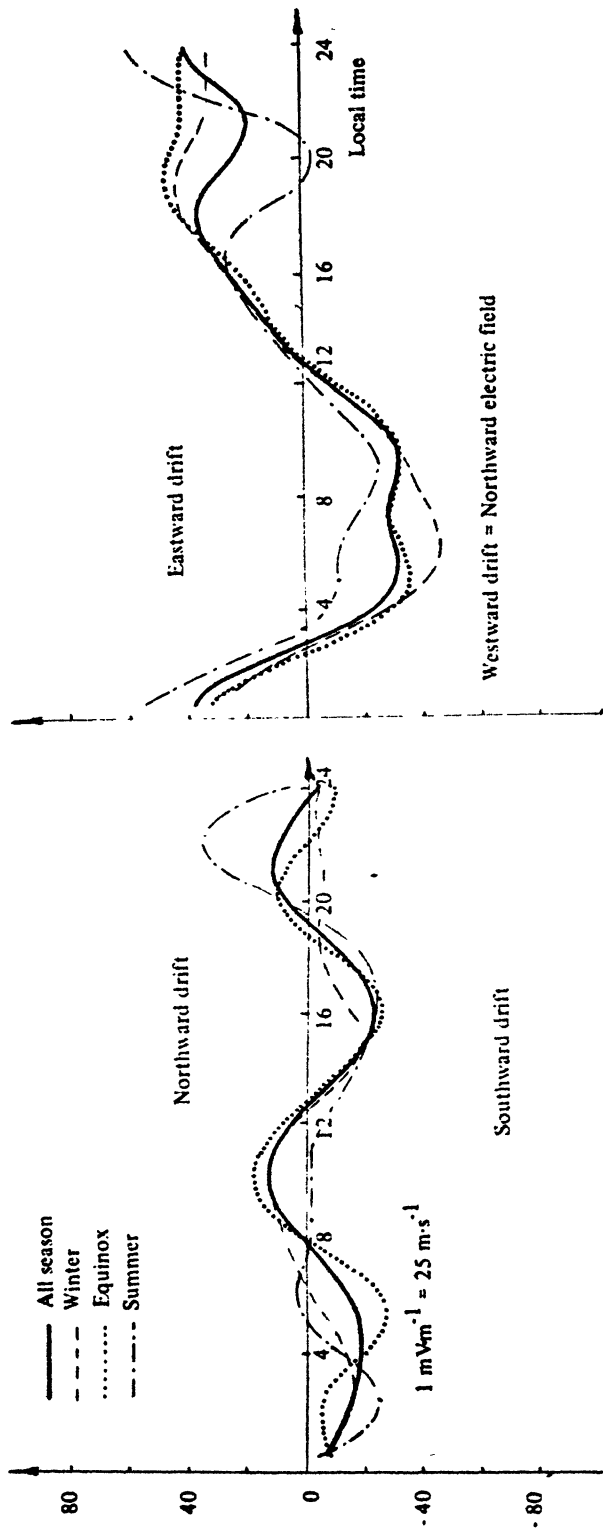


Fig. 16. Local electric field model

ed from the neutral wind ( $\vec{V}_n$ ), electric field ( $\vec{E}$ ) and conductivity ( $\epsilon$ ) models deduced from Saint-Santin observations (Mazaudier and Blanc, 1982), by using the Ohm's law:

$$\vec{J}(z)_\perp = \epsilon_\perp(z) (\vec{E} + \vec{V}_n(z) \wedge \vec{B})_\perp \quad (10)$$

The electric current model is shown on fig. 17, superimposed to magnetic field variations. Indeed ionospheric current flowing in the E region account for most of the variations in the earth's magnetic field.

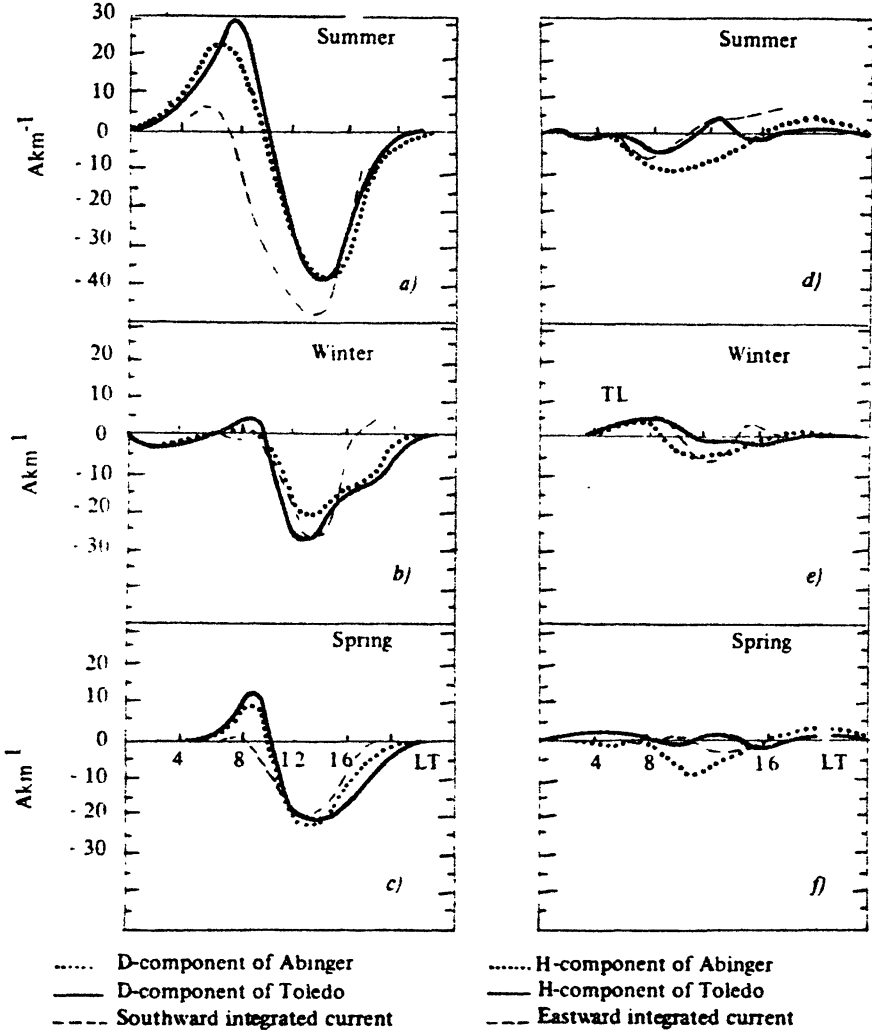


Fig. 17. Comparison between the Saint-Santin height-integrated current densities and the magnetic field variations

The relationship for linking these variables was put forward by Chapman and Bartels in 1940:

$$|\Delta \vec{B}| = 0.2\pi f |\vec{J}|. \quad (11)$$

Where  $B$  is the magnetic field expressed in  $\gamma$  ( $10^{-9}T$ ),  $J$  ; the height integrated current density is expressed in amperes per kilometer and  $f$  is a corrective factor that is taken to be equal to 0,6 (Kamide and Brekke, 1975).

An eastward ionospheric current induces a variation in the northward component of the magnetic field, whereas a southward current induces an eastward variation in the magnetic field. Therefore:

$$\begin{aligned} \Delta \vec{H} & \text{---} \rightarrow \vec{J}_E, \\ \Delta \vec{D} & \text{---} \rightarrow \vec{J}_W. \end{aligned} \quad (12)$$

$H$  and  $D$  are the components of the earth's magnetic field.

In fig. 17 the height-integrated current densities derived from Saint-Santin data are compared with the ground magnetic field observed in two magnetic stations near Saint-Santin Toledo ( $44^\circ 39'N$ ,  $2^\circ 11'E$ ), and Abinger ( $51^\circ 11'N$ ,  $359^\circ 37'E$ ). On the left side are plotted the northward current and the  $D$  component, and, on the right side the eastward current and the  $H$  component.

For any season the zonal current (right panels), deduced from magnetic or modeled data at Saint-Santin is weak and oscillates around zero. This fact can, of course, be observed at all latitudes near the focus of the  $S_q$  system (see fig. 15). The diurnal variations of the  $S_q$  of  $D$  at Toledo and Abinger shows a period of positive  $D$  (southward equivalent current) in the morning hours, followed by a negative  $D$  (northward equivalent current). This succession of morning southward currents and afternoon northward currents is indeed what it is expected from the simple  $S_q$  picture. But in addition this figure reveals an asymmetry, both in time and in maximum intensity, between the northward and southward current .

The Saint-Santin current exhibit the same current asymmetry, nevertheless, the asymmetry is larger on ionospheric current. These facts have been explained by parallel current flowing between the two hemispheres, even during very quiet periods.

## DATA BASE AND CONCLUSIONS

During the twenty years of the Saint-Santin sounder operation, a strong collaboration existed between all the ISS groups. The local studies made at Saint-Santin were simultaneously developed in the other ISS locations, and global models of ionospheric parameters were built (Richmond et al., 1980). Fig. 8 show the incoherent scatter sounder network.

All the data are in the NCAR data base (National Center For Atmospheric Center), Richmond et al. (1985). They are now at the disposal of the international community.

This paper which is not a review of the Saint-Santin ISS, has pointed out various results, obtained with this sounder, concerning:

- 1) The structure and thermodynamics of the thermosphere: it was shown that the energy balance of electrons can not be solved locally,
- 2) The structure of the thermosphere: from the derivation of the atomic molecular oxygen and exospheric temperature, the role played by ISS data in the modelling of the thermosphere was highlighted.
- 3) The dynamics of the thermosphere: we have illustrated the re-

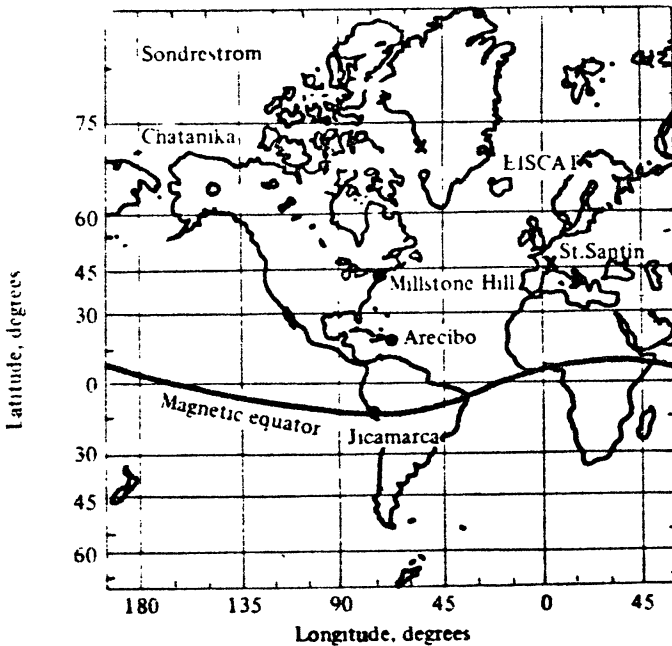


Fig. 18. Incoherent scatter sounders network

gular variation of the E region tides and the wind disturbances which occur with auroral or meteorological activities.

4) Electrodynamics of the ionosphere: the regular models of electric fields and currents were presented. The current data underline that the ionospheric current system is tridimensional.

Many other experimental as well as theoretical studies were developed on Saint-Santin observations, and two reports containing all the abstracts, are available on request (Bouvet and Lafeuille, 1982, 1988).

#### Acknowledgements:

I am very grateful to the Saint-Santin team who operated the Saint-Santin sounder and developed the data bank. I thank Dr A. Feldstein for his invitation, and J.J. Ponthieu for english advices.

The Saint-Santin sounder was supported by the CNET (Centre National d'Etudes des Telecommunications), the Institut d'Astronomie et de Geophysique and by the Direction des Recherches et Moyens d'Essais. The facility was operated with the financial support from the CNRS (Centre National de la Recherche Scientifique).

#### References

- Amayenc P., These d'Etat, Paris VI, 1975.  
Banks P., Planet Space Sci., 14, 1085, 1966; Planet Space Sci., 14, 1105, 1966.  
Bates O. R., Proc. Roy. Soc. London, 1253, 45, 1959.  
Bauer P., P. Waldteufel, C. Vialle, Radio Science, Vol. 9, No. 2, 77-83, 1974.  
Bauer P., P. Waldteufel, D. Alcayde, J. Geophys. Res., 75, 4825, 1970.  
Bernard R., These d'Etat, Paris VI, 1978.  
Bertin F., J. Testud, L. Kersley, P. R. Rees, Journal of Atm. and Terr., 40, 1161, 1978.  
Blanc M., P. Amayenc, J. Geophys. Res., 84, 2691, 1979.  
Bouvet, J., M. Lafeuille, Note Technique CRPE/124, 1982.  
Bouvet, J., M. Lafeuille, Note Technique CRPE/165, 1988.  
Carru H., R. Chezelemas, M. Clement, M. Petit, M. Reyssat, J. Ribes, CNET, Note Technique Projet C. D. S. 21, 1963.  
Chapman S., J. Bartels, Geomagnetism, Oxford University Press, London, 1940.  
Cira 1965, Cospar International Reference Atmosphere, 1965, North-Holland, Amsterdam, 1965.  
Dougherty J. P., D. T. Farley, Proc. Roy. Soc., London, A 259, 79, 1960.  
Dougherty, J. P., D. T. Farley, J. Geophys. Res., 68, No. 19, 5473, 1963.  
Evans J. V., Rev. Geophys. Space Phys., 16, 195, 1978.  
Gordon W. E., P. I. R. E., 46, 1824, 1958.  
Jacchia L. G., Smithsonian Astrophys. Obs. Spec. Rep., 170, 1964.  
Kamide Y., A. Brekke, J. Geophys. Res., 80, 587, 1975.  
Lejeune C., These d'Etat, Paris VI, 1973.  
Mazaudier C., M. Blanc, J. Geophys. Res., 87, 2465, 1982.  
Mazaudier C., R. Bernard, S. V. Venkateswaran, J. Geophys. Res., 90, 2885, 1985; J. Geophys. Res., 90, 6685, 1985.  
Petit M., Annales de Geophysique, T. 24, No. 1, pp. 1-38, 1968.  
Richmond A., R. M. Barnes, V. B. Wickwar, National Center for Atmospheric Research Internal Report, 1985.

- Reddy C. A., *Journal of Atm. and Terr. Physics*, 36, 1561, 1974.  
Risbeth H., O. K. Gariott, Academic Press, New York, 1969.  
Testud J., G. Vasseur, *Ann. Geophys.*, 25, 525, 1969.  
Testud J., These d'Etat, Paris VI, 1973.  
Vasseur G., *Journal of Atm. and Terr. Phys.*, 31, 397, 1969.  
Vidal-Madjar D., *Journal of Atm. and Terr. Physics*, 40, 685, 1978.  
Waldteufel P., *Planet Sci.*, Vol. 18, pp. 741-748, 1970.  
Woodman R. F., Harvard University, Division of Engineering and Applied Physics, Technical Rept. N. 3, 1967.

CNET/CRPE,  
Saint-Maur-des-Fosses, FRANCE

# MAGNETOSPHERIC AND THERMOSPHERIC CONTROLS OF LOCAL IONOSPHERIC PROCESSES RESULTING IN INSTABILITIES AND PLASMA IRREGULARITIES

*E. P. Szuszczewicz*

## 1. INTRODUCTION

While ionospheric research has been actively pursued for more than thirty years, the fact remains that our understanding is far from complete, and the world community has yet to develop a genuinely predictive model for the state and condition of the ionosphere. We need only review our inadequacies in predicting substorm effects, dynamics of the auroral oval, sporadic-E, and equatorial spread-F. While we venture forward with deep space planetary probes, and energetic particles beam and chemical release experiments in space, we have yet to understand the thermospheric and magnetospheric forces that drive the ionosphere and the associated manifestations of electrodynamic coupling processes. The fundamental limitations in understanding the dynamics of the Earth's ionosphere involve a grossly-inadequate database to describe global distributions of electric fields and thermospheric winds. We must address these limitations and expand the database to understand ionospheric dynamics carried to the limit of plasma irregularity distributions.

In the pursuit of these goals, it must be recognized that while heliospheric, atmospheric, magnetospheric and ionospheric investigations have historically developed as separate entities, the individual names should not obscure the fact that atmospheric and ionospheric species respond in a sensitive and interconnected fashion to changes in the

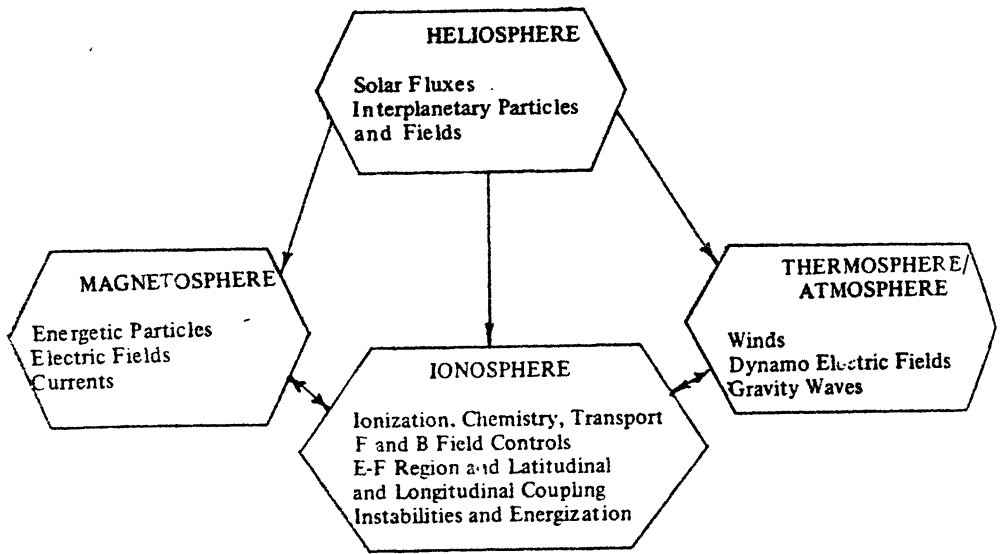


Fig. 1. Simplified illustration of cause-effect terms in the coupled solar-terrestrial system

coupled system that we call the solar-terrestrial environment. As a primary energy input term, the heliosphere is spatially and temporarily variable, imposing its variability on the magnetosphere, ionosphere and thermosphere, each of which in turn influences the other's time-dependent behavior. Generically, this can be termed "electrodynamic coupling" recognizing that the magnetosphere and ionosphere-thermosphere, independently and interactively, create electric fields and currents that influence each other. A schematic of the interconnectivity is presented in fig.1, showing the inputs and responses in a closed chain of relationships which involve currents, electric fields, charged and neutral-particle distributions, and winds. The task before us is to understand how the contributing elements interact and are manifested in the full complement of coupling terms in the time-dependent behavior of the global-scale ionosphere. This understanding is to be global, self-consistent and quantitative - and represent a developed capability for predictions of passive and reactive ionospheric and thermospheric responses to energy inputs from all elements in the system. Presently there are some serious impediments to this understanding. The first is a grossly inadequate database upon which to test our understanding of the important dynamics of the thermosphere and the separate roles of magnetospheric



and dynamo electric fields. There is also a lack of a systematically organized data acquisition scheme that represents the heliospheric and magnetospheric controls on the one hand, and a self-consistent specification of the ionospheric plasma density and energy distributions on the other. There is no program today (including ISTP [1]) effectively addressing these issues. ISTP documentation refers to the ionosphere as the "interface or transition zone in geospace". It is indeed that, for it responds to the major driving forces of solar heating and magnetospheric-ly-imposed electric fields and energetic particle precipitation... some directly inputted from the solar wind and some resulting from prompt or delayed energy transfer processes in the magnetosphere. Second and third order processes in the ionosphere contribute to varying levels of spatial and temporal variability. Included here is the complex mixture of local and non-linear responses of the ionosphere and thermosphere to the imposed spectrum of particles and fields, the intricate feedback mechanisms, the streaming-, shear- and current-driven instability processes at high and equatorial latitudes, and the contributions from lower atmospheric disturbances which can propagate to altitudes above 100 km. One of the strongest examples of feedback results in the ionosphere being the primary source for the entire magnetospheric plasma content. This appears to be especially true in the 300 - 700 km  $O^+$  - dominated ionospheric domain.

The international community must significantly improve the databases for thermospheric winds and electric fields, and couple the results with correlated measurements of "in situ" and global-scale ionospheric responses. We must track the densities, energies and irregularities in the ionosphere and assure that the evolving picture is consistent with prevailing conditions in the heliospheric and magnetospheric domains. We must seek a picture that is complete and self-consistent; and we must require that it meets the rigors of scientific intuition and interactively validates our numerical models which attempt to include all of the known cause-effect relationships. The data and the models must be acquired and tested over a broad spectrum of solar phenomenologies and geomagnetic conditions, and include seasonal, diurnal and UT/LT effects. This is an ambitious set of requirements, but the world scientific community with appropriate agreements and coordinated activities is properly positioned to meet the task. One such program is SUNDIAL [2], an international program of cooperative solar-terrestrial research supported by the National Science Foundation.

To fully understand the ionosphere and the solar, interplanetary,

magnetospheric and thermospheric controls, means that we must at least be able to predict the densities and heights of each ionospheric layer at any place, at any time and under any conditions. We must be able to predict the dynamics of the layers extended to the limit of unstable geoplasma states and the specification of associated irregularity scale size distributions. In this regard the  $F_2$  -region of the ionosphere is best understood, but that understanding is not without limitations. In the sections which follow there will be a brief review of our current understanding of irregularity distribution functions at high and equatorial latitudes. There will be commentary on their local causal mechanisms, but the primary focus will be to develop an understanding of the magnetospheric and thermospheric processes which establish the "a priori" conditions which trigger the instability process or otherwise control the morphology of ionospheric irregularities. The treatment will include a case study from the SUNDIAL program [2], followed by a statement of future activities and research thrusts.

## 2. GLOBAL-SCALE F-REGION MORPHOLOGIES AND PHENOMENOLOGIES

A phenomenological perspective of F-region geoplasma domains is presented in fig. 2, with the illustration broadly intended to depict geomagnetic controls, day/night variability, and coupling to the magnetosphere. The schematic presentation is in the noon-midnight meridian, with the midnight equator at the very left of the figure, the north-polar cap in the center, and the noontime equator to the right. The figure identifies three different phenomenological domains, the equatorial, midlatitude and polar regions.

The nighttime equatorial region has received a substantial level of intensive investigation and accordingly is far better understood than its high-latitude counterpart. Made up of structures that span six orders of magnitude [3-5] (hundreds of kilometers to fractions of a meter), the disturbed nighttime equatorial condition defined as equatorial spread-F (ESF) has come to be characterized by large scale plasma "bite-outs" on the long wavelength end of the spectrum and by meter-scale radar backscatter plumes toward the shortest wavelength portion of the irregularity distribution. These bite-outs are naturally occurring ionospheric holes with complicated vertical and horizontal distributions. As a macroscale feature, these holes can be as great as 100 kilometers in width with depletion levels in the range of 1-2 orders of magnitude. These macroscale features generally co-exist with smaller scale structures (down to meters in size) on their topside boundary and east/west walls. The overall equatorial

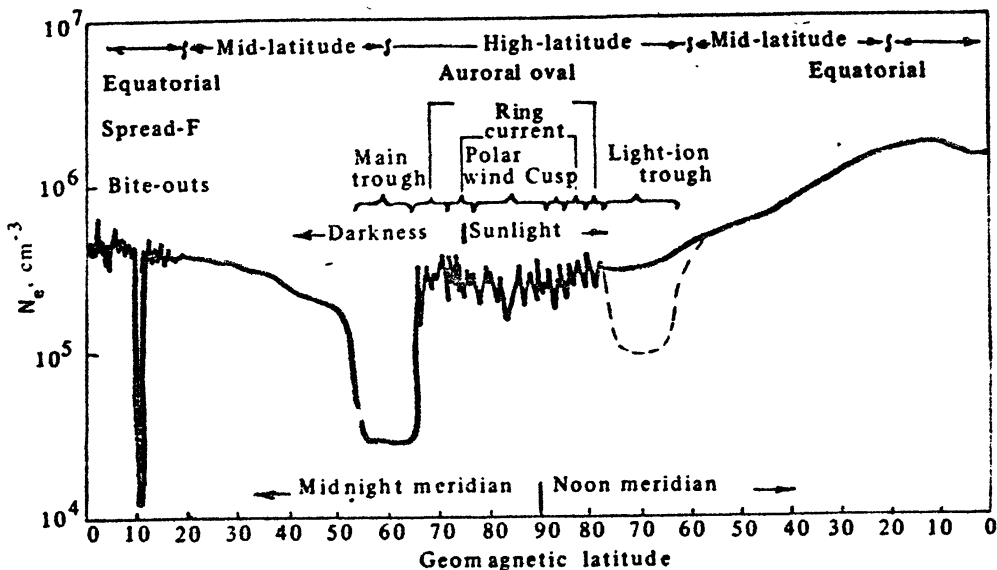


Fig. 2. Phenomenological perspective of ionospheric F-region domains (at 350 km) portrayed in a noon-midnight meridian

spread-F process is a nighttime phenomenon (approximately  $2300 \pm 300$  hours local time) centered about the geomagnetic equator in a belt about  $\pm 20$  wide in latitude, with seasonal, solar-cycle, and day-to-day variations superimposed.

In the plasma model of the equatorial spread-F process, the generation of irregularities has been identified with a hierarchy of instability mechanisms (see e.g. fig. 3 and 4) generally initiated on the bottomside gradient of the  $F_2$  layer and primarily associated with collisional Rayleigh-Taylor and the  $\vec{E} \times \vec{B}$  gradient-drift instabilities (for irregularities in the approximate range 100 m to 2 km). A full accounting of the complete irregularity distribution includes a proposed velocity-sheared Rayleigh-Taylor mechanism at longer wavelengths (1-50 km), universal drift waves at transitional dimensions (appr. 10-200 m) and an assortment of candidate processes (including the kinetic lower hybrid drift instability) in the shortest wavelength regime ( $< 20$  m) (see, for example, Refs. [4-6]). A synthesized perspective of irregularity power spectral density behavior is presented in fig. 4, showing a  $\kappa^{-1.8}$  power spectral behavior  $\kappa = 2\pi/\lambda$  at larger wavelengths (2-60 km, the proposed velocity-sheared Rayleigh-Taylor regime), steepening to a  $\kappa^{-2.4}$  dependence at intermediate size irregularity structures (100 m to 2 km, the collisional Rayleigh-Taylor spectral region). The transitional wavelength domain (20 - 200 m) can steepen even further ( $\kappa^{-4.8}$  in ionospheric

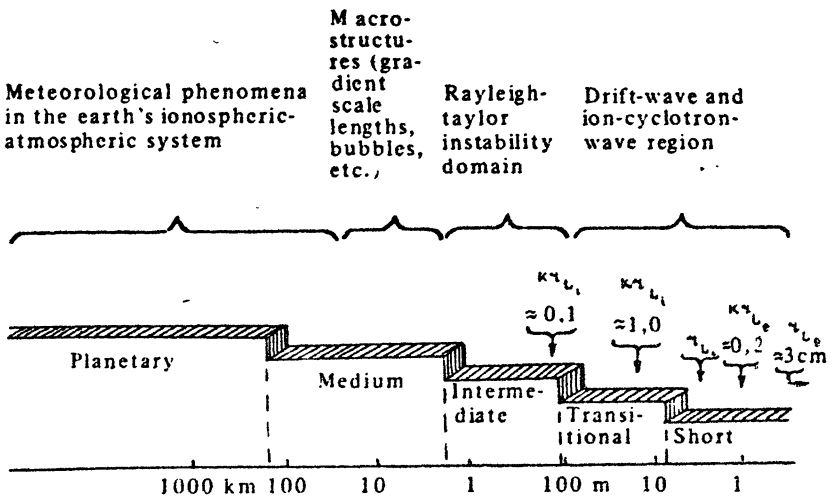


Fig. 3. A simplified synoptic perspective of the full domain of equatorial F-region irregularities with potential mechanisms. Characteristic lengths are the wave number  $\kappa = 2\pi/\lambda$  and the ion and electron gyroradii  $r_i$  and  $r_e$  for  $M_i = 16$ ,  $T_e = 1350$  K,  $T_i \sim 500$  K, and  $B = 0.3$  G

domains with steep density gradients), while the shortest wavelengths ( $\lambda \approx 20$  m) manifest an almost resonant-like behavior with no systematic power law behavior.

Next to the nighttime equator, the high-latitude domain ( $|\text{MLAT}| \geq 55^\circ$  at night,  $|\text{MLAT}| \geq 65^\circ$  in the day) is of substantial concern because of its complicated and important role in processes intrinsic to the global ionospheric system itself, and because of its interactive coupling to the magnetosphere. With nearly vertical geomagnetic field lines the high-latitude ionosphere readily couples to the magnetosphere, allowing energetic particle entry and participation in complex processes in the auroral oval and with the ring current, polar wind and the polar cusp. Furthermore, enhanced ionization levels and convective electric-field-driven transport properties couple to thermospheric constituents and generate wind systems with consequences that can be seen at lower latitudes.

Generally, high-latitude ionospheric structures are less intense than those at the equator. Unlike the equatorial region, the high-latitude ionosphere can be distributed on a nearly 24-hour/day basis with inter-altitude coupling effects facilitated by the nearly-vertical geomagnetic field-line structure. As a major near-Earth sink for solar and magnetospheric events, high-latitude ionospheric plasma populations are a culmination of physical processes that include EUV and energetic-particle ionization, ion chemistry horizontal and field-aligned transport, gradient- and current-driven instabilities, acceleration processes, and a host of mecha-

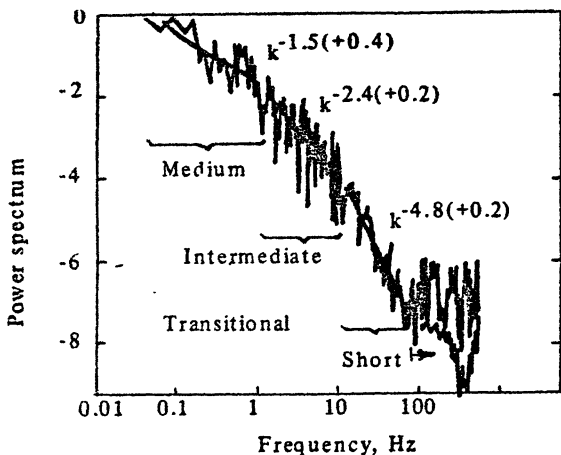


Fig. 4. Power spectral distributions of equatorial spread-F irregularities from 50 km scale sizes to dimensions near 1 m. Abscissa is rocket-borne telemetry sampling rate which has a different scale-size conversion for the synthesized segments of the power spectral [ from Singh and Szuszczewicz ]<sup>4</sup>

nisms yet to be uncovered in unraveling the global-scale picture [7-22].

The solar-EUV-produced component varies smoothly across the polar cap while the ionization component identified with energetic electrons provides the zero-order source term for plasma structure. This is illustrated in the plasma density panel in fig.5. In general, it is important to recognize that electron precipitation at high-latitudes is variable in its energy distribution, horizontal extent and temporal characteristics.

As a result, it creates horizontal and vertical ionospheric plasma structure by virtue of its own spatial, temporal, and energy configuration, and it provides a free energy source for a number of current-driven and two-stream ionospheric-plasma instability processes.

As mentioned in the preceding paragraph, the particle-produced plasma structure represents a primary input term for the overall process of irregularity distribution. Once created, local plasma structures are subjected to magnetic-field controls, a magnetospherically-imposed convection electric field and interactions with superimposed winds and current systems (see top panels of fig. 5). That irregularities are not always locally produced but can be transported from other regions has been established at high latitude by a number of observations complemented by large-scale modeling [16].

In general, the plasma structure produced in the high-latitude ionosphere covers a very broad range of scale sizes, ranging from hund-

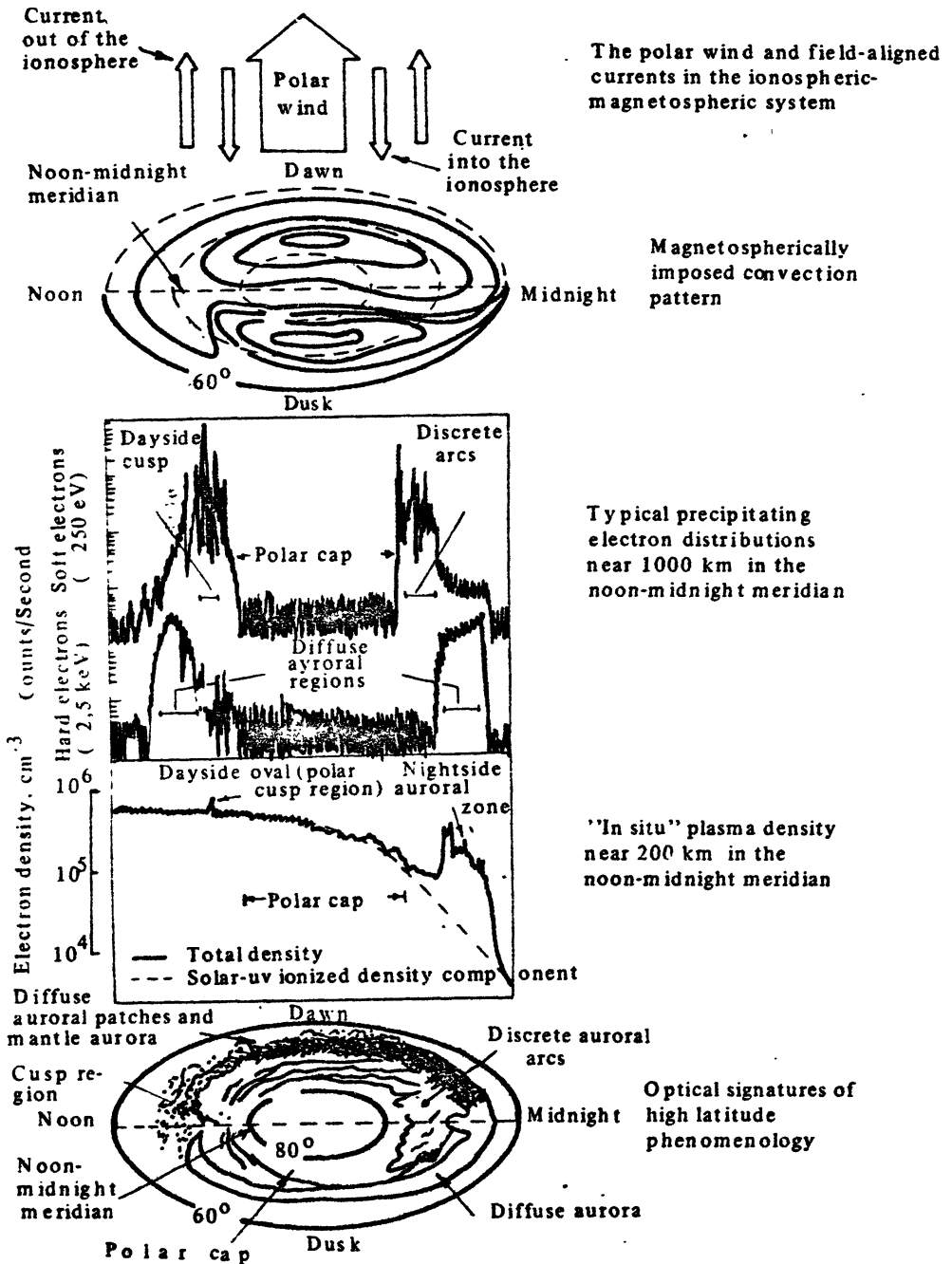


Fig. 5. Composite illustration of high latitude ionospheric processes including optically-derived phenomenology, plasma density structures, precipitating particle distributions and coupling to the magnetospheric through a convective electric field, field-aligned currents and the polar wind. The format is in coordinates of magnetic local time and magnetic latitude with specific adaptations from the works of Akasofu [1981], Rodriguez and Szuszczewicz [1984], and C. I. Meng (private communication, 1983)

reds of kilometers to meters [14,17 - 22], but unlike the situation at equatorial latitudes, concerted efforts have yet to fully characterize the spectral behavior of irregularity distributions in each of the high-latitude regions. One should expect that irregularity distributions will be different in the dawn-, dusk-, noon-, and midnight ovals, and that there would be an altitude-dependence (associated with local physical processes) in the spectral distributions. Some of these behaviors have been seen in the S3-4 satellite results of "in situ" plasma density observations across the summer North Pole and winter South Pole domains. (See Szuszczewicz et al. for orbital details and measurement characteristics [23]). Sample data from Singh et al. [22] are presented in fig. 6 and 7 and their review is pertinent to irregularity scale size distributions, associated global-scale transport properties, and ion-chemical controls.

North Polar ionospheric observations shown in fig.5 and 7 were in the molecular-ion (i.e.,  $\text{NO}^+$  and  $\text{O}_2^+$ ) dominated altitude region below 200 km, while the South Polar ionospheric region was sampled at somewhat higher altitudes (approximately 260 km) where the  $\text{O}^+$  atomic ion tended to be the dominant constituent. These differences has a major impact on the resulting observations. North Polar irregularities ( $\delta[\text{NO}^+]$ ) are shorter lived and therefore show effects of local processes; South Polar irregularities ( $\delta[\text{O}^+]$ ) are longer lived and can be transported large distances from their source domain. This is evident in the % occurrence plots of fig. 6. North polar (low altitude,  $\delta[\text{NO}^+]$ ) irregularities are dominant in the day- and nightside oval but not in the cap, a direct result of particle precipitation morphologies. On the other hand, longer lived ( $\delta[\text{O}^+]$ ) irregularities are transported throughout the South Polar cap and the resultant % occurrence plot showed no distinguishable features for any of the domains.

The differences in irregularity lifetimes are also manifested in the irregularity scale-size distributions. To demonstrate this, we focus on a synoptic perspective of the power spectral distributions of the observed irregularities ( $P(\kappa) \propto \kappa^{-2} = (2\pi/\lambda)^{-2}$ ) in the 1-50 km wavelength regime ( $\lambda =$  irregularity wavelength) as published by Singh et al. [22] A typical result is presented in fig. 7, which includes histogram plots of measured spectral indices (" $x$ " in  $\kappa^{-2} = (2\pi/\lambda)^2$ ) in the polar cap ionosphere. The left panel of fig. 7 summarizes the lower-altitude sunlit North Polar ionospheric results, while the right panel of fig. 7 summarizes the higher-altitude South Polar counterpart. The abscissa is the computer-fitted spectral index, while the ordinate is the observed frequency of

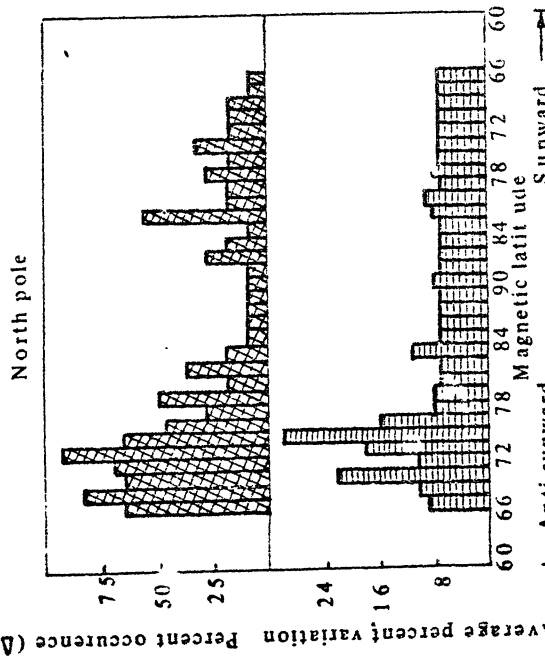
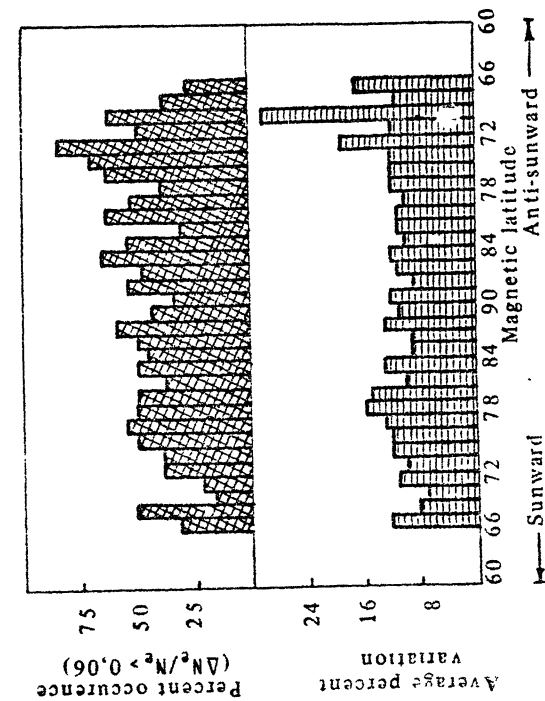
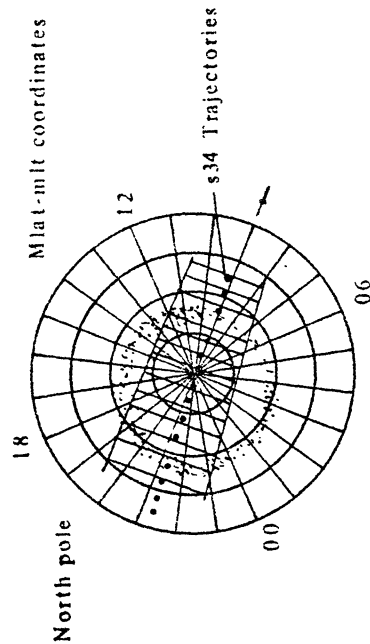
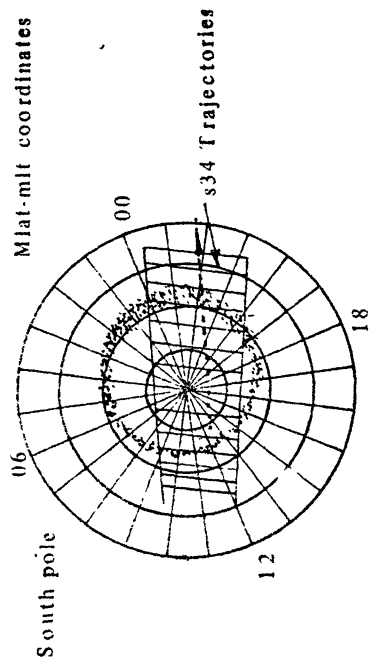


Fig. 6. (Top) The S3-4 satellite trajectories used in the data analysis, with modelled oval (hatched) in MLAT-MLT coordinates. The middle and lower panels show percent occurrence of density variations over average variation, and average variations in electron densities versus magnetic latitudes, respectively [from Singh *et al.* 1987] [22]



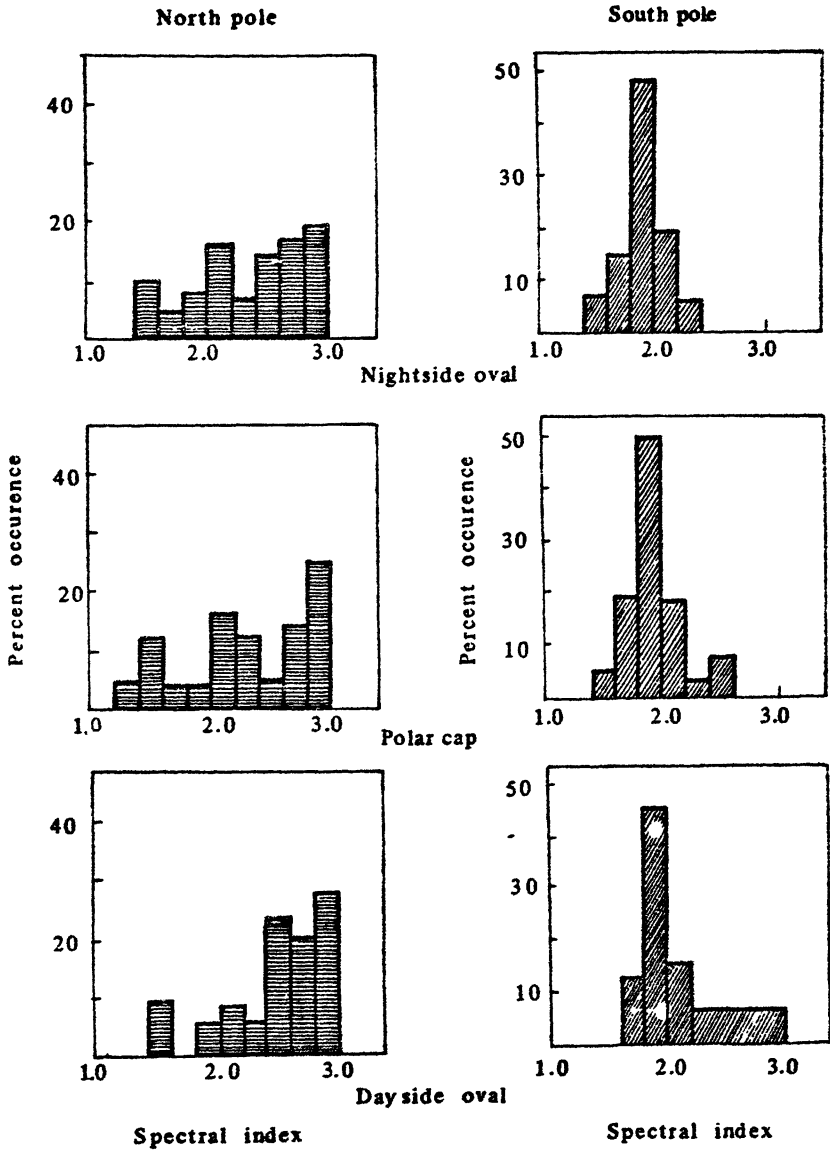


Fig. 7. Percent occurrence histograms showing spectral indices for high-latitude irregularities in the nightside/dayside oval and in the polar cap under geomagnetically quiet condition ( $AE < 300$ ) [adapted from Singh et al 1987] [22]

occurrence. The differences across the polar regions are seen to be rather dramatic. There is a well-defined most probable spectral index at  $x = 1.9$  in the higher-altitude South Polar region, while the lower-altitude North Polar region displays a broad range of indices with no clearly-defined most-probable behavior. The differences point to differences that can be identified with "ordered" and "unordered" plasma processes. At higher-altitudes, the irregularities are much longer lived and more likely to manifest susceptibility to well-defined plasma instability processes with predictable irregularity spectral distributions. On the other hand, in lower altitude regions where irregularity distributions are primarily a function of the spatial distributions of precipitating particles (largely a nondeterministic process), the spectral indices will tend to be broad ranging, without an easily identified most-probable value. More detailed comparisons are made for each of the high-latitude domains, including the dayside and nightside ovals, in the work of Singh et al. [22,24] .

Results like those in fig. 6 and 7 are providing a substantial database for understanding the causal mechanisms responsible for the full spectral distribution of irregularities and their global scale transport properties in the high-latitude ionosphere. But because of the near-vertical magnetic field, the complex nature of energetic precipitation patterns, and the myriad of inter-altitude coupling mechanisms, substantially more work must be done, including vertical profile information from rocket-borne sensors and ground-based diagnostics. While ground-based diagnostics are site-specific, they are very useful for long-term systematic studies e.g., Baron et al., 1983 [25]. When coupled with similar diagnostics capabilities at other locations, they can also contribute to the understanding of large-scale ionospheric coupling processes and the role of interlongitudinal and latitudinal transport.

### 3. A CASE STUDY OF MAGNETOSPHERIC AND THERMOSPHERIC CONTROLS

The ultimate test of our understanding of solar-terrestrial processes that control the ionosphere should go beyond specification of the morphologies, phenomenologies and irregularity distributions, and extend to the domain of global-scale predictions. While this is a noble (if not improbable) goal, experimental and theoretical tools have progressed to the point where it appears within the realm of possibility . . . at least within a prediction scheme [26] that accounts for processes that occur within a time frame of hours  $< t < a$  27 day solar rotation period (referred to as intermediate term prediction). Such predictive capabilities should in-

clude the accurate specification of the laminar properties of the global-scale ionosphere (heights and densities of the ionospheric layers), including dynamic responses to magnetospheric storms (e.g. vertical movement in layer heights), and the triggering of ionospheric instability processes.

Within this context, the 1984 SUNDIAL campaign made several advances that contributed to an increased understanding of solar-terrestrial coupling processes and an improved capability in intermediate-term predictions [1,26]. It was a campaign that involved eight days of around-the-clock measurements of the global-scale ionosphere, complemented by solar, interplanetary and magnetospheric inputs. Particularly valuable to the ionospheric complement and associated magnetometer measurements were solar observations of a cross-equatorial coronal hole, interplanetary particle and field characterizations of a high speed solar wind stream by the IMP -8 spacecraft, specification of exo-ionospheric inputs to high latitudes by NOAA/TIROS satellite measurements, and the synoptic field and energy input terms developed in collaboration with the Millstone Hill radar facility. The measurement and modeling activities covered both quiet and disturbed conditions, with emphasis on an accurate specification of the quiescent state of the global-scale ionosphere and the dynamic effects of two substorms that occurred during the campaign. One of the two substorms resulted in the most intense condition of equatorial spread-F ever recorded. Of particular importance to predictions, the 84 campaign was able to trace coupling processes through a spectrum of events that started with the coronal-hole-generated high-speed solar wind stream. Measurements and models accounted for interplanetary magnetic field dynamics, the development and decline of magnetospherically-imposed cross-polar cap potentials, the "stirring" of fossil winds at high-latitudes, associated penetration of attendant electric fields to the equatorial domain and their catalytic effects in the triggering of equatorial spread-F.

SUNDIAL-84 covered the 5-13 October 1984 period which was approaching solar minimum in the declining phase of Solar Cycle 21. It was a flare-free interval that included the rise, maximum, and fall in the velocities of a co-rotating high-speed solar wind stream emanating from the equatorward extension of polar coronal hole. With the exception of the transition to the dynamics associated with the high-speed stream, solar phenomenology at that time was nominally that of a typical solar minimum condition. Solar activity was very low throughout the SUNDIAL period with the Sun spotless for several days. There were no

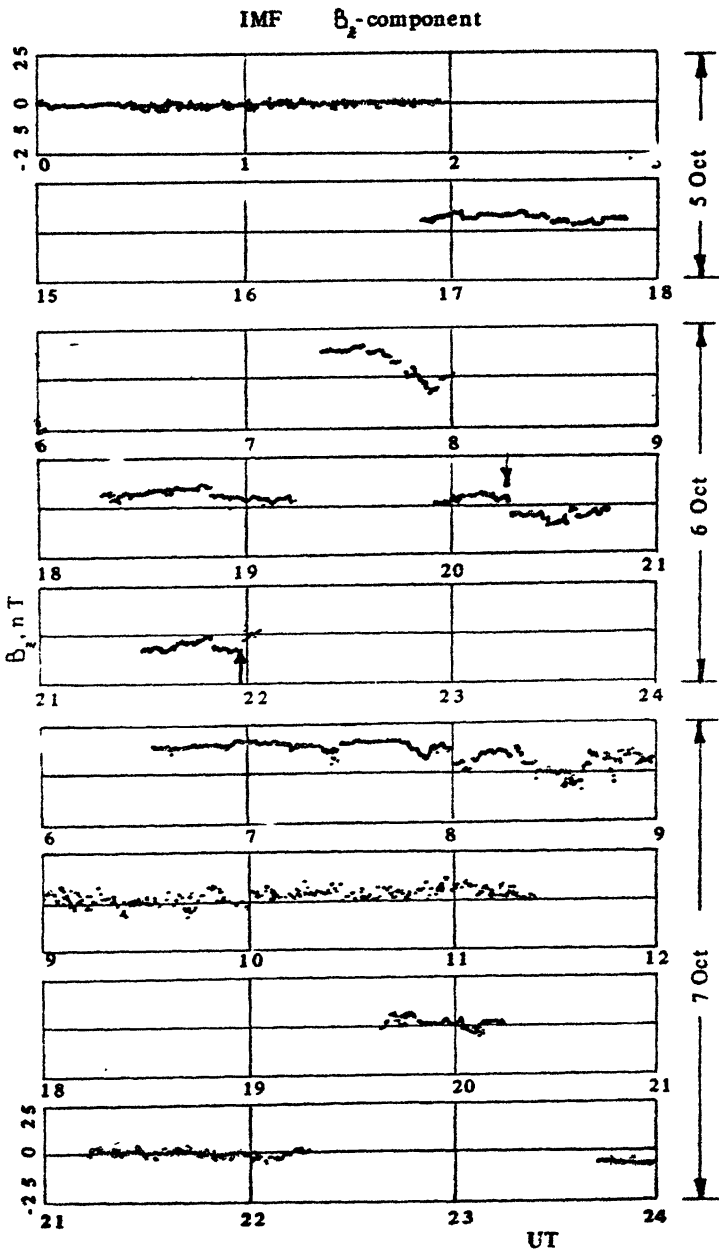


Fig. 8.  $B_z$ -component of the IMF for all measurement periods of the IMP-8 spacecraft on 5, 6 and 7 October 1984.  $B_z$  units in nT. (Courtesy of R. Lepping at GSFC)

significant flares at soft-x-ray wavelengths (1-8 Å), or notable solar radio noise events during the period; and only a few optical flares were reported with no significant enhancements in energetic particle fluxes measured at geosynchronous satellite altitudes. The trans-equatorial coronal hole and the associated interplanetary particle and magnetic field dynamics provides the causal terms for magnetospheric and ionospheric disturbances observed at the end of the second day in the SUNDIAL-84 campaign [1]. The geomagnetic field was mostly quiet on the 5th and 6th ( $A_p = 7$  on the 5th) and throughout the major portion of the SUNDIAL observation period.

Analysis of high-latitude magnetograms [2c] supported the existence of quiescent ionospheric and magnetospheric conditions at SUNDIAL times prior to 2000 UT on 6 October. The period 2000-2100 UT marked the onset of a substantial substorm with the full development at 2200 UT (600  $\gamma$  maximum excursion). This onset is reflected in the southward turning of the IMF at 2018 UT on 6 October (see fig. 8) and in the  $D_{st}$  and AE indices plotted for 6-7 October 1984 in fig. 9. Several of the magnetogram sites indicated the beginning of a recovery phase at about 2220 UT, and at 2300 UT all stations had recovered. These results were consistent with the IMF data in fig. 8, which show a southward turning of the IMF at 2018 UT on the 6th, with a sudden northward reversal at 2200 UT. The magnetogram results and attendant AE indices (see Reference 2c) also suggest that the IMF maintained its northward orientation throughout the rest of the evening on the 6th (filling in the gap in the IMP-8 data). Magnetogram analysis also points

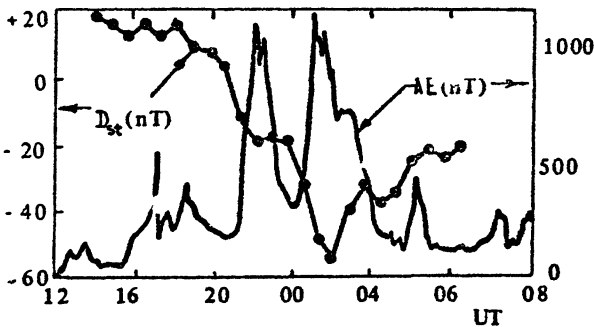


Fig. 9.  $D_{st}$  and AE indices for 6 - 7 October 1984 (adapted from Spiro et. al. 1988) [2c]

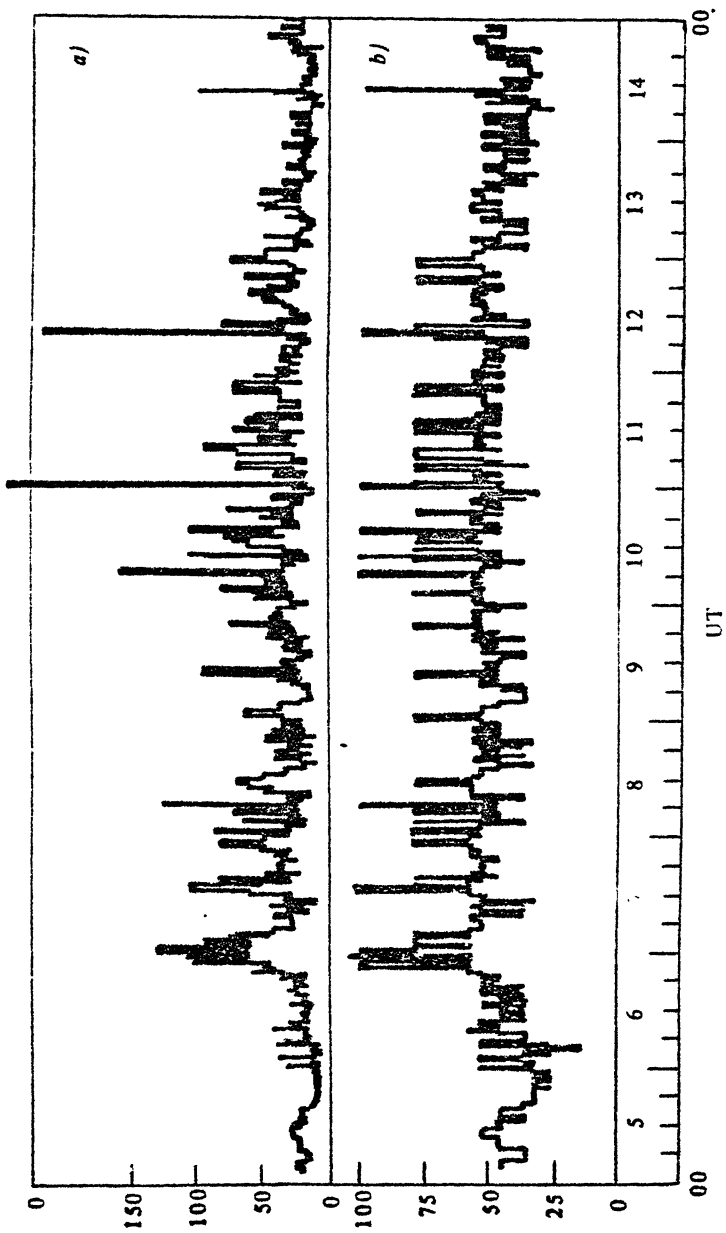


Fig. 10. Energetic particle precipitation power at high latitudes (a) and the cross polar-cap potential (b) for the SUNDIAL-84 period as calculated from NOAA/TIROS satellite data (Courtesy of J. Foster, see e.g. Foster *et al.*, 1986)



Fig. 11. Jicamarca radar plot of reflected energy from domains of 3-m plasma irregularities during the equatorial spread-F event of 6-7 October 1984 (UT = LT + 5 hr)

to another substorm in the period 0100-0200 on the 7th.

A measure of energetic particle precipitation power at high latitudes and the cross polar cap potential throughout the entire SUNDIAL period was made available through the NOAA/TIROS "precipitation activity index" [27]. The results are presented in fig. 10, with an inspection of the data showing a correlation with the events described on 5 through 7 October. The figure also shows for that period a sustained precipitation power greater than 70 GW and a cross-polar cap potential averaging about 75 kV. These levels of power and potential correspond to a precipitation activity index 8 to 9 and an average  $K_p$  between 4<sup>+</sup> and 5<sup>-</sup>. Further inspection of fig. 10 shows the low input power levels on 5 October and through 20 UT on 6 October, and again in the final two days, 12-13 October, of the campaign.

The "record setting" SUNDIAL-84 spread-F and associated 3m irregularity plume events at the Jicamarca Radar Observatory (fig. 11) followed a rapid increase in the vertical F-region plasma drift velocity that had its onset at about 1900 LT, [2a,c]. This vertical drift velocity enhancement, at a universal time of 00 UT on 7 October, is typical of low latitude electric field penetration events during magnetospheric disturbances. Such events in the dusk sector are often associated with sudden increases in magnetospheric convection (Refs. [2c, and 28]). Its occurrence, immediately following the normal evening F-region dynamo

induced pre-reversal enhancement in the vertical ionization drift ( that had an onset at 18 LT (23 UT) on this day, see fig. 12), is believed responsible for the intense nature of this unprecedented spread-F event over Jicamarca ([2c, 2g and 29]). Simultaneous fluctuations in F-layer heights and horizontal (  $H$  ) components in magnetograms were observed at locations in the American, African, Indian, and Southeast Asian sectors of the equatorial zone (see e.g., fig. 12). Evidence of coupling of the different ionospheric height domains was also detected at a number of geographic regions as well as on a global scale (Abdu et al. [2g]).

The campaign provided two distinct opportunities to model and test developing concepts for interplanetary magnetospheric and high-latitude controls over thermospheric winds and equatorial F-region dynamics. The two events (one of which was discussed above as "record setting"), represented by the vertical drift velocity measurements in fig. 12 and 13, corresponded to the onset and recovery phases of separate substorms. More specifically, they were associated with southward and northward turnings of the IMF and the associated increase (fig. 12) and decrease (fig. 13) in convection electric fields at high latitudes. Fig. 12 presents a 24 hour time base covering 6-7 October 1984, with the smooth solid line representing the typical diurnal trend discussed above. The irregular solid line presents the data available during the late afternoon and early evening hours, while the cross-hatched region from 19 through 3 hr LT depicts an ESF condition which precludes drift velocity measurements. The onset of ESF during the period of pre-reversal enhancement in fig. 12 has been associated with a southward turning of the IMF, an increase in the magnetosphericly-imposed cross polar cap potential from 40 to 90 keV, and an immediate penetration (as measured and modelled) of increased electric fields to the nighttime equatorial domain 2c. The penetrating eastward fields at a time when the equatorial F-region ionosphere was pre-conditioned for ESF onset is believed to be the catalyst which triggered the "record setting" spread-F event that occurred in the period following 19 hr LT [2a,c]. The numerical modelling experiments which describe the overall coupling of interplanetary plasma and magnetic field parameters through the magnetospheric and high-latitude ionospheric domains to the equatorial F-region are detailed in the work of Spiro et al. [2c] and will not be further elaborated upon here. Instead, we will discuss the event depicted in fig. 13.

Fig. 13 shows that at about 0100 LT (0600 UT) the vertical drift velocity increased suddenly by approximately 20 m/s above the normal quiet-time value for that time of night. This change corresponds to an



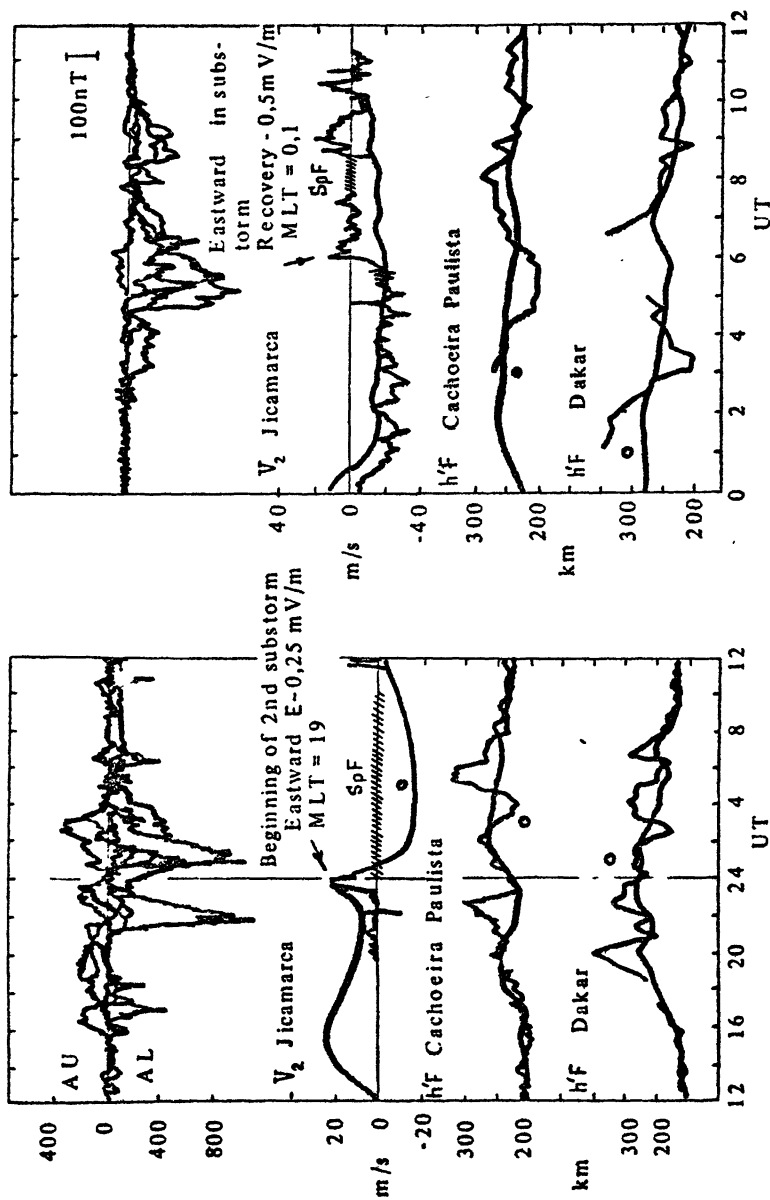


Fig. 12. High latitude magnetic field, equatorial F-region vertical plasma drift velocity, and h'F variations during 6-7 October 1984. The dots indicate the times of local midnight (from *Spiro et al. 1988*).

Fig. 13. High latitude magnetic field (top), equatorial F-region vertical plasma drift velocity, and h'F variations during 0-12 UT, 6 October 1984. The dots indicate the times of local midnight (from *Spiro et al. 1988*)

increased eastward electric field of  $0.5 \text{ mV/m}$ , an enhancement that occurred during the recovery phase of a substorm observed at high latitudes in about the same longitudinal sector [2c]. Such a strong eastward electric field perturbation in the midnight-to-dawn sector is a typical observation for a sudden northward turning of the IMF after having been in the southward IMF configuration for one or more hours [28,30]. To develop insight into the coupling processes and to establish a meaningful quantification for contributing terms, a series of numerical experiments was carried out with the Rice Convection Model (RCM) developed by Wolf and coworkers [2c,31]. The numerical experiments assumed an idealized substorm, patterned after the high latitude time profile of cross-polar-cap potential in the 6-7 October period (see fig. 10). That model supported the interpretation of results in fig. 12 and was employed in attempts to fit the results of fig. 13. Comparison of model results with the observations in fig. 13 led to the following conclusions: 1) Model calculations performed under the assumption of zero neutral wind were consistent with the observations with regard to pattern and maximum strength, but not with regard to duration; 2) The most promising theoretical explanation for the observed 1-2 hr duration of the low-latitude response to decreased convection (see fig. 13) seemed to be the "fossil-wind" idea suggested by A.D. Richmond. The second result is of special significance.

The "fossil-wind" concept (schematically illustrated in fig. 14) addressed disturbance electric fields at low latitudes associated with a northward turning of the IMF, suggesting that the low-latitude effects may be traced to the poleward movement of the shielding layer (and the equatorward edge of the auroral oval) when convection decreases. The poleward retreat of the shielding layer can leave behind a high-latitude neutral wind (termed "fossil" wind) with dynamo electric field effects which can penetrate unshielded to low latitudes. The agreement between the model results (with a "fossil wind") and observations helped elucidate the critical importance in the proper tracking of coupling processes that originated with a solar-driven interplanetary disturbance, and coupled through the magnetospheric and high latitude ionospheric domains to the equatorial F-region via the forces of auroral oval dynamics, winds and electric fields.

While modelling the event in fig. 13 (with the "fossil wind" concept of fig. 14) falls in the category of intermediate-term predictability, this does not mean that such a predictive capability is in hand. The results are not completely unambiguous and the "fossil wind" has only been

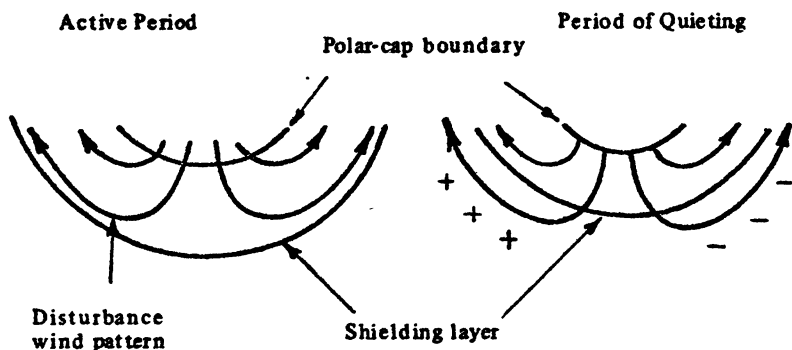


Fig. 14. Interaction of disturbance-dynamo winds with the shielding layer. Illustration of the "fossil wind" concept [from R. Wolf with idea originated by A. Richmond]

modelled in an extremely crude way. It does mean that the computer experiments performed with the Rice Convection Model have provided substantial insight into the interpretation of low-latitude ionospheric responses to dynamic interplanetary and magnetospheric events, particularly when those events include discrete and stable turnings of the IMF. This has given credibility to the developing concept referred to as a high-latitude-driven fossil wind, and for the first time focuses on a coupled system that includes the magnetosphere, the ionosphere and components of the thermosphere. While the current RCM model falls short of a self-consistent representation of all terms, it has allowed for an improved understanding of causal components that include tidal winds, F-region dynamo fields and magnetospheric events. Further improvements in the model specification of the magnetospheric, ionospheric and thermospheric domains hold promise for improved accuracy in understanding intermediate term events and attendant extrapolations to improved predictive capabilities.

#### 4. FOLLOW-ON ACTIVITIES AND ADAPTIVE EMPIRICAL MODELS

Since the SUNDIAL-84 activities, four additional campaigns have been carried out covering 8-14 day periods in September-October '86, May-June '87, March '88 and December '88. Analysis of results that is furthest along is that identified with September-October '86.

The SUNDIAL data analysis tools are better developed than those in '84. One such illustration is provided in fig. 15, where we have made use of a computerized data acquisition system in a way that allows VAX computer handling of our global-scale ionospheric observations and model predictions. Fig. 15 shows contours of  $f_0F_2$  as specified

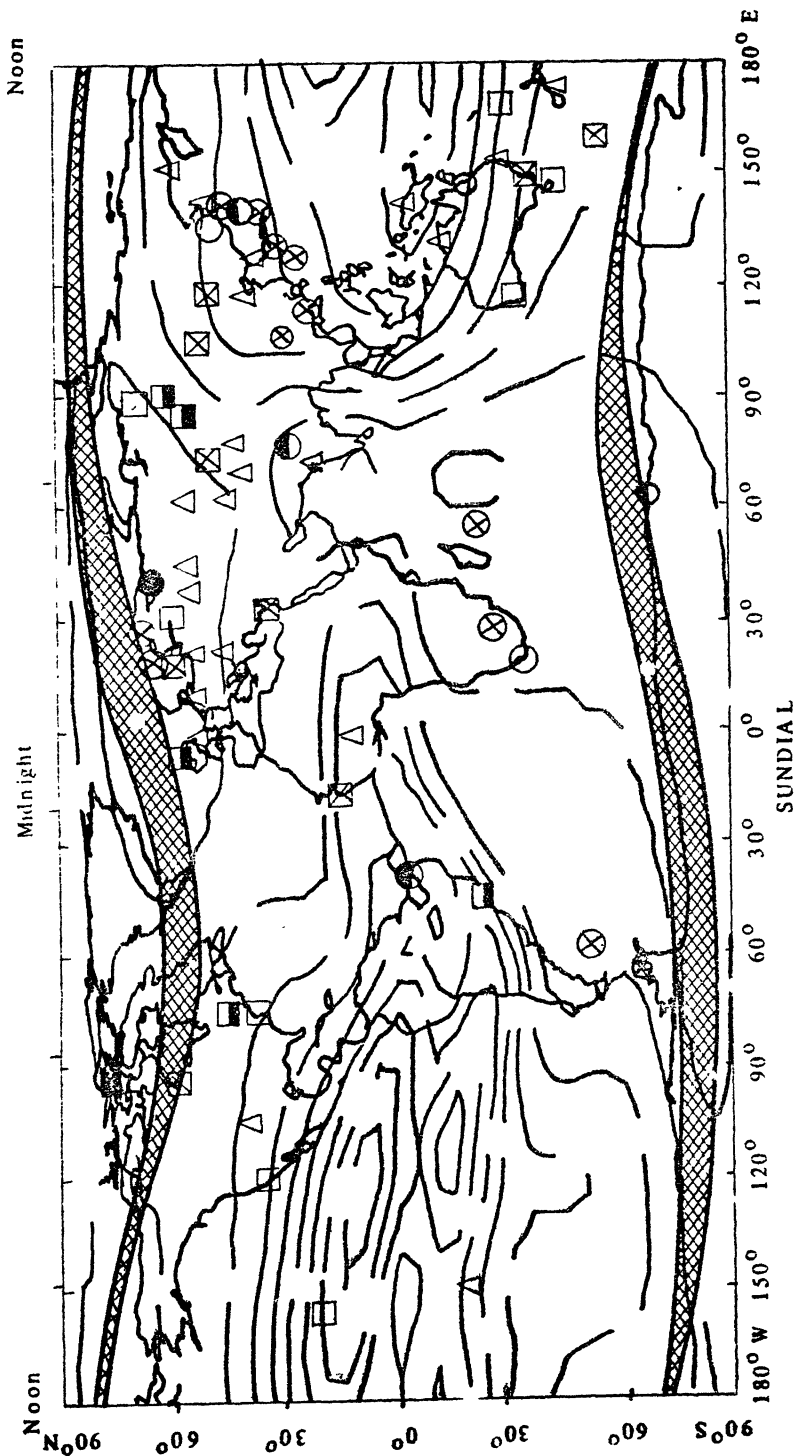


Fig. 15. Comparison of  $f_oF_2$  ( $= N_m F_2$  through plasma frequency relationship) observations for Sept. 22 - Sept. 30 1986 with the contour plots of the IRI,  $f_oF_2$  (MHz), including a Feldstein oval specification at  $q = 6$ .  $\Delta$ 's specify agreement within +5 %,  $\square$ ,  $\boxtimes$ ,  $\boxplus$ , and  $\blacksquare$  indicate the observations are less than IRI specifications by 5-10 %, 10-20 %, 20-40 % and > 40 % respectively.  $\circ$ ,  $\otimes$ ,  $\ominus$ , and  $\bullet$  have the same quantitative scaling but for observations greater than the IRI specifications

by the International Reference Ionosphere [32] (IRI) for UT=0 under solar minimum conditions ( $R_{10} = -10$ ) during the month of September. The symbols represent UT=0 ionosonde-station observations averaged for the September SUNDIAL-86 period. The triangles represent agreement within 5%, while circles/squares represent higher/lower observations than that specified by the local IRI values. As the symbols become filled, disagreement increases from 10% to greater than 40%. The worst case is represented by solid circles or solid squares. Comparisons of this type are now being executed at close intervals of time to study the transition of the global-scale ionosphere from its quiet condition on the 22nd to and through its most disturbed state on the 24th. Current analyses point to very good agreement between hourly 8-day-averaged observations and the global prescription of the IRI. On the other hand, specific time-progressive global plots of observations (e.g., starting with 0 UT, 22 September and running through 24 UT, 25 September at 3 hours increments) are revealing effects of auroral dynamics on  $N_2/O$  ratios as manifested in reductions in values of  $f_0 F_2$ . The time-progressive plots are also providing the fundamental basis for an adaptive empirically-derived global-scale ionospheric model that will assist in improved accuracy in longer-term predictions. SUNDIAL campaigns are continuing at 9-month intervals through December 1991 (i.e. as of this writing the remaining campaigns include September '89, June '90, March '91 and December '91), with a view to increased international collaboration and a strengthened database for global-scale electric fields and thermospheric winds. If the ultimate goal of a genuine predictive capability is to be achieved, the ground-based, solar, interplanetary and magnetospheric observational components must be complemented with synoptic "in situ" satellite diagnostics that will:

- 1) Measure the F-region thermospheric densities, temperatures and wind distributions as a function of altitude, latitude and longitude. The measurements must include specification of the UT/LT, seasonal, and solar effects, including the influences of varying levels of substorm activity;
- 2) Simultaneously measure global distributions of plasma drifts and electric fields, and correlate those measurements with the thermospheric observations to more completely understand the roles of atmospheric-dynamo and magnetospheric controls;
- 3) Measure the thermal ion and electron density and temperatures, allowing for the detection of non-Maxwellian or suprathermal components and a simultaneous analysis of power spectral dis-

tributions of electron density and ion mass fluctuations. These measurements must be correlated with the driving forces of electric fields and thermospheric winds, and provide a complete description of the ionospheric plasma in quiet and disturbed states. The measurements must also study the triggering and growth of geoplasma instability processes; and

- 4) Measure magnetic fields and current-system boundaries in order to determine the relative influences of winds, currents and fields on the ionospheric plasma observations.

#### ACKNOWLEDGEMENT

This work has been supported in part by the National Science Foundation (NSF) under Grant No. ATM-8513362. To the NSF and to all participating countries, institutions and SUNDIAL investigators, we extend our sincere thanks for dedicated support.

#### References

1. International Solar-Terrestrial Physics Program, NASA document on behalf of ESA and ISAS describing the science problems to be investigated and mission plan for the ISTP (NASA Headquarters, Code EE, Washington, D. C. 20546).
- 2.a. Szuszczewicz, E. P., B. Fejer, E. Roelof, R. Schunk, R. Wolf, R. Leitinger, M. A. Abdu, B. M. Reddy, J. Joselyn, P. Wilkinson and R. Woodman, A World-Wide Study of Interactive Ionospheric Processes and Their Roles in Transfer of Energy and Mass in the Sun-Earth System, *Annales Geophys.* 6, 3 (1988).
- 2.b. Schunk, R. and E. P. Szuszczewicz, First-Principle and Empirical Modelling of the Global-Scale Ionosphere, *Annales Geophys.* 6, 19 (1988).
- 2.c. Spiro, R. W., R. Wolf, and B. Fejer, Penetration of High-Latitude-Electric-Field Effects to Low Latitudes During SUNDIAL 1984, *Annales Geophys.* 6, 39 (1988).
- 2.d. Wilkinson, P., R. Schunk, R. Hanbaba and H. Mori, Interhemispheric Comparison of SUNDIAL F-Region Data with Global Scale Ionospheric Models, *Annales Geophys.* 6, 31 (1988).
- 2.e. Robinson, T. R., J. A. Waldock, M. D. Burrage, and T. B. Jones, High Latitude Ionospheric Response to Changes in the Interplanetary Medium. SABRE Observations During SUNDIAL, *Annales Geophys.* 6, 51 (1988).
- 2.f. Leitinger, R., P. Wilkinson and R. Hanbaba, The Ionosphere in Mid-Latitudes During the SUNDIAL Campaign, *Annales Geophys.* 6, 59 (1988).
- 2.g. Abdu, M. A., B. M. Reddy, G. O. Walker, R. Hanbaba, J. H. A. Sobral, B. Fejer, R. Woodman, R. Schunk, and E. P. Szuszczewicz, Processes in the Quiet and Disturbed Equatorial-Low Latitude Ionosphere: SUNDIAL Campaign 1984, *Annales Geophys.* 6, 69 (1988).
3. Szuszczewicz, E. P., Theoretical and Experimental Aspects of Ionospheric Structure: A Global Perspective on Dynamics and Irregularities, *Radio Science* 21, 351 (1986).
4. Singh, M. and E. P. Szuszczewicz, Composite Equatorial Spread-F Wave Number Spectra from Medium to Short Wavelengths, *J. Geophys. Res.* 89, 2313 (1984).
5. Kelley, M. C., R. C. Livingston, C. L. Rino and R. T. Tsunada, The Vertical Wavenumber Spectrum of Topside Equatorial Spread-F: Estimates of Backscatter Levels and Implications for a Unified Theory, *J. Geophys. Res.* 87, 5217 (1982).
6. Keskinen, M. J., E. P. Szuszczewicz, S. L. Ossakow, and J. C. Holmes, Nonlinear theory and experimental observations of the local collisional Rayleigh-Taylor instability in a descending equatorial spread-F ionosphere, *J. Geophys. Res.* 86, 5785 (1981).
7. Schunk, R. W., W. J. Raitt, and P. M. Banks, Effect of electric fields on the daytime high-latitude E and F regions, *J. Geophys. Res.* 80, 3121 (1975).
8. Schunk, R. W., A. R. Barakat, H. Carlson, J. B. Evans, J. Foster, R. Greenwald, M. C. Kelley, T. Potemra, M. H. Rees, A. D. Richmond, and R. G. Roble, Assessment of plasma transport and convec-

- tion at high latitudes, *Solar Terrestrial Physics: Present and Future*, edited by D. M. Butler and K. Papadopoulos, NASA Ref. Publ., 1120 (1984).
9. Ossakow, S. L., W. Burke, P. Gary, R. Heelis, M. Keskinen, N. Mayguard, C. Meng, E. Szuszczewicz and J. Vickery, High latitude ionosphere structure, *Solar-Terrestrial Physics: Present and Future*, edited by D. M. Butler and K. Papadopoulos, NASA Ref. Publ., 1120, 12-1-12-39 (1984).
  10. Szuszczewicz, E. P., High-latitude ionospheric plasma dynamics; phenomenology, irregularity, distributions, transport and magnetospheric coupling, *Solar-Terrestrial Physics: Present and Future*, edited by D. M. Butler and K. Papadopoulos, NASA Ref. Publ., 1120, C-1 to C-10 (1984).
  11. Akasofu, S. I., Auroral arcs and auroral potential structure, in *Physics of Auroral Arc Formation*, Geophys. Monogr. Ser., vol. 25, edited by S. I. Akasofu and J. R. Kan, p. 1, AGU, Washington, D. C. (1981).
  12. Clark, D. H. and W. J. Raitt, The global morphology of irregularities in the topside ionosphere, as measured by the total ion current probe on ESRD-4, *Planet. Space Sci.* 24, 873 (1976).
  13. Kelley, M. C., J. F. Vickrey, C. W. Carlson, and R. Torbert, On the origin and spatial extent of high-latitude F region irregularities, *J. Geophys. Res.* 87, 4469 (1982).
  14. Rodriguez, P., and E. P. Szuszczewicz, High-latitude irregularities in the lower F region: Intensity and scale size distributions, *J. Geophys. Res.* 89, 5575 (1984).
  15. Rodriguez, P., N. Walker and E. P. Szuszczewicz, Auroral F region irregularities correlated with geomagnetic activity, *J. Geophys. Res.*, in press (1986).
  16. Sojka, J. J., W. J. Raitt, and R. W. Schunk, Plasma density features associated with strong convection in the winter high-latitude F region, *J. Geophys. Res.* 86, 6908 (1981).
  17. Curtis, S. A., W. R. Hoegy, L. H. Brace, N. C. Maynard, M. Sugura, and J. C. Winningham, DE-2 cusp observations: Role of plasma instabilities in topside ionospheric heating and density fluctuation, *Geophys. Res. Lett.* 9, 997 (1982).
  18. Huba, J. D. and S. L. Ossakow, Influence of magnetic shear on the current convective instability in the diffuse aurora, *J. Geophys. Res.* 85, 6874 (1980).
  19. Keskinen, M. J., and S. L. Ossakow, Nonlinear evolution of plasma enhancements in the auroral ionosphere, *J. Geophys. Res.* 87, 144 (1982).
  20. Phelps, A. D. R. and R. C. Sagalyn, Plasma density irregularities in the high-latitude topside ionosphere, *J. Geophys. Res.* 81, 515 (1976).
  21. Rino, C. L., R. C. Livingston, and S. J. Matthews, Evidence for sheetlike auroral ionospheric irregularities, *Geophys. Res. Lett.* 5, 1039 (1978).
  22. Singh, M., P. Rodriguez, D. N. Walker and C. S. Liu, A Review of Ionospheric Irregularities at Equatorial and High Latitudes as Observed by the STP/S3-4 Satellite, in *The Effect of the Ionosphere on Communication, Navigation and Surveillance Systems*, J. M. Goodman, J. A. Klobuchar, R. G. Joiner, and A. Soicher, eds., U. S. Gov't. Printing Office, 539-548 (1987).
  23. Szuszczewicz, E. P., J. C. Holmes, and M. Singh, The S3-4 ionospheric irregularities satellite experiment: Probe detection of multi-ion component plasmas and associated effects on instability processes, *Astrophys. Space Sci.* 86, 235 (1982).
  24. Singh, M., P. Rodriguez, and E. P. Szuszczewicz, Spectral classification of medium-scale high-latitude F region plasma density irregularities, *J. Geophys. Res.* 90, 6525 (1985).
  25. Baron, M. J., C. J. Heinselman, and J. Petriceks, Solar cycle and seasonal variations of the ionosphere observed with the Chatanika incoherent scatter radar, *Rad. Sci.* 18, 895 (1983).
  26. Szuszczewicz, E. P., R. A. Wolf, B. G. Fejer, R. Schunk, E. Roelof, Coordinated Multi-Parameter Measurements and Predictions of the Global-Scale Ionosphere, Invited paper presented at the NATO/AGARD Symposium on "Ionospheric Structure and Variability on a Global Scale and Interactions with the Atmosphere and Magnetosphere", Munich, Germany, May 1988.
  27. Foster, J. C., J. M. Holt, R. G. Klusgrove, and D. S. Evans, Ionospheric convection associated with discrete levels of particle precipitation, *Geophys. Res. Lett.* 13, 656 (1986).
  28. Fejer, B. G., Equatorial ionospheric electric fields associated with magnetospheric disturbances, in *Solar-Wind-Magnetosphere Coupling*, Y. Kamide and J. A. Slavin, eds. (Terra Scientific Publishing Co., Tokyo, 1986), p. 519.
  29. Fejer, B. G., The equatorial ionospheric electric fields, *J. Atmos. Terr. Phys.* 43, 377 (1981).
  30. Kelley, M. C., B. G. Fejer and C. A. Gonzales, An explanation for anomalous equatorial ionospheric electric fields associated with a northward turning of the interplanetary magnetic field, *Geophys. Res. Lett.* 6, 301 (1979).
  31. Wolf, R. A., R. W. Spiro and G. A. Mantioukis, Theoretical comments on the nature of the plasmopause, *Adv. Space Res.* 6, 177 (1986).
  32. Rawer, K., International Reference Ionosphere-IRI 79, NOAA Rep., UAG-82, U. S. Dept. of Commerce, Washington, D. C. (1981).

## ПРОБЛЕМЫ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ВЕРХНЕЙ ИОНОСФЕРЫ И ИСКУССТВЕННАЯ ИОНОСФЕРНАЯ ТУРБУЛЕНТНОСТЬ

*А. Ф. Беленов, Л. М. Ерухимов, Н. А. Митяков,  
Е. Н. Мясников, В. Л. Фролов*

Среди многих проблем ионосферной турбулентности существует несколько ключевых, решение которых позволяет пролить свет на ее механизмы и источники. К ним относятся [1 - 3]:

1) природа возникновения неустойчивостей, приводящих к формированию спектральных характеристик плотности плазмы  $\Phi_N(\vec{x})$  в различных диапазонах волновых чисел  $x$  и проблема взаимосвязи между линейными и нелинейными механизмами формирования спектров;

2) механизмы диссипации флуктуаций малых масштабов и проблемы анизотропии трехмерного спектра  $\Phi_N(\vec{x})$  в связи со значительной разницей скорости переноса плазмы в направлении силовых линий геомагнитного поля  $\vec{H}_0$  и в ортогональной плоскости;

3) роль флуктуирующих электрических полей  $\vec{E}$  (а также магнитных полей  $\vec{H}$ ) в образовании низкочастотной плазменной турбулентности, проблема консервации  $\vec{E}$  при малой анизотропии неоднородностей.

Проникнуть в тайны ионосферной турбулентности в значительной мере позволяют эксперименты, связанные с ее возбуждением, например, при воздействии мощными пучками радиоволн на ионосферную плазму. Этому вопросу посвящена вторая часть статьи.

1. При проведении прямых измерений с борта ИСЗ и ракет возмущений концентрации, флуктуационных электрических и магнитных полей, как правило, регистрируются соответствующие величины в плоскости, ортогональной силовым линиям геомагнитного поля и вычисляются спектральные плотности  $\Phi_N(x_\perp)$ ,  $\Phi_E(x_\perp)$ ,  $\Phi_H(x_\perp)$ , где  $x_\perp$  - волновое число возмущений, ортогональное  $\vec{H}_0$ , измеряемое вдоль движения аппарата. Полученные экспериментальные данные свидетельствуют о том, что спектр флуктуаций концентрации имеет степенной вид  $x_\perp^{-p_1}$  с величиной показателя одномерного спектра  $p_1$ , равной 1,5 - 2 в области крупных масштабов и  $p_1 > 3$  для  $\rho_\perp \leq 10-30$  м.

Измерения, выполненные на различных широтах методом просвечивания ионосферы сигналами бортовых передатчиков ИСЗ, позволили



существенно дополнить данные о форме спектров. Было показано, в частности, что измерения флуктуаций сигналов при различной ориентации луча зрения на ИСЗ и силовыми линиями геомагнитного поля позволяют получить представление о трехмерной форме спектров  $\Phi_N(\vec{x})$ . Оказалось, что спектр  $\Phi_N(\vec{x})$  может быть аппроксимирован следующей формой ( $\rho_1 \lesssim 1$  км):

$$\Phi_N(\vec{x}) \propto x_1^{-\rho} \exp \left[ - \left( \frac{x_1^2 \rho_{nm}^2 + x_2^2 \rho_1^2}{4} \right) \right].$$

(измерения были проведены на высоких, а затем и средних широтах), где  $\rho_{nm}$  — характерный масштаб неоднородностей в плоскости, ортогональной  $\vec{H}_0$ , а  $\rho_1$  — вдоль силовых линий  $\vec{H}_0$ . При этом в области углов между  $\vec{H}_0$  и лучом зрения  $\alpha - \alpha_0 = (x_1 \rho_{nm})^{-1}$  происходит изменение спектра флуктуаций концентрации на единицу, которое и наблюдается на эксперименте. Значение характерного масштаба составляет  $\rho_{nm} \approx 5 - 15$  км и, как показано в работе [4], имеет тенденцию к уменьшению в условиях геомагнитных возмущений.

Соотношение между показателями одномерного спектра, измеряемого на борту ИСЗ, и показателя спектра  $\rho$  мерцаний имеет вид  $\rho_1 = \rho^{-1}$  для  $\alpha < \alpha_0$  и  $\rho_1 = \rho$  для  $\alpha > \alpha_0$ .

Измерения мерцаний показывают, что спектр  $\Phi_N(\vec{x})$  вряд ли имеет строго гауссово обрезание. Скорее всего, в этой области масштабов происходит резкое изменение крутизны его в направлении  $\vec{H}_0$ .

В поперечной  $\vec{H}_0$  плоскости также происходит укрупнение спектра к малым масштабам. Согласно измерениям на экваториальных широтах для крупных масштабов ( $\rho_1 > 1$  км) показатель  $\rho_1 \approx 1,5 - 2$ , в то время как для  $\rho_1 < 100$  м он составляет  $\rho_1 \approx 4 - 5$ , постепенно увеличиваясь к малым масштабам. Было замечено также, что  $\rho_1$  имеет тенденцию к увеличению при уменьшении интенсивности неоднородностей. Интересно, что показатель  $\rho_1$  имеет тенденцию к уменьшению в центре крупномасштабной области, занятой неоднородностями, и увеличивается на ее периферии. На геомагнитном экваторе, по-видимому, наименьшие значения  $\rho$  наблюдаются в предполуденной стадии развития крупномасштабных областей неоднородной структуры и увеличиваются на стадии релаксации неоднородностей, которая, как правило, наступает после полуночи (по местному времени). На стадии релаксации показатель  $\rho$  увеличивается сначала в области малых неоднородностей ( $\rho_1 \sim 30 - 100$  м), а затем характерный излом спектра перемещается в область больших масштабов ( $\rho_1 \gg 1$  км). Для таких неоднородностей использовавшаяся много лет назад гауссова форма спектра с  $\rho_1 \approx 1$  км является вполне подходящей для приблизительного описания [14].

В области полярной ионосферы поведение спектров часто близко к наблюдаемым на экваторе. Однако ряд из указанных эффектов выражен слабее, например, значительно в меньшей степени выражена здесь зависимость  $\rho$  от интенсивности неоднородностей.

В работе [6] по результатам наблюдения мерцаний сигналов ИСЗ было получено пространственное распределение показателя  $\rho$ . Характерной особенностью последнего является увеличение  $\rho$  в направлении, близком к геомагнитной  $L$ -оболочке. Возможно, что природа этого эффекта частично связана с анизотропией степенного спектра в плоскости, ортогональной  $\vec{H}_0$ , и вызвана выделенным направлением внешнего постоянного электрического поля. В высокоширотной ионосфере также наблюдаются неоднородности, спектр которых имеет выделенные максимумы в области  $\rho_{\perp} \sim 1$  км. Такие неоднородности в плоскости, ортогональной магнитному полю, часто сосредоточены в ограниченных областях.

Внешние масштабы в спектре флуктуаций концентрации плазмы, по-видимому, определяются пространственными размерами областей, в которых возбуждается развитая неоднородная структура, и составляют 10 – 100 км, причем в восточно-западном и северо-южном направлениях эти внешние масштабы могут сильно отличаться.

Изменение показателя спектра  $\rho$  может быть обусловлено несколькими причинами: изменением масштаба диссипации турбулентности, изменением ее размерности или включением дополнительных механизмов генерации в различных спектральных интервалах. При этом источники турбулентности могут быть заключены как в области больших, так и в области малых масштабов. В последнем случае перекачка энергии по спектру турбулентности может происходить в сторону малых волновых чисел, если это позволено процессом, ответственным за перекачку.

Приведенные выше данные о вариациях  $\rho$  свидетельствуют о вкладе источника возмущений в формирование спектра. Однако вопрос о знаке перекачки пока остается открытым. Ясно, что накопление энергии в более крупных масштабах происходит более эффективно в силу слабой релаксации крупных неоднородностей. Поэтому в стационарном случае и на стадии релаксации скорее всего перекачка энергии идет со стороны более крупных масштабов, однако данные об уменьшении  $\rho$  с ростом возмущенности могут свидетельствовать не только об этом, но и о появлении источника турбулентности в области малых масштабов. Прямым экспериментальным доказательством последнего было бы измерение спектров на стадии формирования турбулентности, в частности обнаружение инверсных спектров с "завалом" в области крупных масштабов. Данные о спектрах флуктуаций амплитуды сигналов ИСЗ, приведенные на рис. 1, свидетельствуют о наличии в спектрах  $\Phi_{\perp}(x)$  локальных максимумов. Связаны ли они с изменениями локальной скорости перекачки энергии со стороны крупных масштабов или с появлением дополнительных источников и трансформации турбулентности мелких масштабов, еще предстоит выяснить.

С точки зрения формирования спектров важен и вопрос об анизотропии в плоскости, ортогональной  $\vec{H}_0$ . В ряде работ (прежде всего Рино и Ливингстон) [5] сообщалось о наличии "листообразных" ве-

однородностей в авроральной ионосфере. Однако наши данные свидетельствуют о том, что, по-видимому, сильной анизотропии в плоскости, ортогональной  $\vec{H}_0$  не наблюдается, хотя возможно различие показателей спектров, а также внешних масштабов, которые меньше в направлении геомагнитного меридиана.

Остановимся на вопросе о роли флуктуирующих электрических полей. Хорошо известно, что флуктуирующие поляризованные электрические поля  $\vec{E}$  могут "консервироваться" либо только для сильновытянутых неоднородностей с  $\rho_{\parallel} > \rho_{\perp} \sqrt{\frac{\omega_n \Omega_n}{\nu_e \nu_{in}}}$  ( $\omega_n, \Omega_n$  -

гирочастоты электронов и ионов,  $\nu_e$  и  $\nu_{in}$  - соответствующие частоты соударений), либо при специальной конфигурации поперечных токов  $j_{\perp}$  по высоте, характерный масштаб которых по  $\vec{H}_0$  определяет и масштаб неоднородностей  $\rho_{\parallel}$  [16]. Структура токов  $j_{\perp}$  вдоль  $\vec{H}_0$  исследована плохо, но прямые эксперименты [4] указывают на ограниченность масштаба  $\rho_{\parallel} \approx 5 - 15$  км. Во всяком случае, для флуктуирующих полей даже при конечной вытянутости неоднородностей концентрации силовые линии  $\vec{H}_0$  должны быть эквипотенциальными, т. е. их вытянутость должна превышать  $10^3$ . Такими могут быть индукционные

поля, генерируемые на магнитосферных высотах. Роль электрических полей сводится к изменению концентрации плазмы за счет "сгонки" ( $\partial \tilde{N} / \partial t \sim N \operatorname{div} \vec{u}$ ,  $\vec{u} = c \vec{E}_v / H_0$ ,  $\vec{E}_v$  - вихревая часть поля) и переноса плазмы в неоднородной среде ( $\partial \tilde{N} / \partial t \sim (\vec{u}, \nabla N)$ ,  $\vec{E} \sim \delta N \cdot \vec{E}_0$ ). При этом потенциальная часть флуктуирующего поля  $\vec{E} \sim \delta N \vec{E}_0$ , где  $\vec{E}_0$  либо внешнее поле, либо поле, вызванное более крупными неоднородностями. На рис. 2, 3 приведены взятые из работы [7] сведения о спектрах  $\Phi_N(x)$  и  $\Phi_E(x)$  вычисленных в предположении, что  $\vec{E} = (v/c) \vec{H}_0$ . Рис. 3 соответствует случаю сильной возмущенности. Здесь спектральный показатель  $\rho_N$  примерно равен показателю  $\rho_E$ . В этот момент времени наблюдалась сильная возмущенность и температура электронов, как это видно из рис. 4, достигала  $\sim 4 \cdot 10^4$  К. Последнее вряд ли можно объяснить без предположения об аномальной частоте соударений заряженных частиц с волнами, по-видимому ионно-звуковыми. Оценки показывают, что в этом случае мы имеем, скорее всего, дело с внешними индукционными электрическими полями.

На рис. 3, начиная с масштаба  $\rho_{\perp} \leq 1$  км (там, где начинает преобладать постоянное поле над полем флуктуирующим),  $\rho_E$  увеличивается по сравнению с  $\rho_N$  примерно на единицу, хотя  $\rho_N$  на мас-

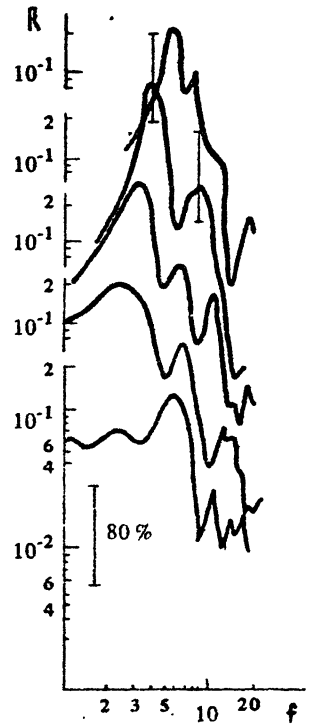


Рис. 1. Спектр флуктуаций амплитуды сигнала ИСЗ ( $f = 400$  МГц) в области авроральной ионосферы [15]

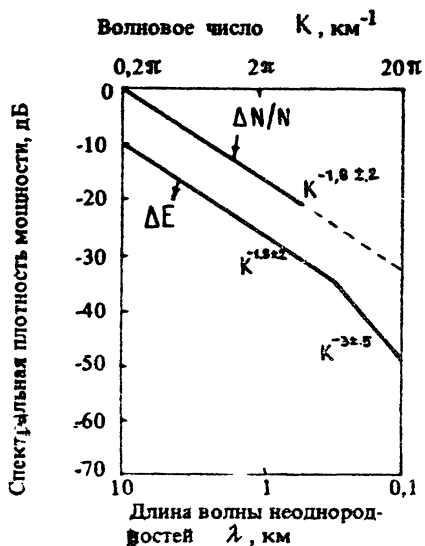


Рис. 2. Спектры флуктуаций электронной концентрации  $\Delta N/N$  и электрического поля  $\Delta E$ , измеренные на борту ИСЗ, в случае сильных возмущений.

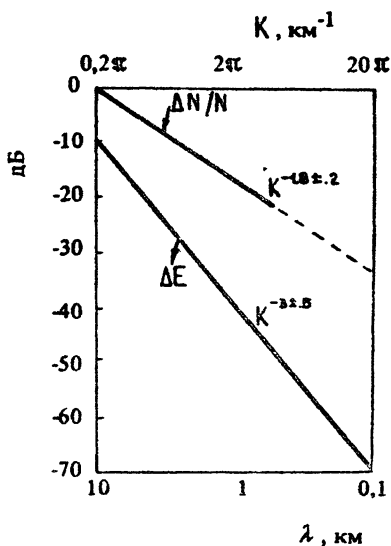


Рис. 3. Спектры флуктуаций электронной концентрации  $\Delta N/N$  и электрического поля  $\Delta E$  для слабых возмущений

штабах  $\nu_{\perp} < \nu'_{\perp}$  остается прежним\*. Что же при этом происходит? Поля  $\vec{E}$  становятся квазиоднородными в плоскости, ортогональной  $\vec{H}_0$ ? Как понять, что спектр  $\Phi_N(\omega)$  при этом не изменяется? Означает ли это, что поле  $\vec{E}$  не играет роли в образовании неоднородностей  $N$ , что существует другой механизм перекачки энергии по спектру флуктуаций концентрации плазмы? Играют ли при этом роль нагревные механизмы? Это еще предстоит выяснить, хотя, например, в механизме Кельвина-Гельмгольца такое может быть.

2. Остановимся на вопросе о том, что может дать искусственная ионосферная турбулентность для проблемы происхождения ионосферных неоднородностей.

На рис. 5 приведены стационарные спектры искусственной турбулентности, вызванной мощным пучком радиоволн [3]. Видно, что искусственная турбулентность может возбуждаться в широком диапазоне волновых чисел, хотя спектр и не является монотонным. В частности, имеется максимум в области масштабов  $\nu_{\perp} \approx 200 - 400$  м, в области масштаба  $\nu_{\perp} \approx \lambda_0$  ( $\lambda_0$  - длина волны накачки, равная примерно 50 - 70 м), более резкий спад спектра в области  $\nu_{\perp}$ , меньших гирорадиуса ионов. На стадии релаксации динамические спектры искусственной ионосферной турбулентности (ИИТ) сохраняют

\* Если  $(\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} \gg \nu_{\perp} v$ , то, как легко убедиться, при условии консервации электрического поля  $|\vec{E}| \sim |\Delta N| \cdot K^{-1} \cdot E_0$ , т.е.  $p_E = p_N + 2$ .

степенной вид, причем  $\rho$  возрастает во времени. Продольные масштабы ИИТ, очевидно, не могут превышать размеры вдоль области с неоднородностями. Для ИИТ с  $\rho_1 \approx 3 - 10$  м эти размеры  $\rho_{||}$  не превосходят 10 км, для больших  $\rho_1$  — увеличиваются. Однако даже для  $\rho_1 \approx 200 - 300$  м размеры  $\Delta z$  области с ИИТ меньше 50 км. Об этом могут свидетельствовать приведенные на рис. 6 сведения о форме спектров амплитудных и фазовых флуктуаций сигналов ИСЗ [8]: противофазные колебания на спектрах фазы и амплитуды, вызванные френелевскими осцилляциями, могут наблюдаться только в том случае, если размеры области с неоднородностями достаточно малы (в противном случае они "замываются").

Вместе с тем область с неоднородностями  $\rho_1 \approx 0,5 - 1$  км уже превышает 100 км. При этом агент, ответственный за возбуждение таких неоднородностей, перемещается по высоте со скоростью, достигающей 0,5-1 км/с [3].

Анизотропия неоднородностей в плоскости, перпендикулярной  $\vec{H}_0$ , небольшая. Для неоднородностей с  $\rho_1 \approx 200 - 300$  м отношение характерных масштабов в направлениях север-юг и восток-запад не превышает 1,5 - 2.

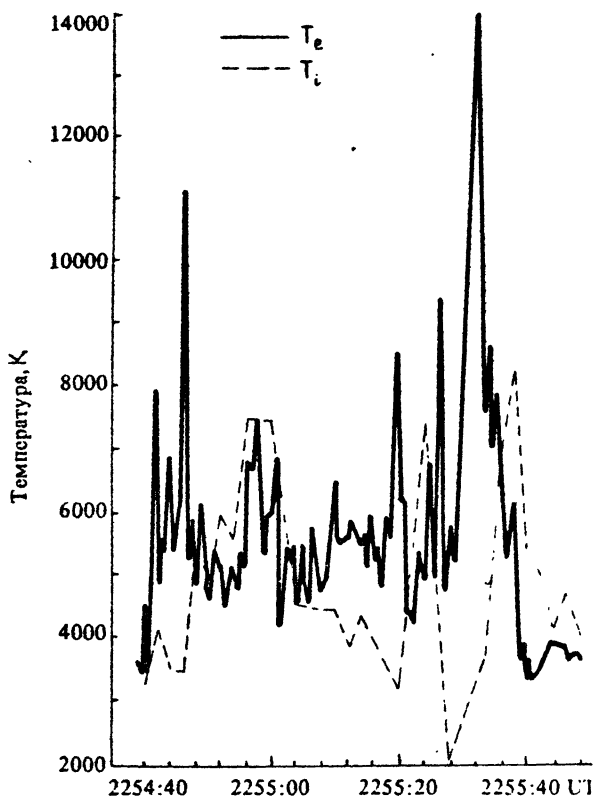


Рис. 4. Флуктуации электронной ( $T_e$ ) и ионной ( $T_i$ ) температуры [7]

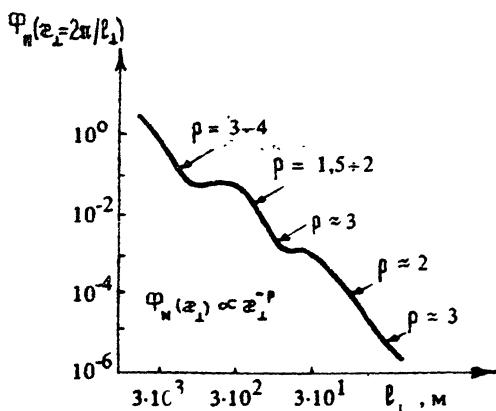


Рис. 5. Спектральная интенсивность флуктуации плотности плазмы искусственной ионосферной турбулентности

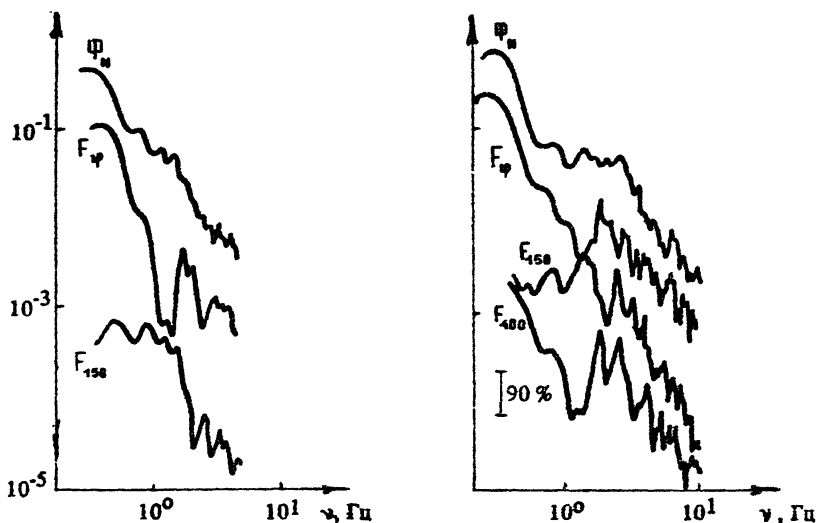


Рис. 5. Спектры флуктуаций амплитуды на частотах 150 МГц ( $F_{150}$ ) и 400 МГц ( $F_{400}$ ), спектры флуктуаций разностной фазы ( $F_{\varphi}$ ), спектры флуктуаций концентрации ( $F_n$ ), полученные при просвечивании области с ИИТ сигналами ИСЗ

Что касается ИИТ с  $l_{\perp} \approx 10$  м, то, как показывают эксперименты по рассеянию на этих масштабах, спектры  $\Phi_n(\bar{x})$  вблизи этой плоскости также близки к изотропным.

На рис. 7, 8 для коротких импульсов воздействия приведены отклики сигнала ракурсного рассеяния на неоднородностях с  $l_{\perp} \approx 3$  м и  $l_{\perp} \approx 7$  м. Можно видеть, что максимальный уровень рассеяния, отвечающий наивысшей амплитуде искусственных неоднородностей, достигается уже после окончания импульса нагрева с задержкой  $t_{\text{max}} \lesssim 1$  с. Значение  $t_{\text{max}}$  зависит от масштаба рассеивающих неоднородностей, несколько увеличиваясь с ростом  $l_{\perp}$ , а также от длительности импульса нагрева и длительности паузы (рис. 7, 5)\*. Проведенные эксперименты показывают, что образование мелкомасштабных неоднородностей может происходить за счет запасенной в плазме за время импульса волны накачки энергии. Отметим, что за время  $t_{\text{max}} \approx 1$  с изменения температуры распространяются вдоль  $\vec{H}_0$  на расстояние  $l_{\parallel} \approx 10 - 30$  км, в то время как изменения концентрации плазмы, определяемые скоростью продольной диффузии ионов, успеют за это время распространиться на  $\Delta z \approx 1 - 2$  км. Очевидно, что время термодиффузионного выталкивания плазмы поперек  $\vec{H}_0$  пропорционально  $l_{\perp}^2$  и поэтому имеет меньшие значения для более мелких неоднородностей. Важно, что эксперимент также показывает уменьшение времени развития мелких неоднородностей по сравнению с более крупными, и на начальном этапе развития турбулентности

\* На рис. 7, 8 интенсивность рассеяния дана в децибелах по отношению к уровню сигнала при длительном воздействии (режим "несущая").

возможна даже инверсная форма спектра  $\Phi_n(\alpha_1)$  в области масштабов  $\rho_1 \leq 3$  м [3]. В этом случае можно ожидать влияния на формирование спектра ИИТ процессов нелинейной перекачки энергии мелких масштабов турбулентности в более крупные.

На рис. 8 показан также характер релаксации рассеяния после достаточно длительного нагрева ионосферы, когда спектр мелкомасштабных неоднородностей можно считать полностью развитым (режим "несущая"). Здесь, как правило, наблюдается двухступенчатый характер релаксации интенсивности рассеяния с заметным замедлением ее скорости на втором этапе (см., например, рис. 8, б). Следует отметить, что при импульсном режиме воздействия, когда ИИТ не успевает достигнуть уровня насыщения, распад искусственных неоднородностей вначале происходит с более высоким темпом, чем для стационарной турбулентности, и только по прошествии 1 - 2 с скорость релаксации уменьшается до значений, отвечающих первому этапу релаксации стационарной турбулентности (см. рис. 7, 8).

Зависимость характерного времени уменьшения интенсивности неоднородностей  $\tau_p$  на первом этапе релаксации стационарной турбулентности от  $\rho_1$ , отвечающая дневным и вечерним часам наблюдений, приведена на рис. 9. Видно, что для ИИТ с масштабами  $\rho_1 < \rho_1^*$   $\tau_p \propto \rho_1^2$  ( $\rho_1^* \approx 6 - 10$  м), в то время как для масштабов  $\rho_1 > \rho_1^*$   $\tau_p \propto \rho_1^\alpha$  с,  $\alpha \approx 0,5$  [9], т. е.  $\tau_p$  возрастает с ростом  $\rho_1$  и особенно быстро в области  $\rho_1 < \rho_1^*$ .

Разумно предположить, что для  $\rho_1 < \rho_1^*$  релаксация возмущений определяется поперечной диффузией. Оценивая эффективный коэффициент диффузии  $D_{эф.1} \approx \rho_1^2 / (2\pi)^2 \tau_p$ , можно убедиться, что он хорошо соответствует амбиполярной электронной поперечной диффузии ( $2D_{e1} \approx 4T_e \nu_e / m \omega_n^2 \approx 2 \cdot 10^3$  см<sup>2</sup>/с). Заметим, что при таких вытянутостях ИИТ ( $\rho_n \leq 1 - 10$  км) время релаксации слабых возмущений должно бы определяться либо поперечной ионной ( $2D_{i1} \approx 2 \cdot 10^5$  см<sup>2</sup>/с), либо продольной электронной диффузией.

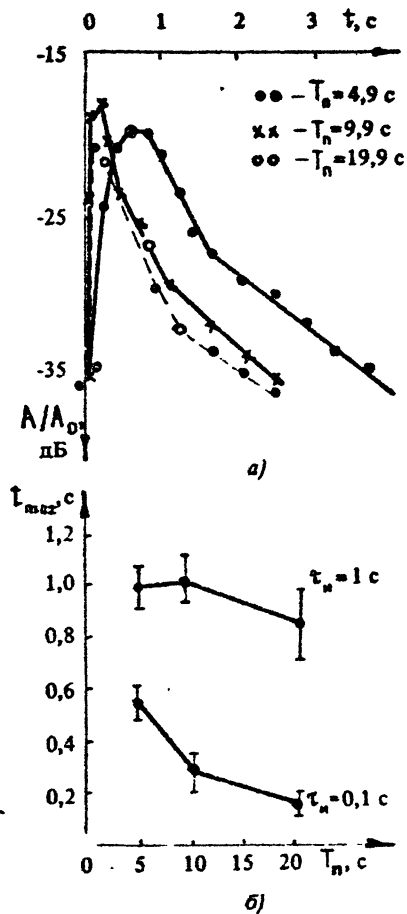


Рис. 7. Временная зависимость относительной амплитуды  $A/A_0$  сигналов ракурсного рассеяния при коротком ( $\tau_n = 0,1$  с) импульсе излучения волны накачки (а) и зависимость времени достижения максимума амплитуды ( $t_{max}$ ) от длительности паузы  $T_n$  между импульсами (б) при  $\rho_1 = 3,3$  м

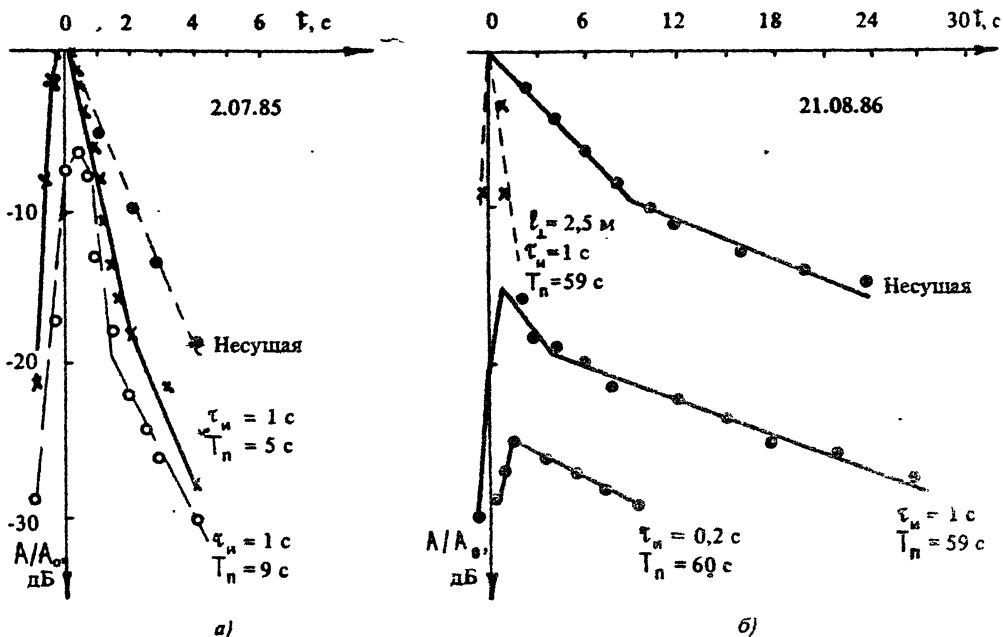


Рис. 8. Отклики амплитуды сигналов ракурсного рассеяния на искусственных неоднородностях с  $l_{\perp} \approx 3,3$  м (а) и  $l_{\perp} \approx 6,9$  м (б) для различных режимов иучения волны накачки

В области  $l_{\perp} > l_{\perp}^*$  разумно предположить, что  $\tau_p$  определяется продольной диффузией частиц, а слабая зависимость времени релаксации от  $l_{\perp}$  связана со столь же слабой зависимостью  $l_{\parallel}$  от  $l_{\perp}$  ( $l_{\parallel} \propto l_{\perp}^{1/2}$ ). Действительно, из времен релаксации следует, что они соответствуют продольной ионной диффузии  $2D_{in} \approx 4T/M \nu_{im}$ . Для проверки этого предположения в работе [10] бн на исследована зависимость  $\tau_p / \tau_p$  ( $z = 220$  км), которая сравнивалась с зависимостью  $\nu_{in}(z)$ , вычисленной на основе модели о распределении концентрации нейтральных частиц в ионосфере (рис. 10). Нетрудно видеть

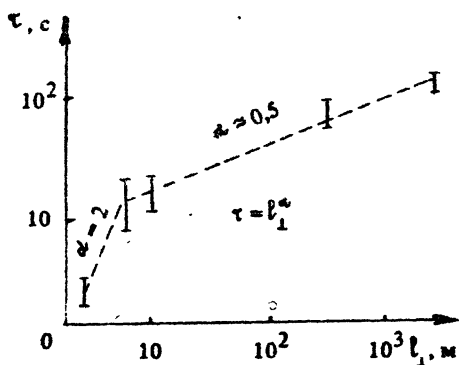


Рис. 9. Зависимость времени релаксации  $\tau_p$  искусственных неоднородностей от их масштаба  $l_{\perp}$

хорошее соответствие с предположением о продольной ионной диффузии.

В связи со сказанным представляют интерес частотные характеристики рассеянного сигнала, определяющие, по-видимому, как показано в работе [11], фазовые скорости ИИТ.

На рис. 11 приведены спектры сигнала, рассеянного неоднородностями с  $l_{\perp} \approx 10$  м на стадии нагрева, а на рис. 12 — на стадии релаксации. Можно видеть, как в процессе нагрева происхо-



дит увеличение ширины спектра сигнала. Кроме того, в спектре появляются выделенные линии, свидетельствующие о наличии квазипериодического процесса\*. Заметим, что спектр начинает резко уширяться примерно на второй секунде. После прекращения воздействия происходит за секунду сужение спектра. В дальнейшем наблюдаются квазипериодические изменения центральной частоты в процессе релаксации (второй этап).

Если принять, что справедлива гипотеза нелинейного формирования спектра ИИТ, то в ее рамках на начальном этапе формирования ИИТ происходит за счет взаимодействия ИИТ мелких масштабов и близких фазовых скоростей, чтобы не возникал "рассинхронизм" колебаний за характерное время нелинейной перекачки. Поэтому на начальном этапе вследствие малых величин  $\delta N$  и малых нелинейных инкрементов  $\gamma_{nl}$  основной вклад вносят неоднородности, приводящие к малой ширине спектра. Затем по мере роста  $\delta N$  и  $\gamma_{nl}$  увеличивается вклад во взаимодействие ИИТ с различными фазовыми скоростями и спектр расширяется. В процессе релаксации неоднородности малых масштабов гибнут быстрее и ИИТ поддерживается только за счет крупных масштабов (малых  $\delta N$ ), которые могут образоваться скорее возмущениями с близкими  $\omega, \omega'$  и малой шириной спектра  $\Omega$ .

Можно ожидать, что инкремент перекачки максимален при  $\gamma_{nl} \sim \Omega$ . Поэтому особенно на

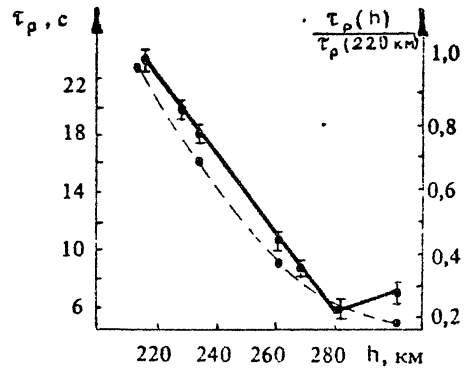


Рис. 10. Экспериментальная (—) и расчетная (---) зависимости времени релаксации  $\tau_p$  неоднородностей с  $\rho_{\perp} = 7,7$  м от их высоты возбуждения

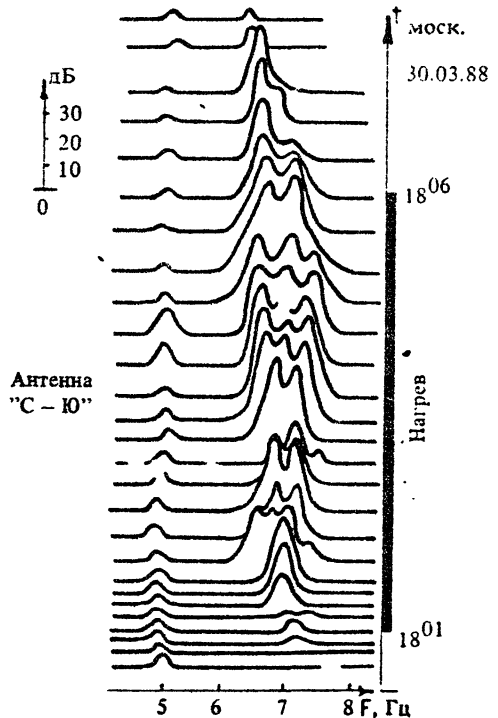


Рис. 11. Вариации формы доплеровского спектра рассеянного сигнала на частоте  $f = 15$  МГц при воздействии на ионосферу мощным радиоизлучением

Результат получен совместно с Ю. М. Ямпольским (РИ АН УССР).

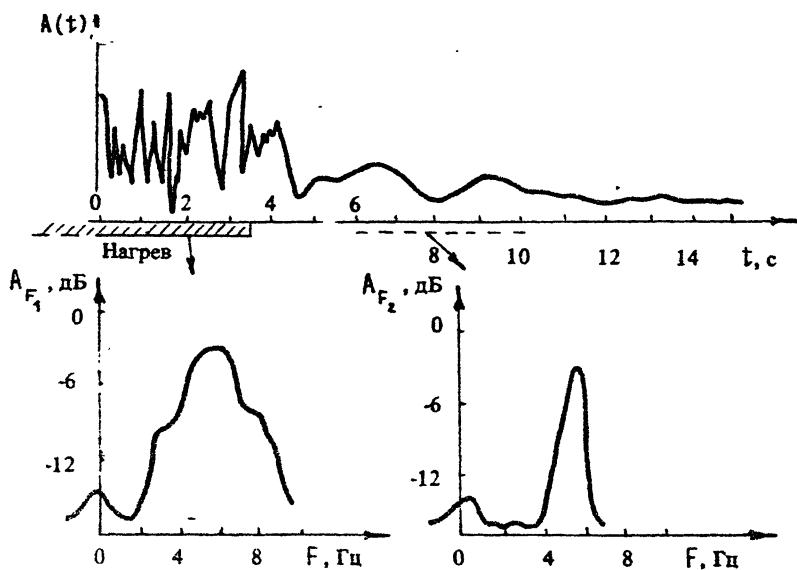


Рис. 12. Релаксация амплитуды рассеянного на неоднородностях с  $\rho_{\perp} \approx 10$  м сигнала после выключения нагрева (вверху) и его доплеровские спектры при нагреве и на стадии релаксации (внизу)

стадии релаксации может иметь место расщепление спектра, а сама релаксация (в первую очередь при коротких воздействиях) должна носить осциллирующий характер. Эти собственные частоты можно раскачивать определенными "толчками". Первый этап релаксации при коротких импульсах может быть обусловлен перекачкой в более крупные масштабы, пока спектр не превратится в соответствующий для нормальной "колмогоровской" перекачки (после отмеченных колебаний, обусловленных колебаниями наклона спектра).

Заметим, что в рамках этого рассмотрения можно оценить время  $\tau_{н}$  нелинейной перекачки, составляющее от долей секунды (для  $\rho_{\perp} \approx \approx 3$  м) до нескольких секунд (для  $\rho_{\perp} \approx 7 - 10$  м). Учитывая, что время перекачки из области волновых чисел  $\mathfrak{z}_0$  в  $\mathfrak{z}$  по порядку величины равно  $\tau_{н\mathfrak{z}} \sim \tau_0 \delta N^2 / \delta N_0^2$ ,  $\delta N \ll \delta N_0$ , где  $\tau_0$  — некоторое быстрое время. Отсюда при  $\delta N_0 \approx 10^{-3}$ ,  $\delta N \approx 10^{-4}$  для  $\tau_{н} \approx 1$  с получаем  $\tau_0 \approx 10^{-2}$  с, что соответствует диффузии электронов вдоль  $\vec{H}_0$  при продольном возмущении в несколько километров.

Заметим, что  $\tau_0$  в ночные часы может быть аномально большим, что, возможно, связано с поддержкой неоднородностей механизмами естественной природы (спусковой механизм). Особенно это обстоятельство заметно для неоднородностей с  $\rho_{\perp} \approx 0,5 - 1$  км, ответственных за явление  $F_{spread}$ .

На рис. 13 приведены спектры мерцаний сигналов геостационарного ИСЗ AST-6 на частоте  $f = 136$  МГц, полученные над станцией "Гиссар" в работе [12] в ночные часы. Можно видеть, что в различных реализациях показатель спектра изменялся от 1,4-

1,5 до 2,8 - 3, что свидетельствует о различной эффективности возбуждения неоднородностей различного масштаба. При этом крупномасштабные неоднородности, ответственные за спектр 3, соответствовали временам релаксации 4 - 10 мин, а мелкомасштабные неоднородности (спектр 1) - 100 - 200 с.

Анализ режимов, времени суток и других условий возбуждения ИИТ различных масштабов позволяет таким образом проникнуть в особенности генерации ИИТ и условий возбуждения и формирования спектральных характеристик ионосферной турбулентности.

Мы остановились лишь на некоторых результатах,

иллюстрирующих возможности использования ИИТ, не затрагивая ряда эффектов типа искусственного радиоизлучения ионосферы, позволяющего проводить интересный анализ сложных режимов возбуждения ИИТ [13], а также природы неоднородностей с масштабами, большими десятков и сотен километров, которые также частично можно имитировать при нагреве ионосферы.

Замечим, что особенности в параметрах неоднородностей для ночных условий среднеширотной ионосферы, особенности наклона спектров, которые проявляются и в случае ИИТ, предстоит еще понять.

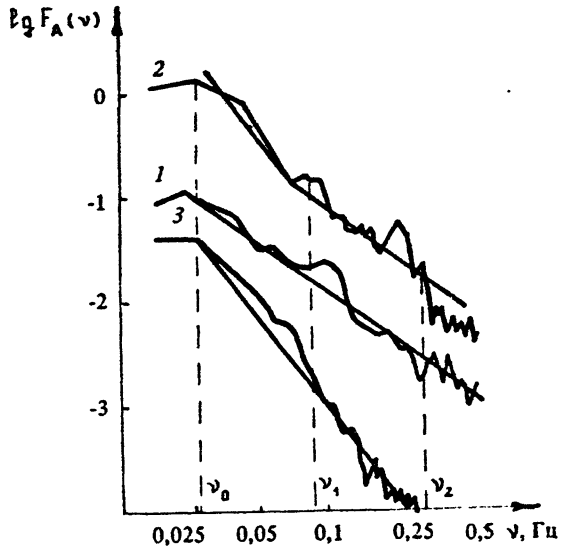


Рис. 13. Примеры спектров флуктуаций сигнала геостационарного ИСЗ на частоте 136 МГц, полученные во время работы нагревного стенда "Гиссар". Прямыми линиями аппроксимированы участки спектров, имеющие постоянный показатель степени  $p$

## Литература

1. Kintner P. M., Seyler C. E. The status of observations and theory of high latitude ionospheric and magnetospheric plasma turbulence // *Space Sci. Rev.* 1985. V. 41. P. 91 - 129.
2. Ерухимов Л. М., Максименко О. И., Мясников Е. Н. О неоднородной структуре верхней ионосферы // *Ионосферные исследования*. № 30. М.: Сов. радио, 1980. С. 27 - 48.
3. Ерухимов Л. М., Метелев С. А., Митяков Н. А. и др. Искусственная ионосферная турбулентность // *Изв. вузов. Радиофизика*. 1987. Т. 30, № 2. С. 208 - 224.
4. Erukhimov L. M., Kosolapenko V. L., Lerner A. M., Myasnikov E. N. The spectral form of small plasma turbulence in the auroral ionosphere // *Planet. Space Sci.* 1981. V. 29, N 9. P. 931 - 933.
5. Livingston R. C., Rino C. L., Owen J., Isonoda R. T. The anisotropy of high-latitude nighttime F-region irregularities // *J. of Geophys. Res.* 1982. V. 87, N A12. P. 10. 519 - 10.526.

6. Fremouw E. J., Secan J. A., Lansinger J. M. Spectral behavior scintillation in the nighttime auroral region // *Radio Sci.* 1985. V. 20, N 4. P. 923 – 933.
7. Basu Sun., Basu S., Mackenzie E. e. a. Simultaneous density and electric field fluctuation spectra associated with velocity shears in the auroral oval // *J. of Geophys. Res.* 1988. V. 93, N A1. P. 115 – 136.
8. Выборнов Ф. И., Ерухимов Л. М., Комраков Г. П. и др. Изменение спектра флуктуаций фазы и амплитуды сигналов ИСЗ при воздействии мощного радионизлучения на ионосферу // *Изв. вузов. Радиофизика.* 1986. Т. 29, № 4. С. 491 – 494.
9. Беликович В. В., Ерухимов Л. М., Зюзин В. А. и др. О временах развития и релаксации искусственных мелкомасштабных неоднородностей // *Изв. вузов. Радиофизика.* 1988. Т. 31, № 3. С. 251 – 256.
10. Блаунштейн Н. Ш., Ерухимов Л. М., Урядов В. П. и др. О высотной зависимости времен релаксации искусственных мелкомасштабных возмущений в среднеширотной ионосфере // *Геомagnetизм и аэрономия.* 1988. Т. 28, № 4. С. 693 – 695.
11. Беленов А. Ф., Ерухимов Л. М., Зюзин В. А. и др. О динамике мелкомасштабных искусственных неоднородностей: Препринт № 233 / НИРФИ. Горький, 1977.
12. Ерухимов Л. М., Ковалев В. Я., Мясников Е. Н. и др. О форме спектра искусственных неоднородностей крупных масштабов, возбуждаемых при помощи нагревного стенда "Гиссар" // *Геомagnetизм и аэрономия.* 1988. Т. 28, № 5. С. 864 – 866.
13. Ерухимов Л. М., Метелев С. А., Разумов С. А. Диагностика ионосферных неоднородностей при помощи искусственного радионизлучения // *Изв. вузов. Радиофизика.* 1988. Т. 21, № 11. С. 1301 – 1308.
14. Ерухимов Л. М. Исследования неоднородностей электронной концентрации в ионосфере радиоастрономическим методом и при помощи сигналов ИСЗ: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Горький, 1965.
15. Боголюбов А. А. Особенности спектра неоднородностей F-области высокоширотной ионосферы в зоне локальных пятен // *Высокоширотная ионосфера. Апатиты: Изд-во АН СССР,* 1986. С. 52 – 60.
16. Ерухимов Л. М. Ионосферная турбулентность // 15-й Всесоюз. конф. по распространению радиоволн. Алма-Ата, 1987. С. 12 – 13.

Научно-исследовательский  
радиофизический институт

## ГРАДИЕНТНО-ДРЕЙФОВЫЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

[Б. Н. Гершман], А. А. Полятов

Неустойчивости градиентно-дрейфового типа неоднократно привлекались для интерпретации возникающих в областях E и F ионосферы неоднородностей электронной концентрации. Для возбуждения градиентно-дрейфовой неустойчивости (ГДН) (здесь остановимся на так называемой  $\vec{E} \times \vec{H}$  неустойчивости) необходимо одновременное наличие таких факторов неравновесности, как поперечное по отношению к геомагнитному полю  $\vec{H}_0$  электрическое поле  $\vec{E}_{01}$  и регулярный (т.е. поддерживаемый извне) градиент электронной концентрации, характеризуемый вектором  $\vec{K} = \nabla N_0 / N_0$ .

Наличие поля  $\vec{E}_{01}$  приводит к поперечному дрейфу электронов и ионов в скрещенных полях со скоростями  $\vec{u}_{e0}$  и  $\vec{u}_{i0}$ . Для возникновения неустойчивости нужно, чтобы эти скорости различались (т.е.  $\vec{v} = \vec{u}_{e0} - \vec{u}_{i0} \neq 0$ ), что эквивалентно присутствию в плазме тока с плотностью  $\vec{j}_0 = e N_0 \vec{v}$ , где  $e$  — абсолютное значение заряда электрона. В ионосфере при заданных значениях  $\vec{E}_0$  более благоприятные условия для появления такого тока возникают в области E, где  $\vec{v} \approx \vec{u}_{e0}$ . В области F токи слабее, так как  $v \approx \frac{v_{in}}{\Omega_H} u_{i0} \ll u_{i0} \approx u_{e0}$ , однако по-прежнему необходимо, чтобы  $v \neq 0$ .

Далее в сжатой форме сосредоточим свое внимание на теоретических аспектах ГДН, рассматривая ее проявления как на высотах области E, так и области F. При этом остановимся на результатах линейного и нелинейного подходов. Вопросы линейного рассмотрения довольно существенны с точки зрения определения условий возникновения неустойчивости, которые не являются очень простыми, в особенности если рассматривать реальные условия возникновения ионосферных неоднородностей. Следует также отметить, что линейные соотношения необходимы при построении нелинейной теории.

Теперь несколько слов об основных приближениях, используемых при анализе ГДН. Во-первых, применено квазигидродинамическое описание, справедливое, если масштабы  $l_H$  возмущений вдоль  $\vec{H}_0$  много больше длины свободного пробега ионов  $\lambda_i$ , а поперечные масштабы  $l_{\perp}$  много больше гирорадиуса ионов  $r_i$ . Поскольку на вы-

сотах E- и F-областей  $\rho_i = 2-4$  м, то его применение оправдано за редким исключением.

Во-вторых, предполагается, что масштабы возмущений  $\delta$  много меньше характерного масштаба регулярной неоднородности  $L$  ( $L \gg \delta$ ). В этом случае можно воспользоваться квазилокальным подходом, обоснование которого проводится по той же схеме, что и ВКБ-приближения [1-2]. При этом предполагается достаточно слабая зависимость невозмущенной концентрации электронов от координат, что позволяет искать решения в виде  $\exp(i\omega t - i\mathbf{k}\vec{r})$ , где  $t$  - время,  $\omega$  - комплексная частота,  $\vec{r}$  - радиус-вектор и  $\vec{k}$  - волновой вектор ( $k = 2\pi/L$ ) неоднородности. В то же время учет этой зависимости имеет принципиальное значение.

И в-третьих, следует указать, что при анализе ГДН в ионосфере обычно рассматриваются электростатические (безвихревые) возмущения, а электромагнитные эффекты учитываются как поправки. Вопросы применимости электростатического приближения можно выяснить в рамках линейного подхода.

Отметим также, что на основе квазилокального приближения можно решать самосогласованную задачу, когда совместно с квазигидродинамическими уравнениями для ионов и электронов используются уравнения электродинамики, как это делается ниже. В то же время часто используется и другой подход, когда в электростатическом приближении вместо уравнений электродинамики привлекается требование нейтральности плазмы  $N_{e1} = N_{i1} = N_1$  ( $N_{e1}$  и  $N_{i1}$  - возмущения концентраций электронов и ионов; для невозмущенных значений концентраций равенство  $N_{e0} = N_{i0} = N_0$  предполагается выполненным всегда). При этом подходе можно в одном частном случае, когда зависимость  $N_0$  от высоты  $z$  имеет вид  $N_0 \sim \exp(-z/L)$ , обойтись без квазилокального приближения, если вместо  $N_1$  ввести переменную  $n_1 = N_1/N_0$ . Тогда для ГДН можно получить систему дифференциальных уравнений с постоянными коэффициентами и строго использовать решения вида  $\exp(-i\vec{k}\vec{r})$ . Получаемые результаты слабо отличаются от соответствующих в квазилокальном приближении для других профилей  $N(z)$  или при самосогласованном подходе. Однако некоторые отличия все-таки возникают, в частности появляется зависимость  $N_1 \sim N_0(z)$ . Поэтому во многих случаях представляется более целесообразным введение переменной  $n_1$  вместо  $N_1$ .

## 1. ГРАДИЕНТНО-ДРЕЙФОВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В ОБЛАСТИ E

### Линейная теория

Решая самосогласованную задачу в квазилокальном приближении, можно определить компоненты тензора комплексной диэлектрической проницаемости [3] и, используя обычный подход [4], дисперсионное уравнение.

Для высот области E характерно выполнение неравенств

$$\omega_H \gg \nu_{en}, \quad \Omega_H \ll \nu_{in}, \quad (1)$$

где  $\omega_H$  и  $\Omega_H$  — гирочастоты,  $\nu_{en}$  и  $\nu_{in}$  — частоты соударений с нейтральными частицами электронов и ионов. В силу (1)  $u_{e0} \gg u_{i0}$  и можно приблизительно принять  $u_{i0} = 0$ .

Полагаем, как это обычно делается, что

$$\omega = \tilde{\omega} - i\gamma, \quad \tilde{\omega} \gg |\gamma|, \quad (2)$$

где  $\tilde{\omega}$  — вещественная частота и  $\gamma$  — инкремент (при  $\gamma > 0$ ). Тогда из дисперсионного уравнения в электростатическом приближении можно получить [3]

$$\tilde{\omega} \approx \bar{\kappa} \bar{u}_{e0} / (1 + \psi), \quad (3)$$

$$\gamma = \frac{\psi}{1 + \psi} \left[ \frac{\tilde{\omega} (1 + \psi)}{\kappa^2 d_e} \left( \frac{\nu_{en}}{\omega_H} \bar{\kappa} [\bar{K}_0 \bar{H}_0] + (\bar{K}_0 \bar{H}_0) (\bar{\kappa} \bar{H}_0) + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{\nu_{en}^2}{\omega_H^2} \bar{\kappa} \bar{K}_0 \right) - \kappa^2 D_s \right] \equiv \gamma_L - \kappa^2 \gamma_s, \quad (4)$$

где  $\psi = (M_i \nu_{in} / m_e \nu_{en}) d_e$ ,  $d_e = \nu_{en}^2 / \omega_H^2 + \cos^2 \theta$ ,  $\bar{H}_0 = \vec{H}_0 / |\vec{H}_0|$ ,  $D_s = D_i (1 + T_e / T_i)$  (здесь  $D_i = u_{Ti}^2 / \nu_{in}$  — коэффициент продольной ионной диффузии,  $u_{Ti} = \sqrt{2T_i / M_i}$  — средняя тепловая скорость ионов,  $2$  — постоянная Больцмана),  $m_e$  и  $M_i$  — массы,  $T_e$  и  $T_i$  — температуры электронов и ионов,  $\theta$  — угол между векторами  $\vec{K}$  и  $\vec{H}_0$ . Последнее равенство в уравнении (4) связано с выделением в явном виде частей, обусловленных неустойчивостью  $\gamma_L$  и диффузией  $\kappa^2 \gamma_s$  ( $\gamma_L$  и  $\gamma_s$  не зависят от  $\rho$ ).

Формула (3) хорошо известна в теории ГДН [4-7], а вот выражение для инкремента (4) несколько отличается от полученных ранее с использованием условия нейтральности [4-7], а именно  $\bar{\kappa}$  множитель  $(1 + \psi)$  перед первой круглой скобкой. Поскольку  $(1 + \psi) > 1$ , то член, характеризующий неустойчивость, будет больше, чем это принималось раньше. Однако при  $\cos^2 \theta \ll \nu_{en}^2 / \omega_H^2$  (сильно вытянутые вдоль  $\vec{H}_0$  неоднородности)  $\psi = \psi_0 = \frac{\nu_{en} \nu_{in}}{\omega_H \Omega_H} \ll 1$  (на высотах более 100 км), и различия, о которых идет речь, малосущественны. А при  $\cos^2 \theta \gg \frac{\nu_{en}^2}{\omega_H^2}$ , когда разница становится велика, происходит резкое уменьшение  $\gamma_L$  из-за возрастания фактора  $d_e$ , так что неустойчивость становится невозможной. Таким образом, хотя учет этого различия и имеет определенный смысл для малых высот (90-100 км) и  $\cos \theta \neq 0$  [3], с точки зрения конкретных применений роль его невелика.

Рассматриваемая неустойчивость широко использовалась для интерпретации сильно вытянутых неоднородностей во всех широтных зонах. Так, на низких широтах она применялась для объяснения возникновения неоднородностей второго рода в экваториальной токовой струе [4,5], а на высоких - внутри авроральной токовой струи [6]. Подобные неоднородности наблюдаются и на средних широтах внутри спорадического слоя  $E_s$  [8,9]. Учитывая наличие в этом слое резких градиентов электронной концентрации, эти неоднородности также можно интерпретировать на основе ГДН [3,7].

Запишем выражения для инкрементов ГДН, получающиеся для различных широтных зон из общей формулы (4) в случае возмущений, распространяющихся вдоль тока ( $\vec{k} \parallel \vec{u}_{e0}$ ). Для этого конкретизируем систему координат. Положим ось  $z$  направленной вертикально вверх, а ось  $x$  выберем так, чтобы  $\vec{H}_0$  лежало в плоскости  $(x, z)$  составляя с осью  $x$  угол  $\xi$ . Тогда ось  $y$  будет направлена вдоль тока. Учтем теперь, что в этом случае второе слагаемое внутри круглой скобки в выражении (4) не дает вклада из-за ортогональности  $\vec{k}$  и  $\vec{H}_0$ , а вклад третьего слагаемого на средних и низких широтах малосуществен из-за малости величины  $v_{en}^2 / \omega_H^2$  и преобладания вертикального градиента невозмущенной концентрации над горизонтальным (т.е.  $k_{oz} \gg k_{ox}, k_{oy}$ ). Таким образом, для умеренных широт получаем выражение

$$\gamma = \frac{\psi_0}{1 + \psi_0} \left( \frac{\omega_H}{v_{en}} u_{e0} k_{oz} \cos \xi - \kappa^2 D_s \right), \quad (4a)$$

из которого при  $\cos \xi = 1$  ( $\xi = 0^\circ$ ) получается формула для экваториальной токовой струи, где геомагнитное поле  $\vec{H}_0$  горизонтально.

На высоких широтах направление геомагнитного поля  $\vec{H}_0$  близко к вертикальному. В случае строгой вертикальности для инкремента имеем следующее выражение:

$$\gamma = \frac{\psi_0}{1 + \psi_0} \left[ \frac{\omega_H}{v_{en}} u_{e0} \left( k_{oz} + \frac{v_{en}}{\omega_H} k_{oy} \right) - \kappa^2 D_s \right]. \quad (4b)$$

Таким образом, на очень высоких широтах в качестве основного при возбуждении ГДН выступает горизонтальный градиент невозмущенной концентрации, главным образом по оси  $x$ , ортогональный как геомагнитному полю, так и току.

В рамках линейной теории обсудим вопрос о возможных отклонениях от электростатичности. Для этого необходимо использовать общие формулировки дисперсионного уравнения (см., например, [4]). Хотя исследование не содержит каких-либо принципиальных трудностей, оно обычно оказывается очень громоздким. Качественно условие применимости электростатического подхода можно сформулировать следующим образом:

$$\omega_{pe}^2 \ll A c^2 \kappa^2, \quad (5)$$

где  $\omega_{pe}$  - ленгмюровская частота электронов,  $c$  - скорость света



в вакууме, и  $A$  — коэффициент, величина которого может существенно отличаться от единицы. Как показывает анализ, значения фактора  $A$  зависят от угла  $\theta$ ,  $u_{e0}$  и некоторых других параметров ионосферной плазмы. Так, при  $\cos^2 \theta \ll \nu_{en}^2 / \omega_H^2$  (при этом можно считать  $\cos \theta = 0$ ) в условиях, характерных для вытянутых вдоль  $\vec{H}_0$  неоднородностей внутри слоя  $E_s$ ,  $A \sim 10 \div 100$  [3]. При условии  $1 \gg \cos^2 \theta \gg \frac{\nu_{en}^2}{\omega_H^2}$ ,  $A > 40$  [10], правда, в этом случае отклонения от электростатичности соответствуют двухпоточковой неустойчивости, поскольку  $A$  не зависит от  $L$ . Так или иначе, но можно утверждать, что в целом на высотах области  $E$  вихревые поправки малосущественны, и применение электростатического приближения полностью оправдано.

### Нелинейная теория

Рассмотрение нелинейности позволяет учесть факторы, приводящие к ограничению во времени амплитуд линейного приближения, и установить вид пространственного спектра для величин, характеризующих плазменную турбулентность.

В ионосферной столкновительной плазме существует два основных механизма ограничения амплитуд возмущений: квазилинейный механизм и механизм нелинейного взаимодействия волн. Что касается ГДН в областях  $E$  и  $F$  ионосферы, то теоретический анализ и его сравнение с экспериментом показали, что наиболее эффективным является нелинейное взаимодействие волн.

Нелинейное дисперсионное уравнение ГДН имеет тот же вид, что и уравнение, описывающее трехволновое взаимодействие. Причем возмущения типа (3) всегда являются распадными, поскольку из-за линейной связи  $\tilde{\omega}$  и  $\vec{k}$  выполнение условия пространственного синхронизма ( $\vec{k} = \vec{k}' + \vec{k}''$ ) автоматически обеспечивает выполнение условия временного синхронизма. Анализ плазменной турбулентности в случае трехволнового взаимодействия разработан в физике плазмы [11, 12]. Однако применять общие уравнения затруднительно из-за их неразрешимости, а результаты многих решенных задач нельзя непосредственно использовать для ионосферной плазменной турбулентности из-за различий, связанных с влиянием столкновений и других особенностей.

В применении к ионосферной плазме в области  $E$  анализ волновой плазменной турбулентности, вызываемой ГДН, был проведен в работах [13, 14] применительно к приэкваториальной зоне. Однако возможно обобщение и на другие широты, что может представлять интерес, например, для неоднородностей в спорадическом слое  $E$  на умеренных широтах [15].

Нелинейная теория позволяет установить вид пространственного спектра мощности флуктуаций электронной концентрации:

$$I_k = \langle |n_k|^2 \rangle, \quad (6)$$

где  $\rho_k$  - пространственная фурье-компонента для величины  $\rho_1$ , а знак  $\langle \rangle$  указывает на операцию статистического усреднения. Что касается спектра флуктуаций электрического поля, то он может быть найден через  $I_k$  [16].

В данной работе мы будем рассматривать случай поперечного распространения возмущений ( $\kappa \perp \vec{H}_0$  и  $\cos \theta = 0$ ), предполагая также, что из-за нелинейного взаимодействия спектр изотропен в плоскости, ортогональной магнитному полю, и на него влияют лишь усредненные по всем направлениям в пределах этой плоскости параметры (усредненные таким образом величины будут в дальнейшем отмечаться чертой сверху). Воспользовавшись обычной методикой [13-15], можно прийти к интегральному выражению для  $I_k$  [15], для упрощения которого целесообразно весь интервал масштабов разбить на две части. Интервал больших масштабов, его особенностью является малая роль диффузии и большая неустойчивости, определяется неравенством [15], которое после упрощений имеет вид

$$\rho^2 \gg 32 \pi^2 \frac{v_{Ti}^2}{u_{e0}^2} \rho_i^2 (1 + \psi_0)^2, \quad (7)$$

где  $\rho_i = v_{Ti} / \omega_{in}$  - длина свободного пробега ионов. В  $E$ -области  $\rho_i \sim 0,01 - 4$  м, отношение  $v_{Ti} / u_{e0}$  также может варьироваться, поскольку в авроральной и экваториальной зонах могут наблюдаться случаи, когда  $u_{e0} > v_{Ti}$  (при этом развивается двухпоточковая неустойчивость), а на умеренных широтах обычно  $v_{Ti}$  превышает  $u_{e0}$  в несколько раз. Таким образом, неравенство (7) соответствует масштабам  $\rho$  порядка десятков и сотен метров. При этом имеем выражение для спектра  $I_k$ , коэффициенты в котором определены с точностью до порядка, в следующей форме:

$$I_k = \left( 0,15 \frac{\bar{\gamma}_L \rho_m^{2/3}}{\bar{\beta}} \right) \kappa^{-8/3} \left[ 1 - \left( \frac{\rho}{\rho_m} \right)^{2/3} \right]^2, \quad (8)$$

где  $\rho_m$  - внешний масштаб плазменной турбулентности,

$$\bar{\beta} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\omega_{in}}{\Omega_H} \frac{u_{e0}}{1 + \psi_0}; \quad \bar{\gamma}_L = \frac{1}{2} \frac{\omega_{in}}{\Omega_H} \frac{K'_0 u_{e0}}{1 + \psi_0} \quad (K'_0 = K_{0z} \cos \xi + K_{0z} \sin \xi),$$

т.е. наибольшую роль играет вертикальный градиент для низких и умеренных широт ( $\xi < 90^\circ$ ) и горизонтальный - для высоких ( $\xi \approx 90^\circ$ ). Следует указать, что выражение (8) получено при выполнении условия  $R \gg 1$ , где величина  $R = \bar{\gamma}_L / \kappa_m^2 \gamma_S$  характеризует степень надкритичности неустойчивости для масштабов порядка  $\rho_m$  ( $\kappa_m = 2\pi / \rho_m$ ) т.е.  $R$  характеризует превышение части, обусловленной неустойчивостью ( $\bar{\gamma}_L$ ), над диффузионной частью ( $\kappa_m^2 \gamma_S$ ). Раскрывая величины, входящие в  $R$ , получаем

$$R = \frac{1}{16\pi^2} \frac{u_{e0}}{v_{Ti}} \frac{\rho_m}{L'} \frac{\omega_H}{\omega_{eH}} \frac{\rho_m}{\rho_i}.$$

Учитывая, что  $\omega_H \gg \omega_{eH}$ ,  $\rho_m \gg \rho_i$ ,  $\rho_m$  одного порядка с  $L' = (K'_0)^{-1}$  и  $u_{e0}$

не очень сильно отличается от  $v_{Ti}$ , легко убедиться, что  $R$  действительно много больше единицы. При  $\rho \ll \rho_m$  (но в рамках условия (7)), из выражения (8) получаем более простую формулу для  $I_k$  характеризующую инерционный интервал:

$$I_k = \left( 0,15 \frac{\bar{\nu}_L \rho_m^{2/3}}{\beta} \right)^2 k^{-9/3}. \quad (8a)$$

Коротковолновый интервал характеризуется преобладающей ролью процессов диссипации и определяется неравенством, обратным (7), что соответствует масштабам порядка единиц и десятков метров. В результате приходим к соотношению

$$I_k = \left( 0,02 \frac{\bar{\nu}_L \rho_m^{4/3}}{\eta} \right)^2 k^{-10/3} \left[ 1 - \frac{2}{R} \left( \frac{\rho_m}{\rho} \right)^{2/3} \right], \quad (9)$$

где  $\eta = \frac{v_{Ti}^2}{\Omega_H} \left( 1 + \frac{T_e}{T_i} \right)$ . Видно, что при  $\rho = \rho_k \equiv (R/2)^{-3/2} \rho_m$   $I_k = 0$ . При  $\rho \gg \rho_k$ , но при выполнении условия, обратного (7), получаем спектр

$$I_k = \left( 0,02 \frac{\bar{\nu}_L \rho_m^{4/3}}{\eta} \right)^2 k^{-10/3}. \quad (9a)$$

Спектр (9,а), справедливый для меньших масштабов, чем (8,а), является более крутым, т.е. спектр ГДН имеет излом на масштабах  $\rho \sim 18 \frac{v_{Ti}^2}{u_{e0}} \rho_i (1 + \psi_0)$ .

## 2. ГРАДИЕНТНО-ДРЕЙФОВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В ОБЛАСТИ F

### Линейная теория

Для области F характерно выполнение неравенств

$$\omega_H \gg \nu_e, \quad \Omega_H \gg \nu_{in}, \quad (10)$$

где  $\nu_e = \nu_{en} + \nu_{ei}$  ( $\nu_{ei}$  - частота столкновений электронов с ионами). В этом случае в первом приближении электроны и ионы дрейфуют с одной скоростью  $\vec{u}_{e0} = \vec{u}_{i0} = \vec{u}_0 \equiv c/H_0 [\vec{E}_0 \vec{h}_0]$ . Поскольку нас интересуют различия  $\vec{u}_{e0}$  и  $\vec{u}_{i0}$ , связанные с наличием электрического поля, то во втором приближении имеем [17]

$$\vec{u} = - \frac{\nu_{in}}{\Omega_H} u_0 \frac{\vec{E}_{0\perp}}{E_{0\perp}}.$$

В силу (10)  $v \ll u_0$ . В случае произвольного направления электрического поля можно записать

$$\begin{aligned} \vec{E}_{0\perp} &= (\vec{E}_0 [\vec{h}_0 \vec{\psi}_0]) [\vec{h}_0 \vec{\psi}_0] + (\vec{E}_0 \vec{\psi}_0) \vec{\psi}_0 = \\ &= (E_{0x} \cos \xi - E_{0z} \sin \xi) [\vec{h}_0 \vec{\psi}_0] + E_{0y} \vec{\psi}_0, \end{aligned}$$

где  $\vec{\psi}_0$  - единичный вектор вдоль оси  $\psi$ . В простейшем случае учета только зональной компоненты электрического поля, когда  $\vec{E}_{0\perp}$  нап-

равлено по оси  $\psi$ , что не противоречит ряду экспериментальных данных, получаем  $\vec{k} \vec{v} = -\frac{j_{ia}}{\Omega_H} k_{\psi} u_0$ . Это простое выражение будет использоваться ниже в соотношениях для инкрементов.

При выполнении неравенства (10) результаты, получаемые при решении самосогласованной задачи с помощью тензора диэлектрической проницаемости [3] в рамках электростатического подхода, практически не отличаются от полученных с помощью условия нейтральности. Влияние электромагнитных эффектов сказывается лишь на самых крупномасштабных неоднородностях ( $l \gg 300$  м) [18]. Поэтому можно воспользоваться электростатическим приближением, как это и делается в наиболее значительной части теоретических исследований (см., например, [17]).

Таким образом, следуя обычной методике, для действительной частоты и инкремента получаем выражения

$$\tilde{\omega} = \frac{\psi_0 \vec{k} \vec{u}_{e0} + \cos^2 \theta \vec{k} \vec{u}_{i0}}{\psi_0 + \cos^2 \theta}, \quad (11)$$

$$\gamma = (\psi_0 + \cos^2 \theta)^{-1} \left( \frac{\vec{k} \vec{v}}{k^2} \frac{j_e}{\omega_H} \vec{k} [\vec{K}_0 \vec{h}_0] - D_e k^2 d_e d_i \right) \equiv \gamma_i - k^2 \gamma_s, \quad (12)$$

где  $d_i = \frac{j_{in}^2}{\Omega_H^2} + \cos^2 \theta$ . Соотношение (12) является обобщением уже известного выражения [17] на случай произвольного направления градиента электронной концентрации. Выражение (11) совпадает с полученным ранее в работе [17] в пренебрежении градиентным дрейфом.

Рассмотрим теперь наиболее благополучный случай для возникновения и развития ГДН, которому соответствует, сильная вытянутость неоднородностей, когда

$$l^2 \gg \psi_0^{-1} l_1^2 \quad \text{или} \quad \cos^2 \theta \ll \psi_0^{-1}. \quad (13)$$

При ограничении (13) из выражений (11) и (12) имеем

$$\tilde{\omega} \approx \vec{k} \vec{u}_{e0} = \vec{k} \vec{u}_0, \quad (11a)$$

$$\gamma = -k'_{\psi} u_0 \frac{k_{\psi}}{k^2} - 2k^2 D_e d_e, \quad (12a)$$

где  $D_e = k'_{\psi} / \nu_e = 2T_e / m_e \nu_e$  — коэффициент продольной электронной диффузии (предполагается  $T_e = T_i$ ). Наибольшее нарастание в этом случае будет при распространении возмущений вдоль  $\vec{v}$  (т.е.  $k = k_{\psi}$ ). Очень существенно, что диффузионное расплывание определяется движением электронов в поперечных к  $\vec{H}_0$  направлениях

$$\left( \text{при } \cos^2 \theta \ll \frac{j_{in}^2}{\omega_H^2}, \quad k^2 D_e d_e = k^2 D_e \frac{j_{in}^2}{\omega_H^2} \equiv k^2_{\perp} D_{e\perp} \right).$$

В случае, обратном (13), когда

$$l_{\parallel}^2 \ll \psi_0^{-1} l_{\perp}^2 \quad \text{или} \quad \cos^2 \theta \gg \psi_0^{-1}, \quad (14)$$

имеем

$$\omega = \bar{k} \bar{u}_{\perp} = \bar{k} \bar{u}_0, \quad (116)$$

$$\gamma = -\kappa'_0 u_0 \frac{\kappa_{\psi}^2}{\kappa^2} \frac{\psi_0}{\cos^2 \theta} - 2\kappa^2 D_i d_i. \quad (126)$$

При выполнении (14) условия возникновения неустойчивости несравненно менее благоприятные, чем в случае (13). Во-первых, увеличивается вклад диффузии, причем теперь она определяется движением ионов в продольном по отношению к  $\vec{H}_0$  направлении (при  $\cos^2 \theta \gg \frac{v_{in}^2}{\Omega_{\perp}^2}$ ,  $\kappa^2 D_{\perp} d_{\perp} = \kappa^2 \cos^2 \theta D_{\parallel} \equiv \kappa_{\parallel}^2 D_{\parallel}$ ). Во-вторых, уменьшается член, определяющий развитие ГДН. Однако ограничение (13) предполагает существенно более сильную вытянутость неоднородностей вдоль  $\vec{H}_0$ , чем условие (14). И реально, с учетом имеющихся экспериментальных данных об анизотропии неоднородностей, его использование во многих случаях представляется неправдоподобным. Тем не менее в большинстве работ анализ ГДН проводится на основе приближения (13), поскольку в приближении (14) неустойчивость практически невозможна. Вопрос же о степени анизотропии неоднородностей еще требует дальнейшего рассмотрения.

Соотношения (11)–(12), особенно в приближении (13), использовались для интерпретации неоднородностей, приводящих к F-рассеянию на различных широтах. Для экваториальных и умеренных широт в последнее время с этой целью более часто привлекается неустойчивость Рэя–Тейлора [17]. Следует указать, что приведенные выражения (11)–(12) позволяют анализировать и эту неустойчивость при соответствующем определении величины  $\vec{v}$ . Отметим также, что актуальность механизма ГДН не вызывает сомнений, если говорить о происхождении неоднородностей в авроральной области F (см., например, [17]).

### Нелинейная теория

В работе [14] совершенно правильно утверждается, что схема расчета пространственного спектра неоднородностей  $\Gamma_k$  (6) не претерпевает каких-либо существенных изменений при переходе от рассмотрения E-области к F-области ионосферы. И следовательно, результаты, установленные в ней применительно к экваториальной области E, можно распространить и на высоты области F. Более подробный анализ позволил получить выражения для пространственных спектров неоднородностей на произвольных широтах области F того же вида, что и на высотах E-области (см. разд. 1). Имеются только некоторые различия в конкретизации условия длинноволнового и коротковолнового приближений и ряда других параметров.

Длинноволновый интервал в условиях F-области ионосферы (10) определяется неравенством

$$\rho^2 \gg 32 \pi^2 \frac{\nu_{in}^2}{\Omega_n^2} \frac{\nu_{Ti}^2}{\omega_0^2} \rho_i^2, \quad (15)$$

которое справедливо для масштабов в несколько десятков раз больших, чем для неравенства (7), т.е. для  $\rho$  порядка от сотен метров до десятков километров. Это происходит из-за сильного увеличения в F-области параметра  $\rho_i$ , которое не компенсируется даже появлением в формуле (15) малого отношения  $\nu_{in}^2/\omega_n^2$ . В этом случае для двумерного изотропного в плоскости, ортогональной геомагнитному полю  $\vec{H}_0$ , спектра мощности  $I_k$  получаем, как и ранее, выражение (8), где теперь  $\bar{\gamma}_L = k'_0 \omega_0 / 2$ ,  $\bar{\beta} = \omega_0 / \sqrt{2}$ . Что касается параметра  $R$ , то на высотах области F он равен

$$R = \frac{1}{16 \pi^2} \frac{\omega_n \Omega_n}{\nu_e \nu_{in}} \frac{\rho_m \rho_m}{\rho_i L'} \frac{\omega_0}{\nu_{Ti}}$$

и в силу (10) по-прежнему много больше единицы, поскольку  $\rho_m > \rho_i$ ,  $\rho_m \sim L'$  и  $\omega_0$  не сильно отличается от  $\nu_{Ti}$ . Для инерционного интервала при  $\rho \ll \rho_m$  соответственно получаем выражение (8а).

Коротковолновый интервал характеризуется неравенством, обратным (15), что будет соответствовать масштабам  $\rho$  от единиц до сотен метров. В этом случае опять приходим к соотношениям (9) и (9а), где надо заменить  $\bar{\gamma}_L$  на приведенное выше ( $\eta$  остается тем же).

В область больших по сравнению с E-областью масштабов сместится и точка излома спектра  $I_k$ , который теперь будет происходить на масштабах порядка  $\rho \sim 18(\nu_{in}/\Omega_n)(\nu_{Ti}/\omega_0)\rho_i$ .

## Литература

1. Александров А. Ф., Богданкевич Л. С., Рухадзе А. А. Основы электродинамики плазмы. М.: Высшая школа, 1988.
2. Михайловский А. Б. Колебания неоднородной плазмы // Вопросы теории плазмы. Вып. 3. М.: Атомиздат, 1963. С. 141 - 202.
3. Гершман Б. Н., Понятов А. А. О градиентно-дрейфовой неустойчивости в среднеширотном ионосферном спорадическом слое E // Изв. вузов. Радиофизика. 1987. Т. 30, № 6. С. 711 - 719.
4. Гершман Б. Н., Игнатъев Ю. А., Каменецкая Г. Х. Механизмы образования ионосферного спорадического слоя E на различных широтах. М.: Наука, 1976.
5. Rogister A., Angelo N. D. Type II irregularities in the equatorial electrojet // J. Geophys. Res. 1970. V. 75, N 19. P. 3879.
6. Каменецкая Г. Х. Некоторые вопросы происхождения неоднородностей E слоя экваториальной и полярной ионосферы // Ионосферные исследования. № 30. М.: Сов. радио, 1980. С. 6 - 16.
7. Tanaka T., Venkateswaran S. V. Of perpendicular propagation of irregularities in middle latitude Es layers // J. Geophys. Res. 1983. V. 88, N A5. P. 4067 - 4073.
8. Eclund W. L., Carter D. A., Balsley B. B. Gradient-drift irregularities in mid latitude sporadic E // J. Geophys. Res. 1981. V. 86, N A2. P. 858 - 862.
9. Tanaka T., Venkateswaran S. V. Characteristics of fieldaligned E region irregularities over Iioka (36°N) Japan // J. Atmos. and Terr. Phys. 1982. V. 44, N 5. P. 381 - 406 (parts I, II).

10. Гершман Б. Н., Понятов А. А. Об электромагнитных эффектах для градиентно-дрейфовой и токовой неустойчивости в ионосферном спорадическом слое E // Изв. вузов. Радиопизика. 1987. Т. 30, № 8. С. 1038 – 1040.
11. Кадомцев Б. Б. Турбулентность плазмы // Вопросы теории плазмы. М.: Атомиздат, 1964. С. 188 – 339.
12. Цытович В. Н. Теория турбулентной плазмы. М.: Атомиздат, 1971.
13. Sudan R. N. Unified theory of type I and type II irregularities in the equatorial electrojet // J. geophys. Res. 1983. V. 88, N A6. P. 4853 – 4860.
14. Sudan R. N., Keskinen M. J. Unified theory of the power spectrum of intermediate wavelength ionospheric electron density fluctuations // J. Geophys. Res. 1984. V. 89, N A11. P. 9840 – 9844.
15. Понятов А. А. О спектре градиентно-дрейфовой неустойчивости в среднеширотной области E ионосферы // Геомагнетизм и аэрномия. 1988. Т. 28, № 1. С. 33 – 39.
16. Гершман Б. Н., Понятов А. А. О связи пространственных спектров флуктуаций электронной концентрации и электрического поля при градиентно-дрейфовой неустойчивости в ионосфере // Геомагнетизм и аэрномия. 1988. Т. 28, № 3. С. 496 – 497.
17. Гершман Б. Н., Казимировский Э. С., Кокоуров В. Д., Чернобровкина Н. А. Явление F-рассеяния в ионосфере. М.: Наука, 1984.
18. Жемчугова Н. О., Крупина А. Е. О градиентно-дрейфовой неустойчивости в F-области ионосферы при учете электромагнитных эффектов // Геомагнетизм и аэрномия. 1988. Т. 28, № 6. С. 949 – 953.

Научно-исследовательский  
радиофизический институт

## NON-STATIONARY MAGNETOSPHERIC CONVECTION AND RELATED CONJUGATE IONOSPHERIC EFFECTS

*R. A. Greenwald, K. B. Baker, J. M. Ruohoniemi,  
J. R. Dudeney, M. J. Pinnock, J. M. Leonard*

### INTRODUCTION

In magnetospheric physics the high electrical conductivity of magnetic field lines often allows phenomena or processes generated in one region of space to be observed more conveniently in others. One of the best examples of this condition is the study of large scale magnetospheric convection. The magnetospheric convection pattern is affected by many boundary region and internal processes occurring throughout the magnetosphere. These include dayside and nightside reconnection zones, transient reconnection zones, viscous interactions, global wind patterns, Alfvén layer formation, and large scale MHD wave phenomena. While most of these processes occur at large distances within the magnetosphere, our current understanding of their effects has come primarily from measurements in the high-latitude ionosphere with ground magnetometers, satellites, balloons, and most recently radars.

Most of the observations of high-latitude dayside convection have been obtained from low altitude satellites equipped with electric field antennas or plasma drift meters. Measurements have shown for  $B_z$  negative conditions that the relative size of the dawn and dusk convection cells, the direction of high-latitude convection near noon, and the location of shear reversals [Heelis, 1984; Heppner and Maynard, 1987] are all dependent on the sign of  $IM^{\infty} B_y$ . It has also been shown by Heppner [1972] that the patterns of convection in the northern and southern hemisphere are asymmetric with regard to the sign of  $B_y$ .

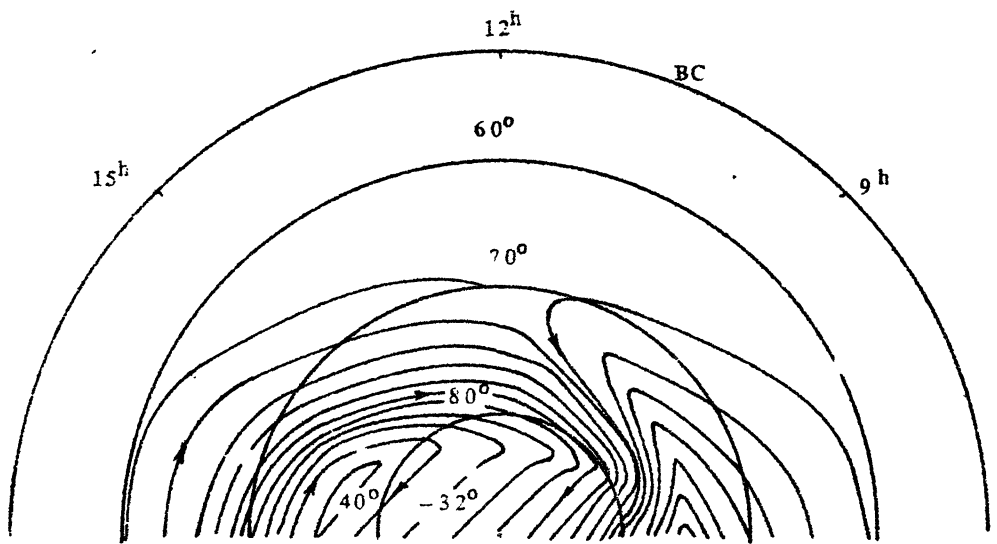


These features are all in qualitative agreement with the predictions of Crooker [1979] and Reiff and Burch [1985]. Examples of convection in the northern hemisphere for  $+B_y$  and  $-B_y$  based on the results of Pappner and Maynard [1987] are shown in fig. 1a and 1b, respectively.

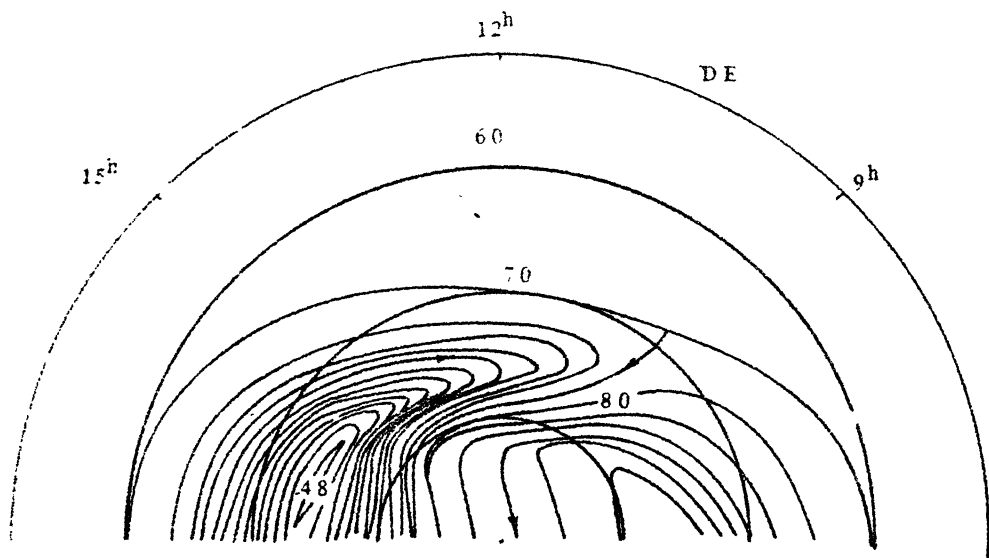
While ground-based techniques, e.g. radars, have yielded convection measurements that are in substantial agreement with satellite observations, it is important to appreciate that both types of measurement are averaged to a high degree. Satellites measure a thin latitudinal strip on any given pass, while radar data is either limited in local time coverage or averaged to yield a single latitudinal profile at a given local time. Depending on the precession rate of the satellite, it could take months to attain appreciable local time coverage. Radars cover local time at the rotation rate of the Earth; however, even at this rate IMF conditions may change significantly over a few hour period. For both types of measurements, patterns are ultimately derived by selecting observations from many days for which there were similar values of  $B_y$  and  $B_x$ . The data set may extend over months or even years.

Clearly, the next step in understanding will be achieved by looking at significant portions of the magnetospheric convection pattern or at its projection in the high-latitude ionosphere on a near instantaneous and semicontinuous basis. Convection in the immediate vicinity of the ionospheric projection of the magnetospheric cusp with its strong dependence on the IMF will be of particular interest for investigation. Fortunately, the high-latitude location of this feature and its limited local time extent allows much of the dayside convection pattern associated with it to be contained within the field of view of a single ground-based HF radar.

In this paper we present observations of cusp-related convection made with two HF radars. The radars are located in conjugate hemispheres and provide simultaneous measurements of dayside convection near the cusps. Our observations confirm that the average dayside patterns shown in fig. 1 are good approximations of the instantaneous flow patterns, that the transition time in switching between states is on the order of minutes from the time that the IMF state change is incident on the magnetospheric boundary, and that the character of the transition is dependent on the sense of the IMF  $B_y$  change.



a)



b)

Fig. 1. Dayside portions of Heppner-Maynard convection patterns: *a* – BC pattern valid for IMF  $B_y > 0$  in northern hemisphere or  $B_y < 0$  in southern hemisphere, *b* – DE pattern valid for IMF  $B_y > 0$  in northern hemisphere or  $B_y < 0$  in southern hemisphere

## PACE: POLAR ANGLO-AMERICAN CONJUGATE EXPERIMENT

The Polar Anglo-American Conjugate Experiment (PACE) consists of two HF phased-array radars located at Goose Bay, Labrador and Halley Station, Antarctica [Baker et al., 1989]. The Goose Bay radar has operated since October 1983 and has been described extensively in the literature [e.g. Greenwald et al., 1985]. In brief, it consists of a linear array of 10 log periodic HF antennas each capable of transmitting 1 kW of power and receiving the backscattered signals. The radar is able to sense backscatter over a  $52^\circ$  azimuth sector centered  $5^\circ$  to the east of geographic north and extending from a few hundred to nearly 3000 km from the radar site. Coverage extends from  $64^\circ$  to  $85^\circ$  invariant latitude and, on average, over 2 1/2 hours of magnetic local time (the coverage extends to 4 hours of MLT at the highest latitudes). The radars perform a complete azimuth scan in 80-100 s and operate continuously. Thus, they are ideally suited for "instantaneous" studies of large scale convection and its dynamic evolution.

The HF radar located at Halley Station, Antarctica ( $76^\circ\text{S}$ ,  $27^\circ\text{W}$ ) is a jointly funded program of the British Antarctic Survey (BAS, a component of the Natural Environment Research Council) and the National Science Foundation, Division of Polar Programs. The radar is situated on a 270 m thick shelf of floating ice on the eastern coast of the Weddell Sea. It was installed and put into operation over a five week period extending from December 1987 to January 1988 by a combined British and American team including several of the authors (KBB, JRD, MJP, and JML). Operation of the Halley radar began on 10 January 1988 and it has continued nearly uninterrupted since that date.

Due to the fortuitous location of Halley relative to Goose Bay, the radars have huge overlapping conjugate fields of view. In fact, the common volume is rather close to the individual field of view of either of the radars. Fig. 2, shows this common area with the location of Goose Bay and its field of view projected into the southern hemisphere. The projections were performed using a special magnetic coordinate system developed for the PACE experiment [Baker and Wing, 1989]. The mapping was derived from an internal field model based upon the 1985 International Geomagnetic Reference Field, updated to 1988, and Gustafsson's Corrected Geomagnetic Coordinates [Gustafsson, 1984] for the northern hemisphere.

As a demonstration of the potential of the PACE experiment for conjugate studies of convection dynamics we present observations ob-

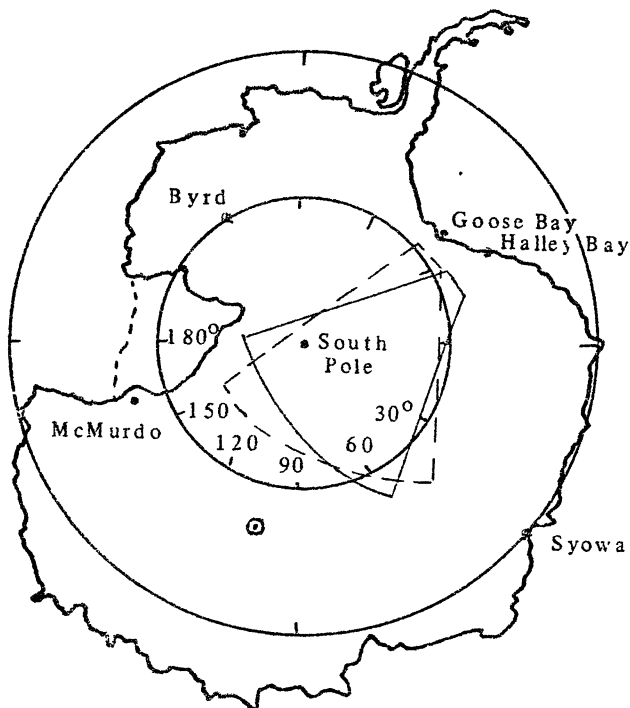


Fig. 2. Map of Antarctica showing field of view of Halley Bay radar and conjugate mapping of field of view of Goose Bay radar

tained on 22 April 1988, during a geomagnetically-disturbed period in which the radars were situated in the noon local time sector. We first present an overview of conditions, followed by examples of the quasi-steady flow patterns that were observed. Finally, we present examples of the transitions that were observed in conjunction with IMF  $b_y$  variations.

#### OVERVIEW OF GEOPHYSICAL CONDITIONS

April 22, 1988 was part of a uniformly disturbed stormtime period that began late on 21 April and continued well into 23 April. On 22 April,  $K_p$  ranged from 4 to 5+; it had values of 4+ and 5 for the 3-hour intervals containing the measurements presented here.

Magnetic field measurements from the IMF-8 satellite, shown in fig. 3 were available continuously from 1400 UT to 1725 UT. With the exception of a brief period from 1405-1415 UT and a longer period after 1620 UT,  $b_z$  was negative with a typical value of  $-8$  nT. During the period of prime interest (1445-1600 UT),  $b_y$  underwent a number of reversals generally changing between  $\pm 8$  nT, while  $b_x$  remained

roughly constant at  $-7$  nT. The satellite was located in the dawn local time sector at  $x \approx 11 R_e$  and  $y \approx 29 R_e$ .

In fig. 3 we have also defined a second "delayed time" axis. This time corresponds to the UT time that we would expect the effect of a magnetic variation observed at IMP-8 to begin to be present in the ionosphere. The delay is due to solar wind propagation between the satellite and the magnetopause and to Alfvén wave propagation along the magnetic field lines. On the basis of prior observations as well as the observed time delays in this study we have assumed a nominal delay time of 7 minutes.

### QUASI-STEADY STATE CONVECTION PATTERNS

During the period of interest on 22 April there were three intervals in which IMF  $B_y$  measured at IMP-8 maintained the same sense for periods of 15 minutes or more. We anticipate that similar IMF conditions prevailed at the dayside magnetospheric boundary after an appropriate solar wind propagation time and that quasi-steady ionospheric convection would be observed at the ionospheric footprints of these boundary layer field after an additional Alfvén propagation time. Invoking the 7 minute total propagation delay assumed in fig. 3, we obtain

1437-1452 UT, 1452-1510 UT, and 1527 UT onwards as periods of anticipated quasi-steady convection. We consider the latter two of these periods in reverse temporal order. The plots that we present are a series of ionospheric convection maps derived from the Goose Bay and Halley Bay data. The analysis procedure used in deriving these maps is given in Ruohoniemi et al. [1989].

The period subsequent to 1527 UT is a time in which IMF  $B_y$  was positive and nearly constant at 6 nT. The Goose Bay velocity map, shown in fig. 4a, was obtained by averaging six successive scans of the radar data over the interval 1531:17-1540:38 UT. The pattern exhibits uniform northwestern flow across the entire noon local time sector and appears quite similar to the Heppner-Maynard flow pattern of fig. 1a. This pattern represents the remnant of the dusk convection cell that is present near local noon. By converting the observed flow velocities to equivalent electric fields and integrating over the latitudinal extent of the data, we obtain a potential drop across the cell in this local time sector of 40-50 kV.

The averaged Halley Bay convection for the post-1527 UT period is shown in fig. 4b. It was obtained from four successive scans of

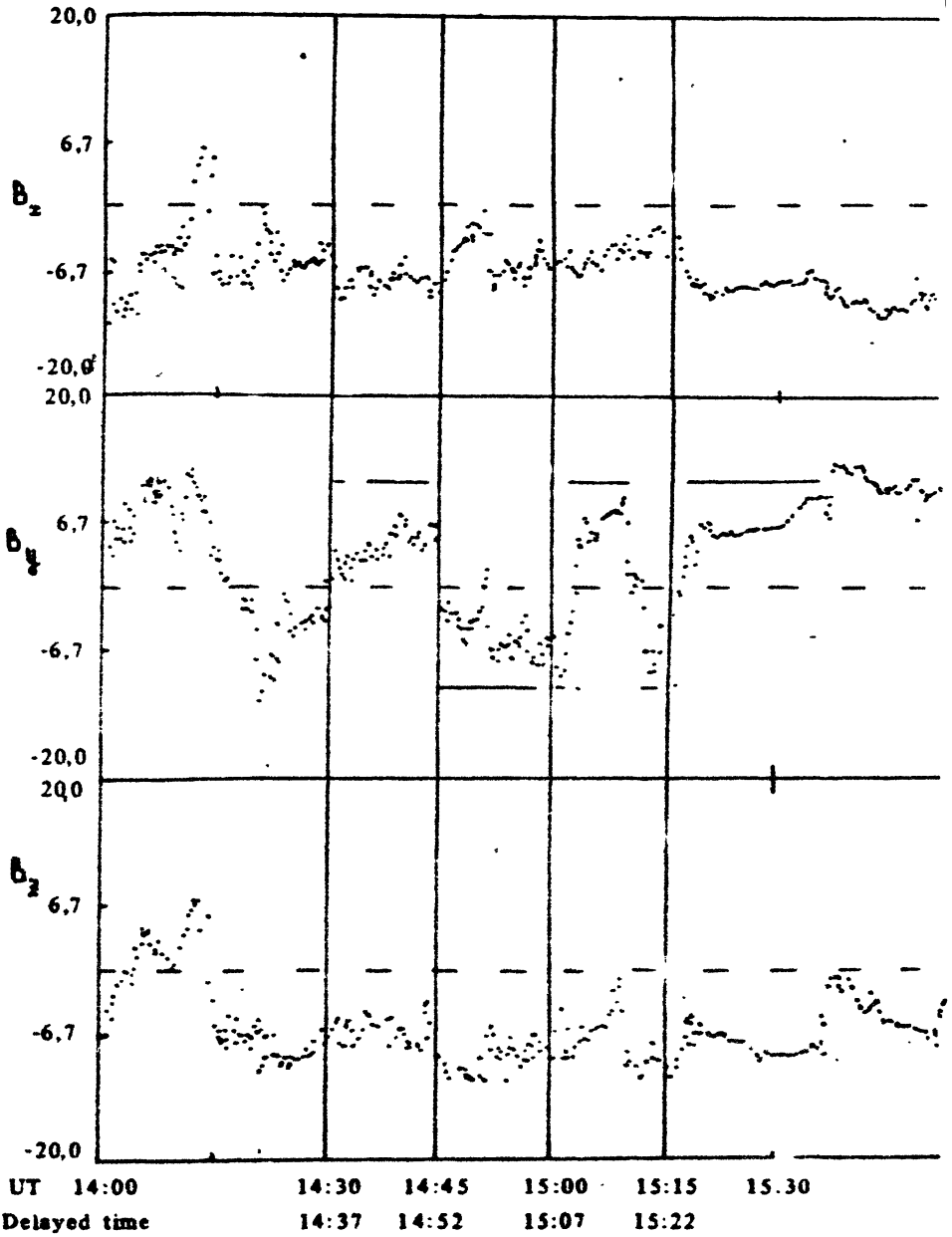
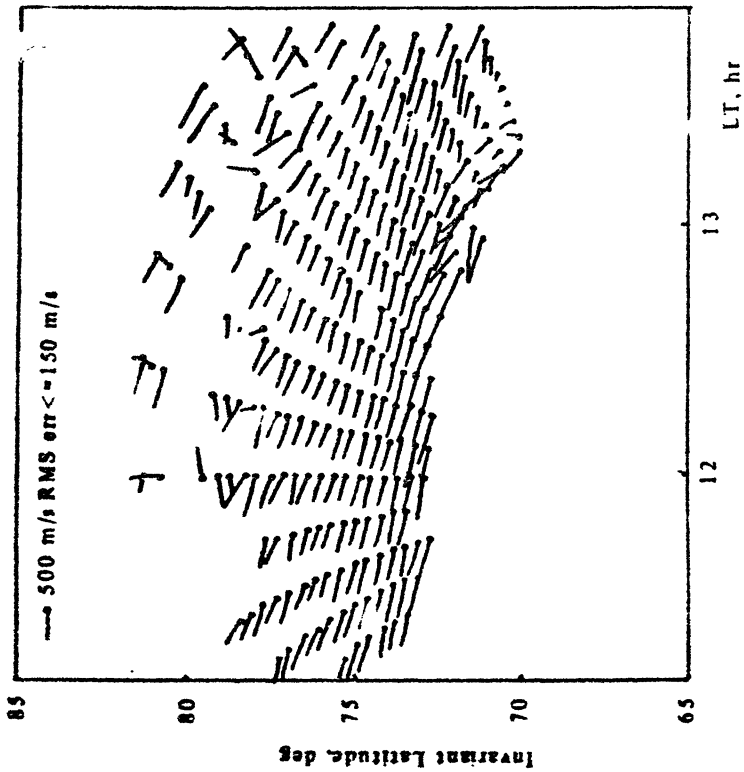


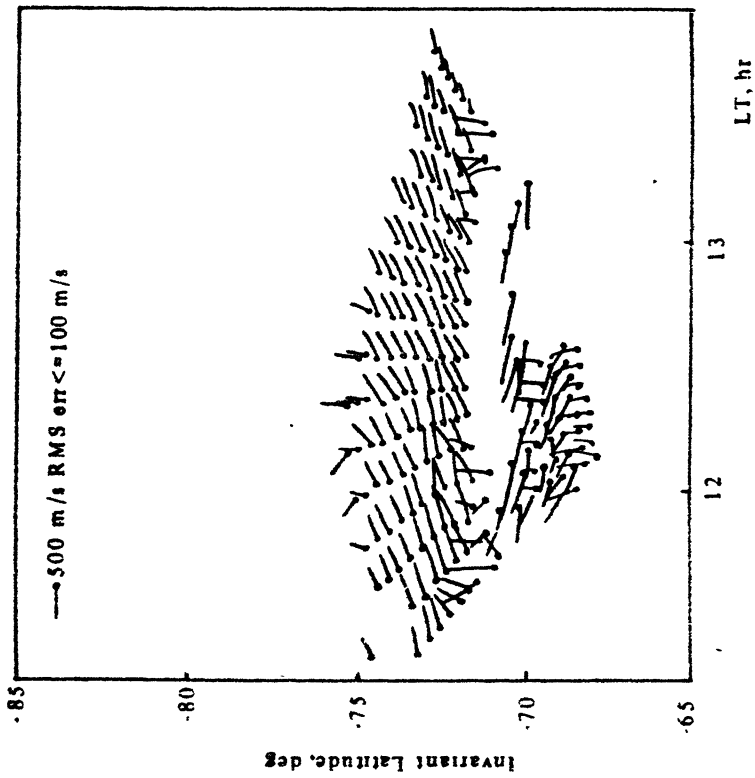
Fig. 3. IMP-8 magnetic field data for the time period 1400-1600 UT on 22 April 1988

Goose bay. 12.4 MHz



a)

Halley bay. 12.2 MHz



b)

Fig. 4. Average two-dimensional convection pattern observed by the Goose Bay radar for 1531:17-1540:38 UT on 22 April 1988 (a) and by the Halley Bay radar for 1535:08-1541:32 L. on 22 April 1988 (b)

the Halley radar in the time interval 1535:08-1541:32 UT. The pattern exhibits a shear reversal that is quite similar to the Heppner-Maynard pattern of fig. 1b. The dusk convection cell in this case extends to the noon meridian exhibiting southwesterly flow at lower latitudes and southeasterly flow at higher latitudes. The poleward region of southeasterly flow is probably composed of antisunward flow from both the dawn and dusk convection cells, the latter having convected across the noon meridian into the dusk sector. This combined contribution to the southeasterly convection is anticipated on the basis of fig. 1b.

During the quasi-stationary period extending from 1452-1510 UT, IMF  $B_y$  was negative and had an average value of -6 nT. For this IMF condition we expect the convection patterns in the two hemispheres to be reversed. To check this hypothesis, 12 and 11 minute average convection maps have been made from the Goose Bay and Halley Bay data, respectively. The Goose Bay flow pattern, shown in fig. 5a, exhibits a smooth rotation of the dusk cell flow from northwesterly to northeasterly with increasing latitude. This rotation occurs across the magnetic local noon meridian and is consistent with the Heppner-Maynard pattern for negative  $B_y$  (fig. 1b). Again, it appears that much of the northeasterly flow is associated with the dawn convection cell which extends across the centre of the polar cap onto the post noon sector.

The Halley Bay data for this period, shown in fig. 5b, exhibits uniform southwesterly flow across the entire noon local time sector. This behaviour is consistent with the Heppner-Maynard pattern of fig. 1a, which in this instance corresponds to southern hemisphere convection for  $B_y$  negative. By integrating over the latitudinal extent of the scattering region we again find that the potential drop associated with the dusk convection cell is 40-50 kV. Thus, it appears that not only have the flow patterns in the two hemispheres reversed with the sign of  $B_y$ , but the potential drop across the dusk cell of fig. 1a has been roughly conversed in the transition.

### TRANSITIONS IN CUSP CONVECTION

While it is reassuring to confirm that the instantaneous quasi-stationary convection patterns observed in conjugate hemispheres are consistent with average empirical patterns, it is perhaps more fundamental to examine the manner in which transitions between quasi-stationary states occur. Toward this end, we focus our attention on the time pe-



riod 1504-1522 UT. During this interval, IMF  $B_y$  changed from quasi-stationary negative to positive to negative. The PACE radars have tracked these changes with a truly unique set of observations of the conjugate convection variations.

The four panels shown in fig. 6 represent selected convection patterns derived from the Goose Bay radar for this transition period. These panels may be thought of as characteristic states representing various epochs of the  $B_y$  transitions. In general, there was a continuous, albeit not necessarily steady, transition between the various states shown.

Fig. 6a based on data from 1504:45-1507:25 UT, represents the convection pattern associated with the quasi-stationary  $B_y$  negative condition. Although there are fewer velocity vectors plotted, the pattern is essentially identical to the time-averaged map previously presented in fig. 5a. Basically, one observes a clockwise rotation of the flow with increasing latitude, while enhanced northwesterly flow is only observed at the lowest latitudes and latest local times (See the small box).

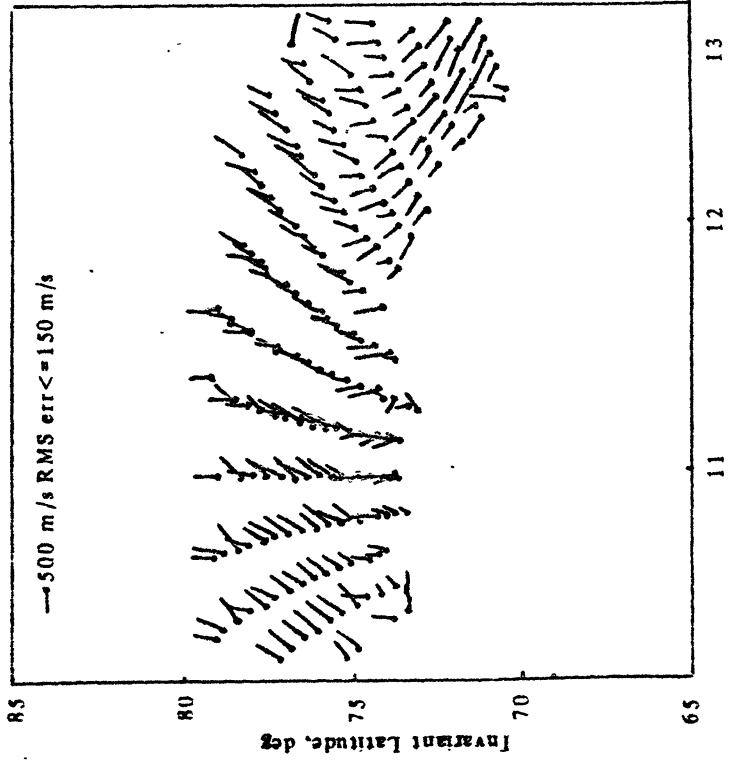
By the time of the second panel in fig. 6, 1510:30-1511:50 UT, IMF  $B_y$  was in the process of changing sign. In the ionosphere, one still observes a clockwise rotation of the flow with increasing latitude; however, the boxed region of enhanced northwesterly flow has expanded westward to 1230 MLT.

During the ensuing scans of the radar the region of enhanced northwesterly flow continues to expand westward in a somewhat halting fashion. By 1516:56-1518:16 UT, when IMF  $B_y$  was near its maximum positive excursion, the convection pattern in the northern hemisphere has the form shown in fig. 6c. The convection is northwesterly over the entire radar field of view and the pattern is nearly identical to that observed for the quasi-stationary  $B_y$  positive condition.

The pattern of fig. 6c was not a stationary configuration; in fact, it is only observed on the 1516:56-1518:16 UT scan. Either during or shortly after the scan of fig. 6c, IMF  $B_y$  again turned negative. On the subsequent 160 s scan lasting from 1516:16-1520:56 UT and shown in fig. 6d there is little evidence of strong northwesterly flow. Rather, the vectors appear to have rotated polewards over the entire local time extent of the map and the pattern appears to be relaxing to the rotational flow reversal configuration of fig. 6a.

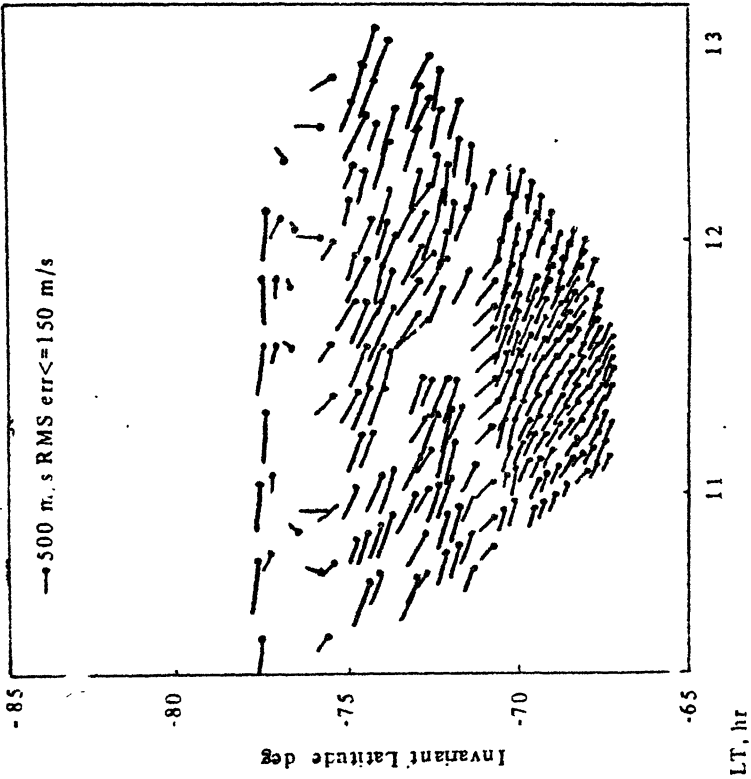
The Halley Bay data for this transition period is shown in fig. 7a-c. Late in the quasi-stationary  $B_y$  negative period (fig. 7a, 1508:58-1510:34 UT) the Halley data still exhibited predominantly

Goose bay. 13.6 MHz



a/

Halley bay. 12.2 MHz



b/

Fig. 5. Average two-dimensional convection pattern observed by the Goose Bay radar for 1455:21 - 1507:25 UT on 22 April 1988 (a) and by the Halley Bay radar for 1457:46 - 1508:58 UT on 22 April 1988 (b)

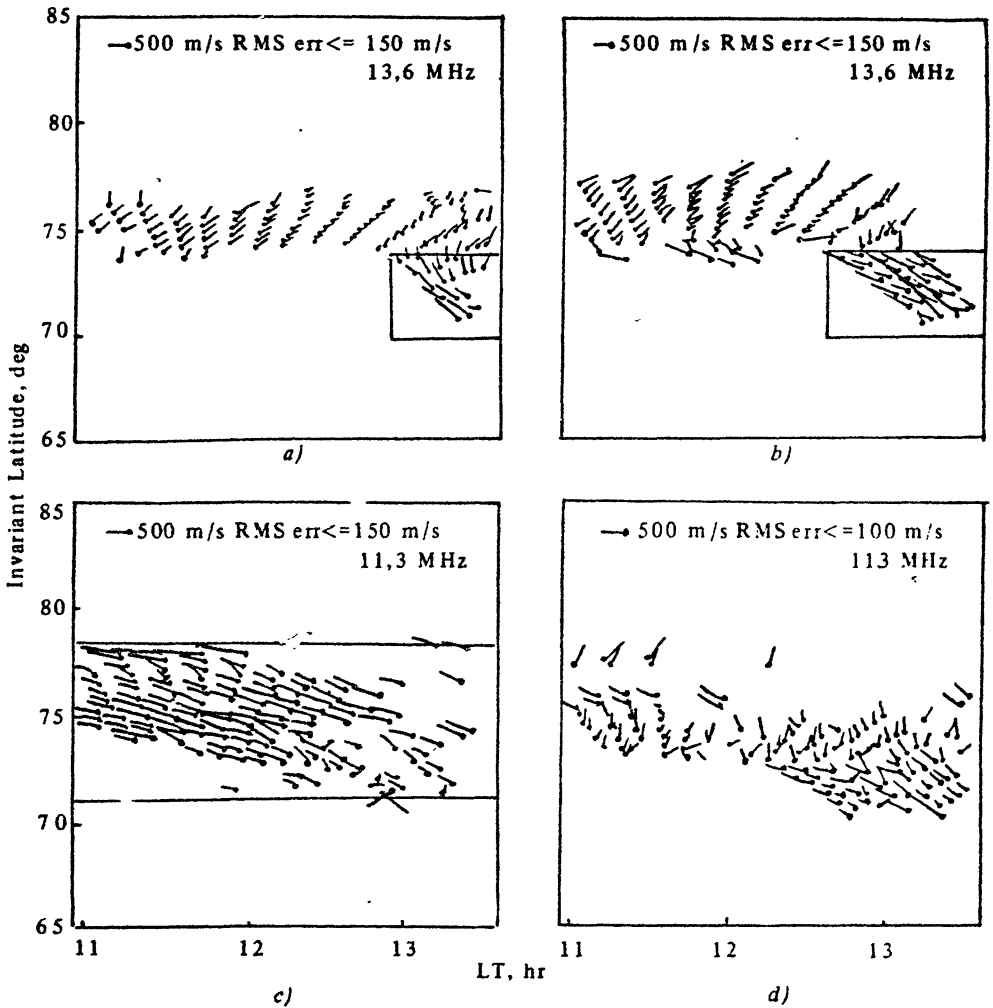


Fig. 6. Two-dimensional convection pattern observed by the Goose Bay radar on 22 April 1988: *a* - for 1504:45-1507:25 UT, *b* - for 1510:30-1511:50 UT, *c* - for 1516:56-1518:16 UT, *d* - for 1518:16-1520:56 UT. Boxed area. represent region of enhanced northwesterly flow

southwesterly convection. The convection map, with the exception of a slight shear reversal near  $74^\circ$  latitude and 13 MLT (enclosed in small box), is remarkably similar to the quasi-stationary time-averaged map shown in fig. 5b. During the next few minutes  $B_y$  turned positive and a dramatic transition is observed in the convection pattern derived from the Halley data. Fig. 7b shows the southern hemisphere convection pattern for the period 1512:19-1513:5 UT. In it we see that a shearlike convection reversal has encroached into the Halley field of view from the east and surged westward. The reversal boundary appears to be located at  $71^\circ$  magnetic latitude and to have reached the

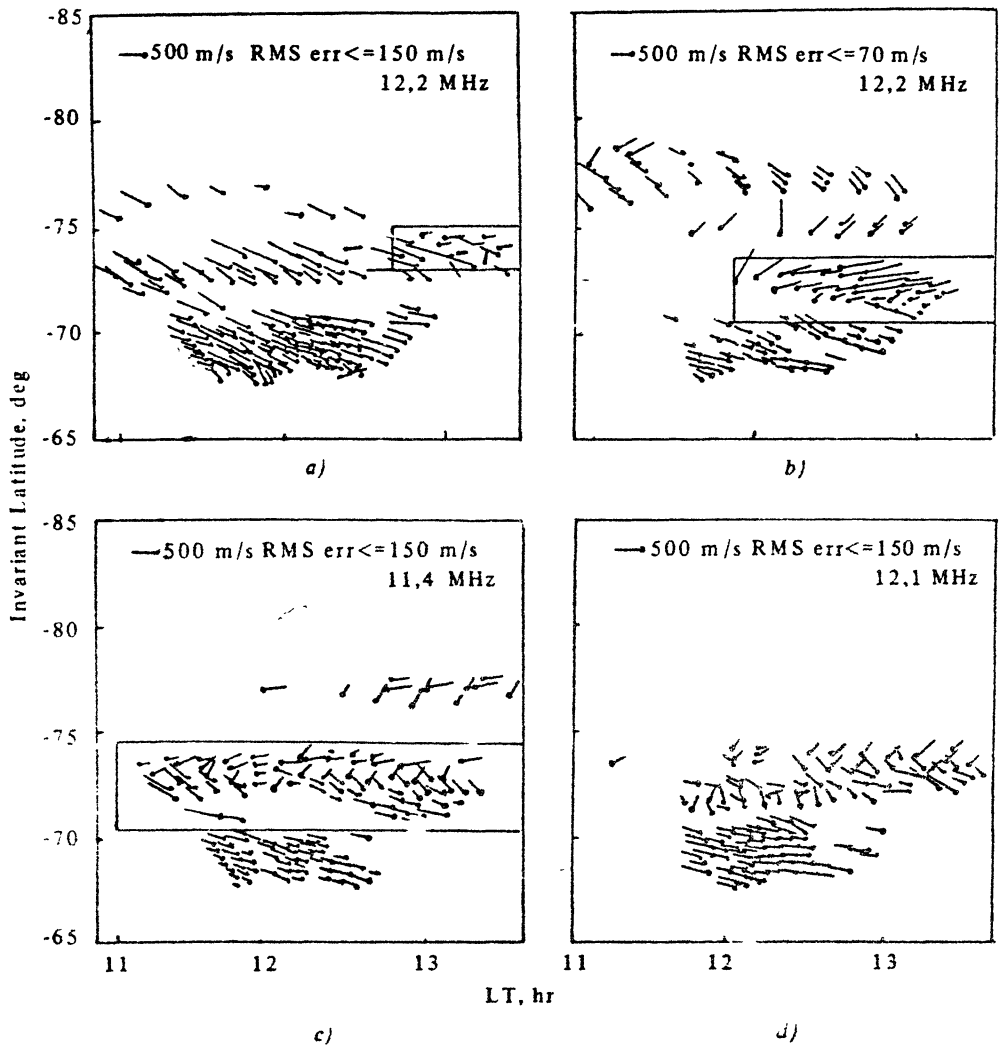


Fig. 7. Two-dimensional convection pattern observed by the Halley Bay radar on 22 April 1988: *a* - for 1508:58-1510:34 UT, *b* - for 1512:19-1513:55 UT, *c* - for 1517:12-1518:48 UT, *d* - for 1520:31-1522:07 UT. Boxed areas represent region of shear flow reversal

noon meridian (See large box). This shear reversal may be the development of the slight reversal configuration noted on the previous panel or it might be a new entity. At somewhat higher latitudes there is additional southeasterly flow while at the highest latitude the flow is southwesterly as it was on the previous panel. Thus, fig. 7b can be viewed as a superposition of higher latitude fossil flow associated with the previous IMF  $\hat{D}_y$  state and lower latitude shear reversal flow due to the current condition.

The third panel of fig. 7 shows the convection pattern that was derived for the interval 1517:12-1518:48 UT at the time of maximum positive excursion of  $B_y$ . In it, we see that the shear reversal has expanded to 11 MLT filling the entire azimuthal extent of the radar scan. There is additional southeasterly convective flow at the higher magnetic latitudes, while the fossil southwesterly flow associated with the previous IMF state has now disappeared. Although this pattern is similar to the quasi-stationary pattern of fig. 4b, it, as the pattern of fig. 6c, is only shortlived. In fact, by the time of the 1520:31-1522:07 UT scan, fig. 7d, the IMF  $B_y$  component is again negative and the vectors of the convection pattern begin to rotate back to a southwesterly direction. As in the case of the concurrent northern hemisphere transition the relaxation of the pattern appears to occur simultaneously over the entire local time extent of the pattern.

#### SUMMARY

In this paper, we have demonstrated the potential of HF radar systems for studying high-latitude convection. The radars can scan over  $20^\circ$  in latitude and several hours in magnetic local with temporal resolution of under two minutes. Consequently, they are ideally suited for studying the effects of magnetospheric boundary layer processes on magnetospheric and ionospheric convection. Convection maps obtained with conjugate radars under quasi-stationary IMF conditions are quite similar to the average conjugate convection patterns obtained by Hapner and Maynard [1987]. Transitions in IMF  $B_y$  were accompanied after an appropriate time delay by nearly simultaneous transitions in the high-latitude convection patterns in both hemispheres. Within the time resolution that was available, there is no evidence that the transitions in one hemisphere occur earlier than the other. Positive transitions appear to be associated with the encroachment of new patterns from an easterly direction. More than 5 minutes are required for these patterns to expand across the noon local time sector. In contrast, negative transitions appear to lead to new convection patterns that form almost immediately across the entire noon local time sector and expand poleward and equatorward.

## ACKNOWLEDGEMENTS

This paper is an abbreviated version of a paper with the same title that is being prepared for the Journal of Geophysical Research. The Goose Bay radar is supported in part by the National Science Foundation (NSF), Division of Atmospheric Sciences and the Air Force Office of Scientific Research, Directorate of Atmospheric and Chemical Sciences under Grant ATM-8713982. The Halley Bay radar was developed under support from the NSF Division of Polar Programs, Grant DPP-8602975, and the National Environment Research Council of Great Britain. The authors would like to thank the staff of the AFGL High-Latitude Ionospheric Observatory for their help in the daily operations of the Goose Bay radar as well as the Ionospheric Effects Branch of the Air Force Geophysics Laboratory for permission and support in operating from the Goose Bay site. Thanks are extended to the base members of Halley Station for their considerable assistance during the installation of the Halley radar. The authors also would like to thank R.P. Lepping for providing the IMF-8 data.

## References

- Baker, K. B., R. A. Greenwald, J. M. Ruohoniemi, J. R. Dudeney, M. J. Pinnock, and N. Mattin, PACE. Polar Anglo-American Conjugate Experiment, Submitted to EOS, 1989.
- Baker, K. B. and S. Wing, A new magnetic coordinate system for conjugate studies at high-latitudes. Submitted to J. Geophys. Res., 1989.
- Crooker, N. U., Dayside merging and cusp geometry, J. Geophys. Res., 84, 951, 1979.
- Greenwald, R. A., K. B. Baker, R. A. Hutchins, and C. Hanuise, An HF phased-array radar for studying small-scale structure in the high-latitude ionosphere, 20, 63-79, 1985.
- Gustafsson, G., Corrected geomagnetic coordinates for epoch 1980, Magnetospheric Currents, 276-283, ed. T. A. Potemra, American Geophysical Union, Washington, D. C., 1984.
- Heelis, R. A., The effects of interplanetary magnetic field orientation on dayside high-latitude ionospheric convection, J. Geophys. Res., 89, 2873, 1984.
- Heppner, J. P., Polar cap electric field distributions related to the interplanetary magnetic field direction, J. Geophys. Res., 77, 4877, 1972.
- Heppner, J. P. and N. C. Maynard, Empirical high-latitude electric field models, J. Geophys. Res., 92, 4467, 1987.
- Reiff, P. H., and J. L. Burch, IMF  $B_z$ -dependent plasma flow and Birkeland currents in the dayside magnetosphere: A global model for northward and southward IMF, J. Geophys. Res., 90, 1595, 1985.
- Ruohoniemi, J. M., R. A. Greenwald, K. B. Baker, J.-P. Villain, C. Hanuise, and J. Kelly, Mapping high-latitude plasma convection with coherent HF radars, Submitted to J. Geophys. Res., 1989.

# MODELLING THE DYNAMICS AND ELECTRODYNAMICS OF THE THERMOSPHERE AND IONOSPHERE

*T. J. Fuller-Rowell, D. Rees*

## INTRODUCTION

The neutral thermosphere and ionosphere is the most strongly forced region of the terrestrial atmosphere. The direct solar radiation, in the UV and EUV wavelengths, deposits heat, and ionizes and dissociates the neutral gases [1]. This source has a large solar cycle variation, some of the soft X-ray fluxes varying by an order of magnitude from low to high solar activity [2,3]. A second important energy and momentum source arises in the lower and middle atmosphere, propagating upward through the atmospheric layers, and at some latitudes, dominating the physics of the lower thermosphere [4,5]. At high latitudes the magnetospheric plasma convection [6,7] and auroral particle precipitation [8, 9] are the major driver for all but extremely quiet geomagnetic activity. The response to the magnetospheric sources can be extreme, accelerating the neutral atmosphere to velocities in excess of  $1 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$  [10, 11], and raising the kinetic temperature above 2000K. As a result, at high latitudes the atmospheric fluid frequently becomes non-linear, with many observable consequences [12, 13]. This paper attempts to illustrate some of the dynamical and electrodynamic responses of the thermosphere and ionosphere using a coupled, three-dimensional, numerical model.

## THE COUPLED MODEL

The UCL Three Dimensional Thermospheric Model (or TGCM) simulates the time-dependent structure of the vector wind, temperature, density and composition of the neutral atmosphere, by numerically solving the non-linear equations of momentum, energy and continuity [14], and a time-dependent mean mass equation [15]. The global atmosphere is divided into a series of elements in geographic latitude, longitude and pressure. Each grid point rotates with the earth to define a non-inertial frame of reference in a spherical polar coordinate system. The latitude resolution is  $2^\circ$ , the longitude resolution is  $18^\circ$ , and each longitude slice sweeps through all local times, with a 1 min time step. In the vertical direction the atmosphere is divided into 15 levels in log (pressure), each layer is equivalent to one scale height thickness, from a lower boundary of 1 Pascal at 80 km height.

The time-dependent variables of southward and eastward neutral wind, total energy density, and mean molecular mass are evaluated at each grid point by an explicit time stepping numerical technique. After each iteration the vertical wind is derived, together with temperature, heights of pressure surfaces, density, and atomic oxygen and molecular nitrogen concentrations. The data can be interpolated to fixed heights for comparison with experimental data, or with empirical models. The momentum equation is non-linear and the solutions fully describe the horizontal and vertical advection, i.e. the transport of momentum.

The neutral atmosphere numerical model uses an Eulerian approach. However, the ionospheric code is evaluated in a Lagrangian system [16]. The evolution of the parcels of plasma is evaluated as they are traced along their convection paths, under the influence of the magnetospheric electric field, assuming pure  $\vec{E} \times \vec{B}$  drifts. Recently the ionospheric Lagrangian frame of reference has been modified to be more compatible with the neutral Eulerian frame, eliminating the need for "corotation potential" and excessive coordinate system transformations. In the ionospheric code, atomic ( $H^+$  and  $O^+$ ) and molecular ion ( $NO^+$ ,  $O_2^+$ ,  $N_2^+$ ) concentration are evaluated over the height range from 100 to 1500 km, and used in the thermospheric code within  $50^\circ$  latitude of the north and south geographic poles. Realistic simulation of the mid-latitude trough can be achieved, although the self-consistent treatment of the flux of plasma into, and down from the protonosphere is not yet possible.



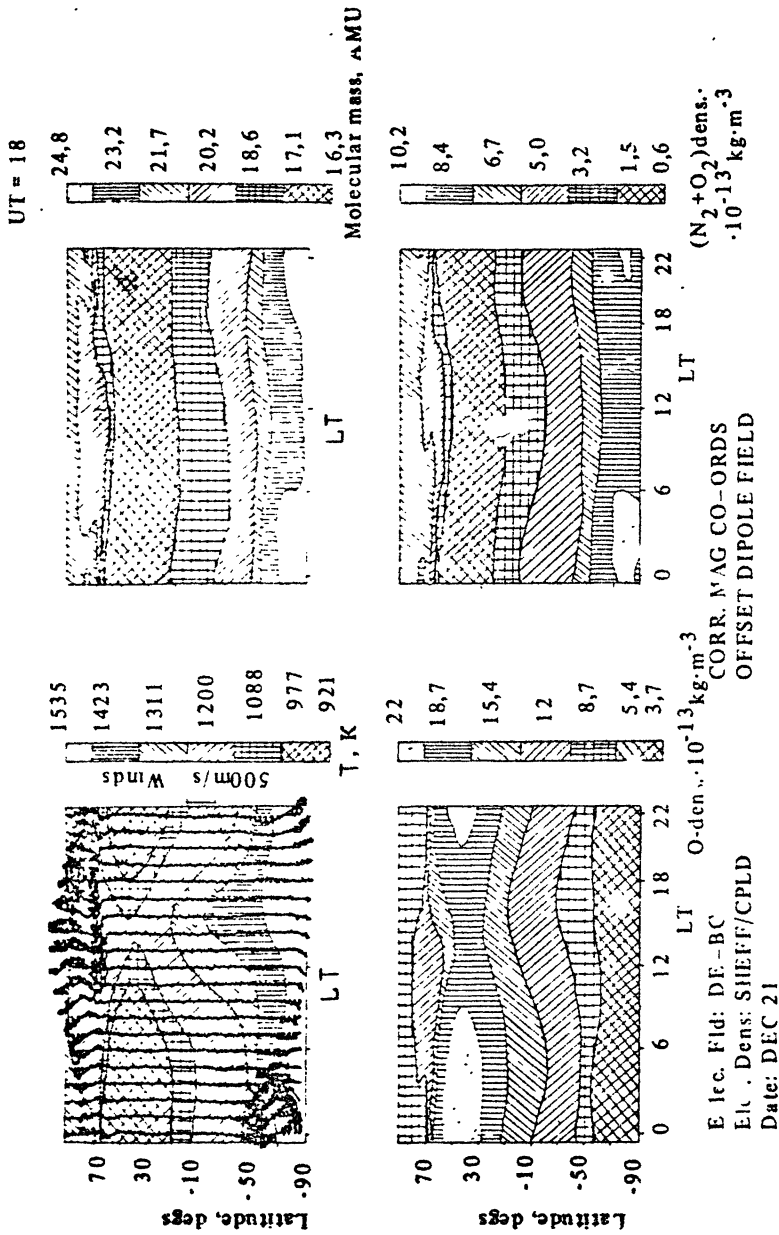
## GLOBAL WIND, TEMPERATURE, AND COMPOSITION

The global structure of the neutral thermospheric parameters has become well established by observational data and is incorporated in the recent empirical models of the thermosphere [17]. The model simulations can confirm theories of the causes of the patterns, and serve to fill in the regions where observation is difficult. Fig. 1 illustrates the neutral wind, temperature, mean molecular mass, atomic oxygen and molecular nitrogen concentrations in the upper thermosphere simulated for conditions of moderately high solar ( $F_{40.7} \text{ cm} = 185$ ) and geomagnetic activity ( $K_p = 3$ ), at the December solstice. The region from the north to south geographic pole is illustrated at pressure level 12 close to 300 km altitude.

There is a strong diurnal response of thermospheric temperature to solar forcing, a factor unique to the upper atmosphere, and a large latitude temperature gradient has developed from the summer to winter hemisphere. The global circulation responds to the latitudinal temperature, and related pressure, gradients to generate a wind cell flowing from the summer to winter hemisphere in the upper thermosphere, and a weak return flow in the lower thermosphere/mesosphere. Associated with this horizontal motion, is a region of upwelling in the summer hemisphere and downwelling in the winter hemisphere. The composition structure is a direct consequence of this global circulation cell. The upwelling enhances the relative concentrations of molecular species, particularly  $N_2$ , downwelling decreases the heavy molecular species.

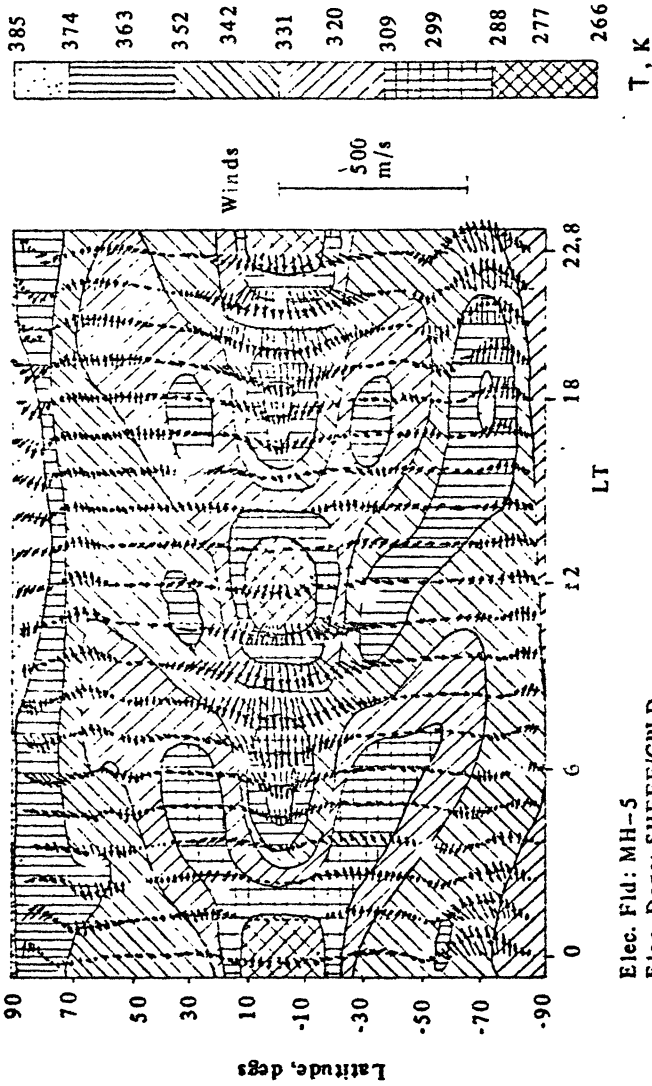
The geomagnetic source in fig. 1 can be seen to strengthen the winds at high latitudes, and heat the polar regions. As a result the global pressure gradients are modified, and so are the wind cells. The cell from summer to winter is stronger, but no longer extends to the winter pole. An opposing cell has developed at the winter pole, reversing the prevailing wind, and altering the composition response. The minimum in mean molecular mass has moved to winter mid-latitudes and a second peak is present at the winter pole in response to the upwelling from the geomagnetic input.

The global response of the neutral wind and temperature in the lower thermosphere is illustrated in fig. 2. The simulation is for equinox conditions, low solar activity, and average geomagnetic forcing ( $K_p = 2$ ); pressure level 7 is shown, corresponding to an altitude of about 125 km. In contrast to the upper thermosphere, the main response at low and mid-latitudes is semi-diurnal, in both the wind and tempera-



**Fig. 1.** Global patterns of neutral wind and temperature, mean molecular mass, atomic oxygen mass density, and molecular nitrogen mass density, at pressure level 12, close to 300 km altitude, for conditions of moderately high solar activity ( $F_{10.7} = 185$ ),  $K_p = 3$ , at the December solstice

UT = 12



Elec. Fld: MH-S  
Elec. Den: SHEFF/CPLD  
Date: SEP 23

Fig. 2. Global pattern of neutral wind and temperature at pressure level 7, close to 125 km altitude, for conditions of low solar activity,  $K_p = 2$ , at the September equinox

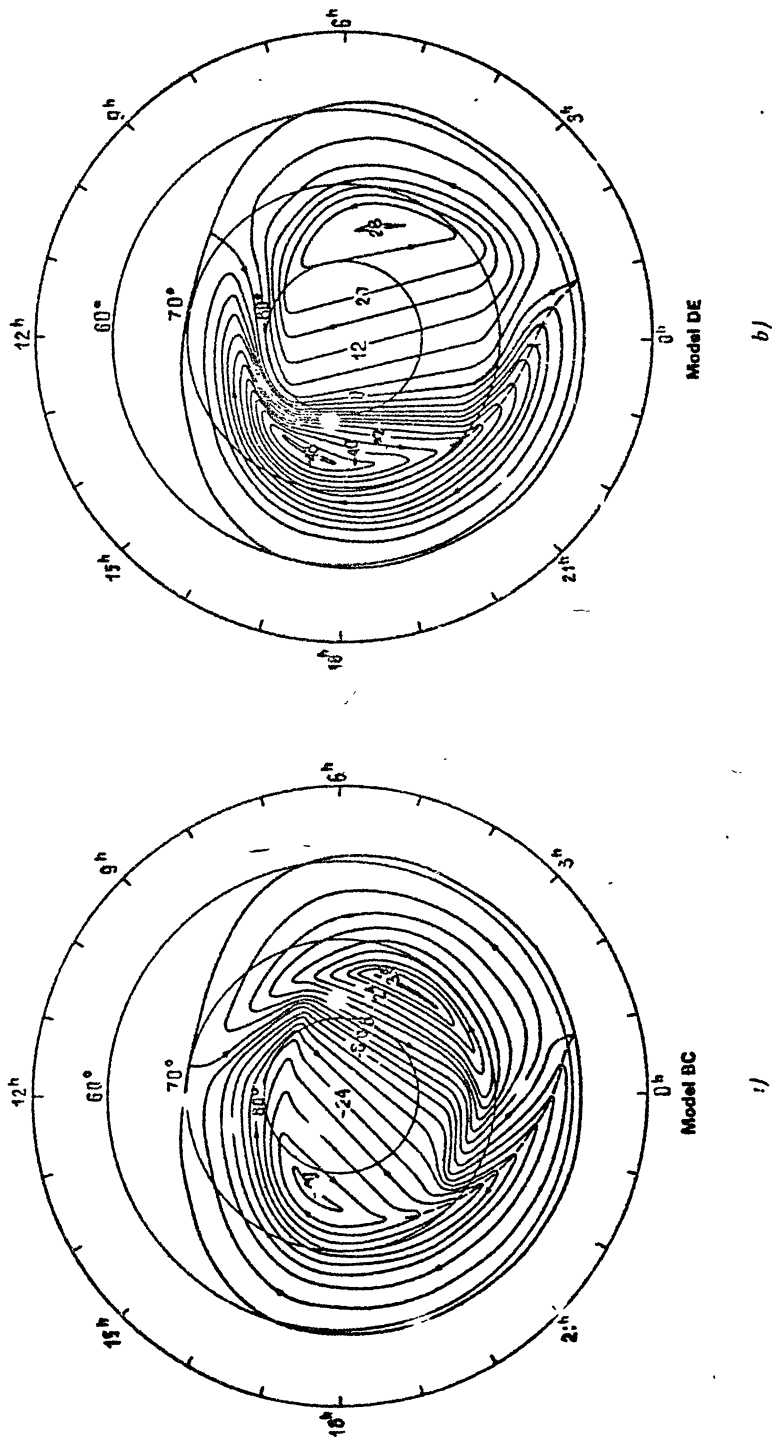
ture. The peak amplitude of the semi-diurnal wind is about 40 m/s, and 80 K for the kinetic temperature. The main driver of this circulation and temperature structure is from tides propagating up from the middle and lower atmosphere. The present simulation is forced by the (2,2) and (2,4) symmetric Hough modes [18], each with an amplitude of 350 meters at 97 km. The amplitudes and phases of the tidal forcing functions have been tuned to give a reasonable fit to the Incoherent Scatter Radar (ISR) data of wind and temperature profiles at Arecibo, Millstone Hill, St. Santin, and EISCAT. However, no simple combination of modes is expected to reproduce all the complexities of the observations from the ISRs.

At high latitudes, the tidal forcing drives winds of comparable magnitude as those generated by the magnetospheric sources for relatively quiet conditions. As activity intensifies the high-latitude winds become dominated by the magnetospheric sources.

### MAGNETOSPHERIC SOURCES

The auroral oval expands equatorward and broadens as the level of geomagnetic activity increases. The expansion, broadening and an intensification of auroral precipitation is well shown in statistical surveys of the energetic electron precipitation [8, 19]. The polar electric fields [6, 19] also show that the regions of strong magnetospheric convection, imprinted on the polar ionosphere, undergo a similar and closely related equatorward expansion. Intensification of geomagnetic activity is statistically correlated with the magnitude of the southward component ( $B_z$ ) of the Interplanetary Magnetic Field (IMF). The energy coupling from the solar wind to the magnetosphere becomes stronger in this case. When  $B_z$  is strongly northward, significant magnetospheric energy sources are still deposited in the polar thermosphere and ionosphere, but the region is confined to higher latitudes, away from the main geographic sites which monitor geomagnetic activity.

The  $y$  component  $B_y$  of the IMF primarily influences the shape of the plasma convection pattern. Fig. 3a and b illustrates the potential pattern for IMF-  $B_y$  strongly positive and negative respectively, from Heppner and Maynard [7]. Convection electric fields drive ionospheric plasma to velocities of the order of  $1 \text{ km s}^{-1}$ . The ions impart momentum to the neutral gas via "ion drag", at the same time losing a little of their net ( $\vec{E} \times \vec{B}$ ) velocity, creating the dissipative Pedersen ionospheric current component, which causes Joule heating. Field-align-



177  
**Fig. 3.** Patterns of electric potential for IMF-  $B_z$  strongly positive (Model BC) and strongly negative (Model DE), as mapped into the northern polar regions from 50 degrees magnetic latitude to the pole. Contour interval 4 kV

ed currents (Birkland current) are required to transfer energy or momentum from the solar wind, via the magnetosphere, to the ionosphere and thermosphere. Both the field-aligned currents and the Pedersen currents within the auroral ionosphere intensify sharply as geomagnetic activity increases.

### RESPONSE OF THE POLAR REGIONS

To illustrate the thermospheric and ionospheric response at high-latitudes to the orientation of the  $B_y$  component of the IMF we will use data from two simulations of the UCL-Sheffield coupled model. These simulations have been generated for IMF  $B_z$  negative (southward), and for conditions when the IMF  $B_y$  component was either strongly positive, or strongly negative (see fig. 3), for a geomagnetic activity level corresponding to approximately  $K_p = 3$  to 4. Both simulations are for the winter solstice at moderately high solar activity ( $F_{10.7} \text{ cm} = 185$ ). The simulations are time-dependent, that is they are UT-dependent, and the results are diurnally reproducible. However, the external solar and geomagnetic inputs are fixed in time.

The characteristic UT variation of the polar regions is dependent on the offset of the geomagnetic poles from the geographic poles. During the UT day, at all seasons, the geomagnetic polar caps are carried into and out of sunlight. There is, therefore, a large diurnal modulation of the solar photoionization and UV/EUV heating of the geomagnetic polar regions which also causes large UT variations in plasma density, conductivity, ion drag and Joule and solar heating of the polar thermosphere. There are consequent large UT modulations of the thermospheric response [20].

In this paper we will select the 18 UT period to illustrate the response of neutral wind, composition, and plasma density to the orientation of IMF- $B_y$ , and to illustrate the coupling between these parameters. Fig. 4 and fig. 5 show the neutral wind, temperature, mean molecular mass, the  $O^+$  density and the auroral ionization rate from 50 to 90 degrees geographic latitude in the northern hemisphere, for IMF- $B_y$  positive and negative respectively. The data is shown at pressure level 12, around 300 km altitude, and close to the F2 peak in plasma density.

The motion of the ions convecting along the potential contours, and colliding with the neutral atmosphere, is the dominant driver of the winds in the high latitude upper thermosphere. This ion drag momentum source operates in addition to the global horizontal pressure field created by

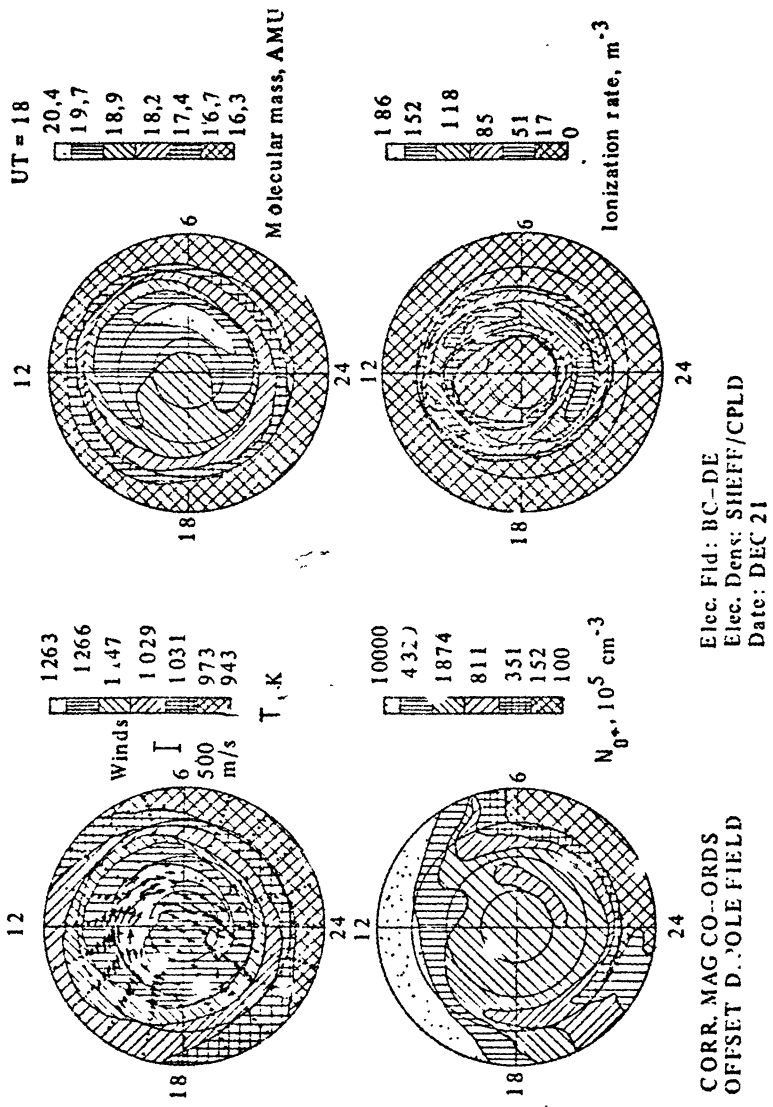


Fig. 4. Patterns of neutral wind and temperature, mean molecular mass,  $O^+$  number density, and the auroral ionization rate, in the northern polar regions from 50 degrees to the pole. The conditions are as for fig. 1 but for IMF- B<sub>y</sub> strongly positive

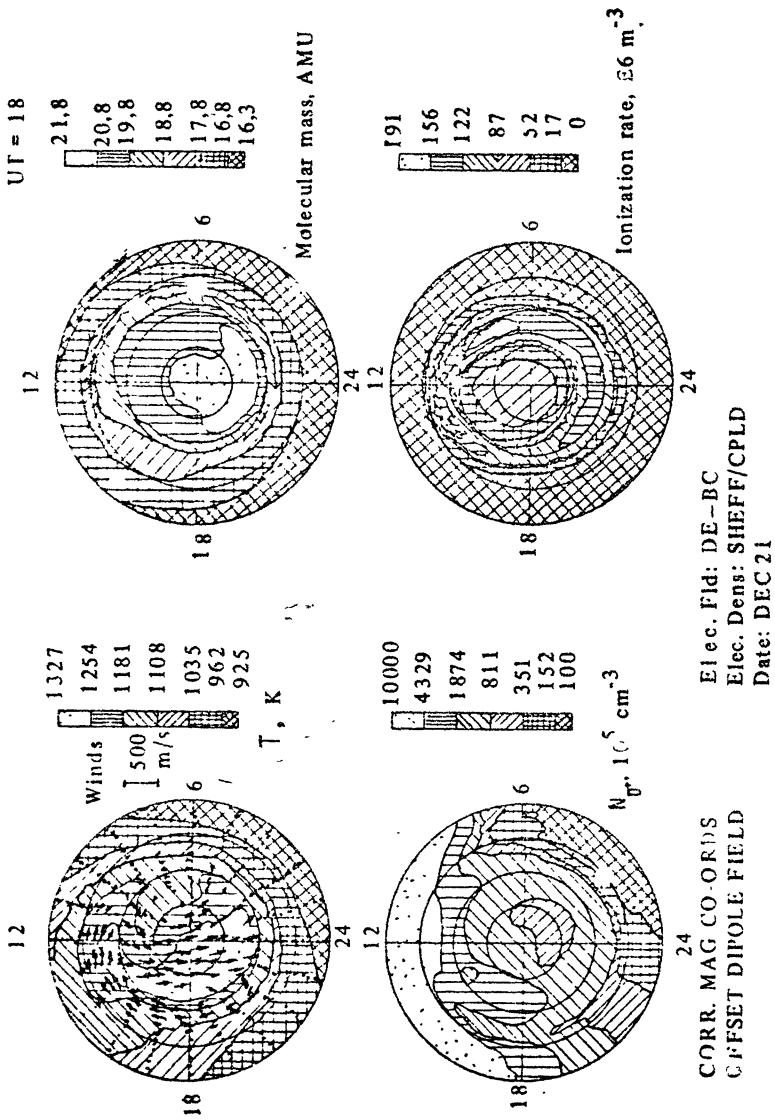


Fig. 5. As for fig. 4 but for IMF-  $B_y$  strongly negative



solar UV and EUV radiation, which alone would drive an anti-solar circulation of about  $150 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  at high latitudes. The winds are accelerated to over  $500 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  over the polar cap, ion drag assisting the prevailing solar driven calculation, and are forced strongly sunward in the dusk sector auroral oval ( $300\text{--}400 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ ). In the dawn sector the response of the neutral atmosphere to the sunward convecting ions is weak. This asymmetry in the response in the dawn and dusk sectors of the auroral oval was predicted in the early numerical simulations [14], it was subsequently observed by the Dynamics Explorer 2 (DE-2) satellite about a year later, but was not explained for a further two years [21]. The explanation applied a theory that was used to describe the motion of long-lived vortices in the lower thermosphere [12], a theory of inertial resonance. The natural, or inertial, motion of a parcel of gas, moving in the mid to high latitude northern region on a rotating planet, is to follow a clockwise circle. The frequency of the rotation, the inertial frequency, is dependent only on latitude and the angular frequency of the planet. The radius of the circle is in addition a function of velocity. A velocity  $\sim 300 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  on the earth at high latitudes has a radius of curvature equivalent to about 20 degrees of latitude, a value similar and in the same sense as the motion of the ions in the dusk sector auroral oval. The dusk sector therefore responds resonantly to the forcing. In the dawn sector the sense of the ion motion, anti-clockwise, does not excite the resonance, and only a weak response is seen.

The most distinct effect of the  $B_y$  dependence of the neutral wind response is that the location of the peak antisunward flow moves from the dawn to the dusk side of the polar cap as the IMF- $B_y$  changes from positive to negative. In the dawn auroral oval the sunward wind are slightly stronger for  $B_y$  negative although weak in both cases. The neutral wind observed by the DE-2 satellite agrees well with the predictions of the model for the different orientations of  $B_y$ .

The location of the peak temperature also follows a  $B_y$  dependence. The peak temperature does not lie within the auroral oval, where Joule heating is expected to maximize, but is in the polar cap. The highest temperature is found on the dawn side of the polar cap for IMF- $B_y$  positive, and on the dusk side for  $B_y$  negative. The structure is more controlled by transport from the dayside and cusp heating region rather than the strict local Joule heating rate. This distribution has also been confirmed by the observations by the Dynamics Explorer 2 satellite.

The highest values of mean molecular mass occur poleward of  $50^\circ$

latitude in the winter polar F-region. At high winter mid-latitudes, the mean molecular mass is close to 16, indicating a composition which is nearly pure atomic oxygen. There is then a geomagnetic polar plateau, due to heating, upwelling and outflow, where the mean molecular mass reaches 20. This winter plateau value of mean molecular mass is very dependent on geomagnetic activity. At very low activity levels the mean molecular mass may be as low as 16-17, while during extended geomagnetic storm conditions the mean molecular mass may reach values as high as 22.

There are significant changes in the compositional variations caused by changes in the sense of the IMF  $B_y$  component. For  $B_y$  positive the peak mean mass is towards the dawn side of the polar cap, a product of both the vertical and horizontal transport by the neutral wind field. For  $B_y$  negative the peak occurs more toward the centre or dusk side of the polar cap.

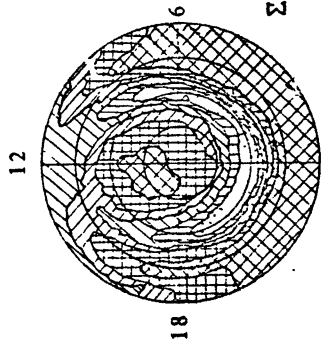
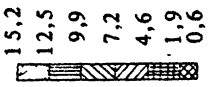
The winter polar cap at 18 UT, is filled with high density plasma which is rapidly convected from the dayside through the cusp region. For  $B_y$  negative ( fig. 5) the tongue extends on the dusk side of the polar cap, for  $B_y$  positive ( fig. 4) it extends over the central region due to competing magnetospheric convection and co-rotation. There is a well-developed subauroral trough, from 16 LST to 08 LST at this UT, but which encircles the entire auroral oval at the winter solstice for some of the UT day. At UT times when the cusp is not in sunlight, the plasma density within the polar cap tends to fall to significantly lower values [20]. The auroral ionization rate also shown in fig. 4 and fig. 5, depicts the location of the statistical auroral oval, and can be seen to have a modest influence on the final  $O^+$  density structure.

## THE LOWER THERMOSPHERE, JOULE HEATING AND ELECTRODYNAMICS

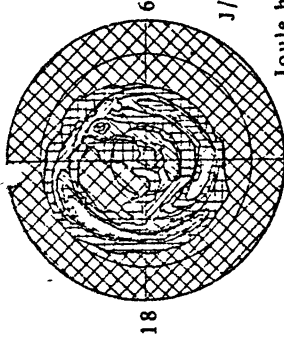
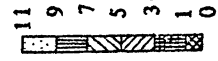
Although the response of the dynamics and energy budget of the upper thermosphere, to the magnetospheric energy sources, is quite dramatic, it is towards the lower thermosphere that the bulk of the dissipation of this energy occurs. The increase in the ion-neutral collision frequency with descending altitude creates a peak in the Pedersen conductivity at about 125 km altitude. The dissipative Pedersen current maximizes at this altitude, closing the bulk of the field-aligned current, and the Joule heating raises the temperature of the neutral atmosphere.

Fig. 6 illustrates the E-region ion density and neutral wind, the

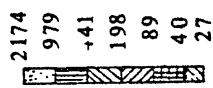
UT = 18



$\Sigma_p$ , mhos



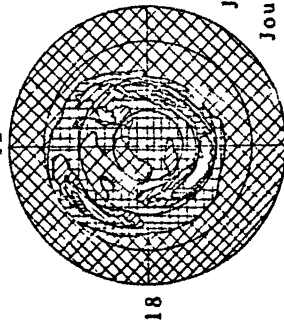
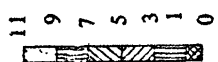
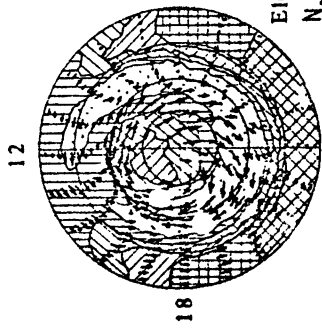
Joule heating,  
neutral wind  
removed



580  
m/s

6

Elec. dens.  
 $N_e, 10^3 \text{ m}^{-3}$



Joule heat. g.  
complete

CORR. MAG CO-ORDS  
OFFSET DIPOLE FIELD

Elec. Fid: BC-DE  
Elec. Dens: SHEFF/CPLD  
Date: DEC 21

1 Fig. 6. Patterns of E-region neutral wind and ion density (close to 125 km altitude), and the high-integrated quantities of Pedersen conductivity, complete  
2 Joule heating rate, and Joule heating rate with the effect of the neutral wind induction field removed. The conditions are as described in fig. 4  
3

height-integrated Pedersen conductivity, and the patterns of height-integrated Joule heating rate calculated with and without consideration of the inductive field generated by the neutral winds. Fig. 7 shows, in addition, the height-integrated horizontal current density flowing in the thermosphere and ionosphere, and its divergence, as an indication of the field-aligned current flow. The data for figs. 6 and 7 are from the IMF- $B_y$  positive simulation, at the December solstice, as was shown in fig. 4.

The major wind features at this level of activity again result from ion drag, similar to the situation in the upper thermosphere. The wind magnitudes are about a factor three less however, due to the greater inertia of the neutral atmosphere. There is a large clockwise swirl, sunward over the dusk auroral oval and antisunward over the dawn side of the polar cap. There is a very weak sunward flow in the dawn auroral oval. The lower thermosphere response has strong dependence on IMF- $B_y$ , and the physics can be understood again in terms of the resonance effect discussed previously. The E-region plasma densities are enhanced by the auroral particle precipitation, and clearly mirror the location of the optical auroral oval. Transport plays little role in the pattern, the ion densities being close to chemical equilibrium. The height-integrated Pedersen conductivity is largely a result of this enhanced E-region ion density.

The Joule heating rate maximizes in the dawn to midnight sector of the auroral oval. The actual pattern is again very dependent on the orientation of the IMF- $B_y$ , and the magnitudes quite sensitive to season [22]. A secondary peak occurs within the polar cap due to the elevated ion velocities in this region. For IMF- $B_y$  negative this secondary maximum occurs on the dusk side of the polar cap [22]. The dusk auroral oval values are weaker than those at dawn, but exceed the polar cap values.

The effect of ignoring the influence of the neutral winds is to change the ratio in the dusk and dawn sectors of the auroral oval. The dusk sector values increase by 50%, the dawn and midnight sector changes little, resulting in similar values in the two sectors. The polar cap values also increase slightly. The marked change in the dusk sector results from the strong neutral wind response in this sector. The winds acquire a significant fraction of the ion velocity, so reducing the difference velocity, and hence Joule heating. The lack of response in the dawn sector make the values of Joule heating insensitive to consideration of the neutral wind.

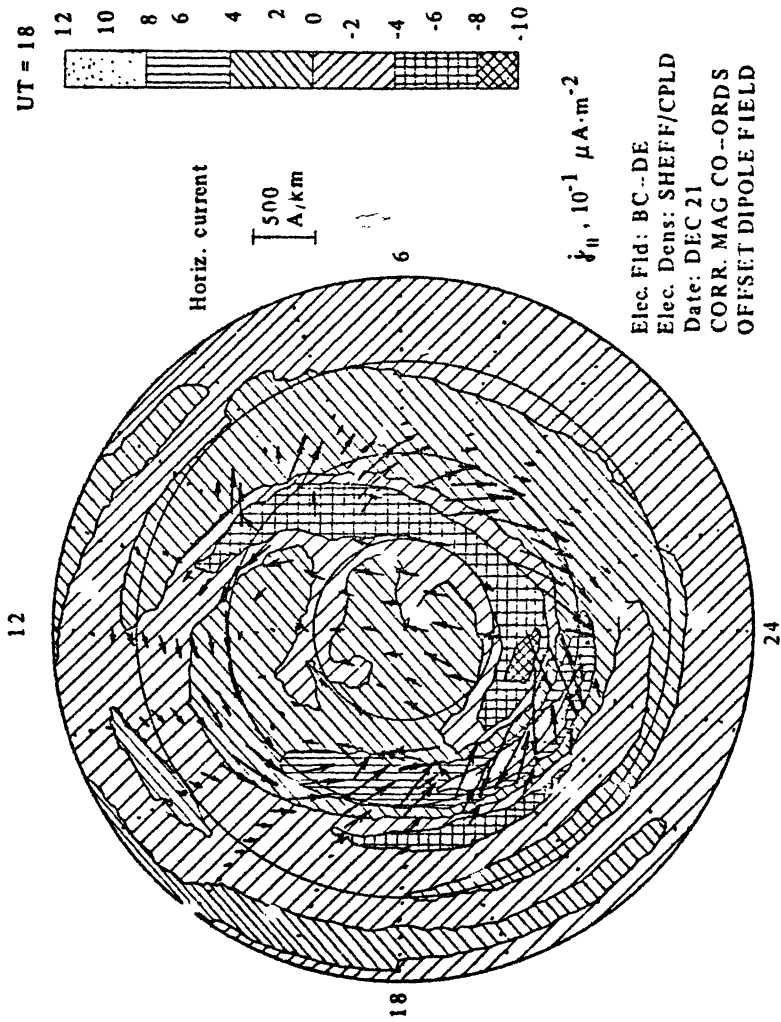


Fig. 7. Patterns of height-integrated horizontal current and its divergence, the field-aligned current, for the same conditions as in fig. 4

The height-integrated horizontal current vectors are shown in fig. 7, together with their divergence, which provides an estimate of the field-aligned current flow required to maintain current continuity. If the magnetosphere cannot supply the necessary charge carriers then polarization of the electric field results in the ionosphere. The degree to which the magnetosphere will respond to this feedback is presently poorly understood.

The horizontal current is the combined Hall and Pedersen components, the angle of rotation of the current vector clockwise from the electric field vector depends on the ratio of the Hall to Pedersen conductivity. This ratio is about 1.5, implying a rotation of nearly 60 degrees. The resultant current flow is south-westward in the dawn sector auroral oval, and would be seen from the ground as being in the region of a negative magnetic bay. This current system continues into the dusk sector on the poleward edge of the auroral oval. On the equatorward side in the dusk sector the current flow is north-eastward which would appear as a positive bay by a ground-based magnetometer. This north-eastward current continues around the oval towards midday, and merges with the rather weak current over the polar cap.

The divergence of this horizontal current system creates the characteristic region 1 and 2 field aligned current [23]. The upward flowing current is positive, and peaks in the dusk to midnight sector auroral oval with a magnitude of about  $1 \mu\text{A} \cdot \text{m}^{-2}$ . It must be remembered that the distributions of the dynamical and electrodynamic parameters that have been shown here are typical but isolated examples. Simulation of the patterns depends strongly on season, UT, geomagnetic activity, and the direction of the IMF- $B_y$  component [20, 24, 25].

## SUMMARY

The UCL-Sheffield model of the thermosphere and ionosphere has been used to illustrate the dynamical and electrodynamic response of the high latitude region to magnetospheric forcing. The response of the neutral wind to the convection ions in both the upper and lower thermosphere show a preference for clockwise vortices, in agreement with observations from the DE-2 Satellite. This is now understood to be the result of an inertial resonance effect. The wind, temperature, composition and  $\text{O}^+$  plasma density in the upper thermosphere all have strong dependence on the direction of the IMF- $B_y$  component. The temperature peaks over the polar cap, and the plasma density, for these December

simulations, is controlled to a large extent by the convection of plasma from the dayside.

The main current flow occurs in the lower thermosphere where the Pedersen and Hall conductivities peak, and where the energetic auroral precipitation enhances the E-region ion density. The ion density, which is close to chemical equilibrium in the lower thermosphere, effectively maps the location of the auroral oval. The motion of the ions driven through the neutral atmosphere heats the gas by the process known as Joule dissipation. In regions where the neutral gas follows the ion motion, particularly in the auroral dusk sector, the dissipation is reduced. The divergence of the horizontal current system illustrates the historical region 1 and 2 field-aligned or Birkland currents, and gives a measure of the demand imposed on the magnetospheric plasma by the ionospheric currents.

#### ACKNOWLEDGEMENTS

We would like to acknowledge Drs Quegan, Moffett, and Bailey of Sheffield University who have contributed the ionospheric code of the coupled model. We would also like to express thanks to John Harmer and Hilary Hughes for their assistance in preparing, running and processing the computer simulations using the UCL-Sheffield coupled ionospheric-thermospheric model. Computer time was available from the SERC on the CRAY-XMP-48 at the Rutherford Appleton Laboratory. The research was supported by grants from the UK Science and Engineering Research Council, and from the European Office of Aerospace Research and Development (AFOSR-86-341). The IGRF magnetic field model was provided by the British Geological Survey, Edinburgh. The authors further acknowledge support of an SERC Advanced Fellowship.

#### References

1. Torr, D. G. and M. R. Torr. Chemistry of the thermosphere and ionosphere. *J. Atmos. Terr. Phys.*, 41, 797, 1979.
2. Hinteregger, H. E. Representations of solar EUV fluxes for astronomical applications. *Adv. Space Res.*, 1, 39, 1981.
3. Roble, R. G. and B. A. Emery. On the global mean temperature of the thermosphere. *Planet. Space Sci.*, 31, 597, 1983.
4. Forbes, J. M. and M. E. Hagan. Tidal dynamics and composition variations in the thermosphere. *J. Geophys. Res.*, 85, 3401, 1980.
5. Fesen, C., R. G. Roble, and E. C. Ridley. Simulations of thermospheric tides at equinox with the NCAR Thermospheric General Circulation Model. *J. Geophys. Res.*, 91, 4471, 1986.
6. Foster, J. C., J. M. Holt, R. G. Musgrove, and D. S. Evans. Ionospheric convection associated with discrete levels of particle precipitation. *Geophys. Res. Lett.*, 13, 656, 1986.

7. Heppner, J. P. and N. C. Maynard. Empirical high-latitude electric field models. *J. Geophys. Res.*, 92, 4467, 1987.
8. Hardy, D. A., M. S. Gussenhoven, and E. Holeman. A statistical model of auroral particle precipitation. *J. Geophys. Res.*, 90, 4229, 1985.
9. Fuller-Rowell, T. J. and D. S. Evans. Height-integrated Pedersen and Hall conductivity patterns inferred from the TIROS-NOAA satellite data. *J. Geophys. Res.*, 92, 7606, 1987.
10. Hays, P. B., T. L. Killeen, N. W. Spencer, L. E. Wharton, R. G. Roble, B. A. Emery, T. J. Fuller-Rowell, D. Rees, L. A. Frank, J. D. Craven. Observations of the dynamics of the polar thermosphere. *J. Geophys. Res.* 89, 5597, 1984.
11. Killeen, T. L., J. D. Craven, L. A. Frank, J.-J. Ponthieu, N. W. Spencer, R. A. Heelis, L. H. Brace, R. G. Roble, P. B. Hays, and G. R. Carignan. On the relationship between dynamics of the polar thermosphere and morphology of the aurora: Global-scale observations from Dynamics Explorer 1 and 2. *J. Geophys. Res.*, 93, 2675, 1988.
12. Fuller-Rowell, T. J. and D. Rees. Interpretation of an anticipated long-lived vortex in the lower thermosphere following simulation of an isolated substorm. *Planet. Space Sci.*, 21, 559, 1984.
13. Fuller-Rowell, T. J. A two-dimensional, high-resolution, nested-grid model of the thermosphere 2. Response of the thermosphere to narrow and broad electrodynamic features. *J. Geophys. Res.*, 90, 6567, 1985.
14. Fuller-Rowell, T. J. and D. Rees. A three-dimensional, time-dependent, global model of the thermosphere. *J. Atmos. Sci.*, 37, 2545, 1980.
15. Fuller-Rowell, T. J. and D. Rees. Derivation of a conservative equation for mean molecular weight for a two constituent gas within a three-dimensional, time-dependent, model of the thermosphere. *Planet. Space Sci.*, 31, 1209, 1983.
16. Quegan, S., G. J. Bailey, R. J. Moffett, R. A. Heelis, T. J. Fuller-Rowell, D. Rees, and R. W. Spiro. Theoretical study of the distribution of ionization in the high-latitude ionosphere and the plasmasphere. First results on the mid-latitude trough and the light-ion trough. *J. Atmos. Terr. Phys.*, 44, 619, 1982.
17. Hedin, A. E. MSIS-86 thermospheric model. *J. Geophys. Res.*, 92, 4649, 1987.
18. Chapman, S. and R. S. Lindzen. *Atmospheric Tides*. Dordrecht, Holland, 1970.
19. Evans, D. S., T. J. Fuller-Rowell, S. Maeda, and J. C. Foster. Specification of the heat input to the thermosphere from magnetospheric processes using TIROS/NOAA auroral particle observations. *Astrodynamics*, 65, Advances in the Astronomical Sciences, 1987.
20. Fuller-Rowell, T. J., S. Quegan, D. Rees, R. J. Moffett, and G. J. Bailey. Simulations of the seasonal and Universal Time variations of the high-latitude thermosphere and ionosphere using a coupled, three-dimensional, model. *Pure and Applied Geophys.*, 127, 189, 1988.
21. Fuller-Rowell, T. J., S. Quegan, D. Rees, G. J. Bailey and R. J. Moffett. The effect of realistic conductivities on the high-latitude thermospheric circulation. *Planet. Space Sci.* 32, 469, 1984.
22. Rees, D. and T. J. Fuller-Rowell. Geomagnetic response of the polar thermosphere and ionosphere. Proceedings of the AGARD / NATO Symposium on Ionospheric / Atmospheric Interactions". Munich, May 16 - 20, 1987.
23. Iijima, T. and T. A. Potemra. Large-scale characteristics of field-aligned currents associated with substorms. *J. Geophys. Res.*, 83, 599, 1978.
24. Fuller-Rowell, T. J., S. Quegan, D. Rees, R. J. Moffett, and G. J. Bailey. Interactions between neutral thermospheric composition and the polar ionosphere using a coupled ionosphere-thermosphere model. *J. Geophys. Res.*, 92, 7744, 1987.
25. Rees, D., T. J. Fuller-Rowell, S. Quegan, R. J. Moffett, and G. J. Bailey. Simulations of the seasonal variations of the thermosphere and ionosphere using a coupled, three-dimensional, global model, including variations of the interplanetary magnetic field. *J. Atmos. Terr. Phys.*, 50, 903, 1988.



# STUDIES OF CONDUCTIVITIES AND CURRENTS IN THE AURORAL IONOSPHERE BY EISCAT

*A. Brekke*

## INTRODUCTION

In the following presentation we demonstrate how the auroral zone ionosphere conductivities and conductances can be derived from incoherent scatter measurements by EISCAT (The European Incoherent Scatter Radar) (Folkestad et al., 1983). The ionospheric conductivities are of great importance for a better understanding of the ionospheric dynamics especially in the auroral zone, this is because they play an important role in determining the ionospheric current and especially the auroral electrojet. Furthermore magnetic measurements obtained by magnetometers on ground can only be interpreted in terms of currents if the conductivities are known.

The conductivities and especially the Pedersen conductivity play important roles in determining the time constants and scale lengths of magnetospheric potential mapping to the ionosphere.

In the auroral electrojets the polarization effects are also closely related to the ionospheric conductivities and studies of the very special electrodynamic effects around auroral arcs can only be fulfilled when knowledge of the conductivities is at hand.

Also for the energy input to the auroral ionosphere the conductivities play an important role especially because the joule heating is directly proportional to the Pedersen conductivity and the Hall- to Pedersen-conductance ratio is a sensitive indicator of the energy input of precipitating particles.

These different aspects of the auroral zone conductivities are all good reasons to study these parameters. In the following section we will first present the theoretical and experimental background for deriving the auroral ionosphere conductivities and conductances, this will be followed by a section presenting a few examples of the conductances during quiet days. It is the author's belief that before we can understand the dynamical and variable disturbed situation we must have a fairly complete knowledge of the quiet day conditions.

Following this part the third section will demonstrate an alternative method for deriving the energy spectrum of the precipitating particles causing the auroral zone nighttime ionization profiles. These energy spectra will then be used to derive the characteristic energy of the particles which will be related to the Hall- to Pedersen-conductance ratio. This section will then be followed by a demonstration of this relationship obtained from EISCAT-measurements.

In the last part of this paper a section will be devoted to the derivation of E-region current densities as they can be derived from incoherent scatter measurements and examples of such currents derived from EISCAT measurements will be given.

### THE DERIVATION OF THE CONDUCTIVITIES

In the auroral zone ionosphere the Earth's magnetic field is close to being perpendicular to the Earth and therefore the height dependent Pedersen and Hall conductivities can be written as (Brekke and Hall, 1988):

$$\sigma_P = \frac{n_e \cdot e}{B} \left( \frac{\Omega_e \nu_{en}}{\Omega_e^2 + \nu_{en}^2} + \sum_j p_{ij} \frac{\Omega_{ij} \nu_{ij}}{\Omega_{ij}^2 + \nu_{ij}^2} \right), \quad (1)$$

$$\sigma_H = \frac{n_e e}{B} \left( \frac{\Omega_e^2}{\Omega_e^2 + \nu_{en}^2} - \sum_j p_{ij} \frac{\Omega_{ij}^2}{\Omega_{ij}^2 + \nu_{ij}^2} \right), \quad (2)$$

where the parameters are as follows:  $n_e$  - electronic density,  $m^{-3}$ ;  
 $e$  - electronic charge,  $c$ ;  $B$  - magnetic induction,  $Wb/m^2$ ;  
 $\Omega_{e,i}$  - electron- and ion gyrofrequency,  $s^{-1}$ ;  $\nu_{e,i}$  - electron- and ion neutral collision frequency,  $s^{-1}$ ;  $p_{ij}$  - relative number densities of ions of type  $j$  ( $p_{i,j} = n_{ij} / n_e$ ).

In order to derive the conductivities given by eqs. (1) and (2) we will utilize the electron density profiles which can be obtained by EISCAT by observing for example up along the magnetic field line from

Tromsø (66.75° N, 104.78° E) as we can do by the so-called CP-1 EISCAT program (Rishbeth and Williams, 1985). The magnetic field line in Tromsø has an inclination and declination angle of  $\sim 76.5^\circ$  and  $0^\circ$  respectively.

By EISCAT we measure from the returned incoherently scattered signal the raw electron density  $n_{e,raw}$  which is related to the true electron density,  $n_e$ , by the following formula:

$$\frac{n_e}{n_{e,raw}} = \alpha \left( 1 + \frac{T_e}{T_i} + \alpha^2 \right) (1 + \alpha^2), \quad (3)$$

where  $T_e$  and  $T_i$  are the electron- and ion temperatures respectively, and  $\alpha$  is the Debye length correction factor (Rishbeth and Williams, 1985). According to eq.(3) the raw electron density will always be less than the true electron density. As the main contribution to the conductivities is found between 90 and 200 km we will assume that  $T_e = T_i$  and that  $\alpha \leq 1$ . The error we are making by these assumption are probably less than 10 per cent.

The height resolution of the electron density profile measurements is 4.5 km and the on-line integration time is 10 sec. For the data analysis, however, we will use a postintegration time of 5 min. The electron density profile will cover the height region between 90 and 330 km.

For the collision frequencies we will use modified versions of the models given by Schunk and Nagy (1978) and Schunk and Walker (1973). For the ion composition model we will assume a gradual increase in the  $O^+$  density from zero at 140 km to 100 per cent at 300 km. This model is adopted from the work by Lathuillere (1988).

The other ion used in our calculation is a pseudo ion corresponding to a mixture of 75 per cent  $NO^+$  and 25 per cent  $O_2^+$ . The model composition profile, however, is static. For details, see the work of Brekke and Hall (1988). The model magnetic field adopted in this work is the International Geophysical Reference Field (IGRF-65).

In fig. 1 we present 4 typical electron density profiles derived at midnight, morning, midday and evening for a quiet summer day in Tromsø. Also in fig. 1 in the lower panels are shown the corresponding Pedersen- and Hall conductivity profiles. These profiles clearly demonstrate the strong variability in these parameters even for quiet day conditions. While the peak H  $\parallel$ -conductivity at midday is more than  $2.5 \cdot 10^{-4}$  mho/m, the corresponding midnight value is less than  $0.5 \cdot 10^{-4}$  mho/m.

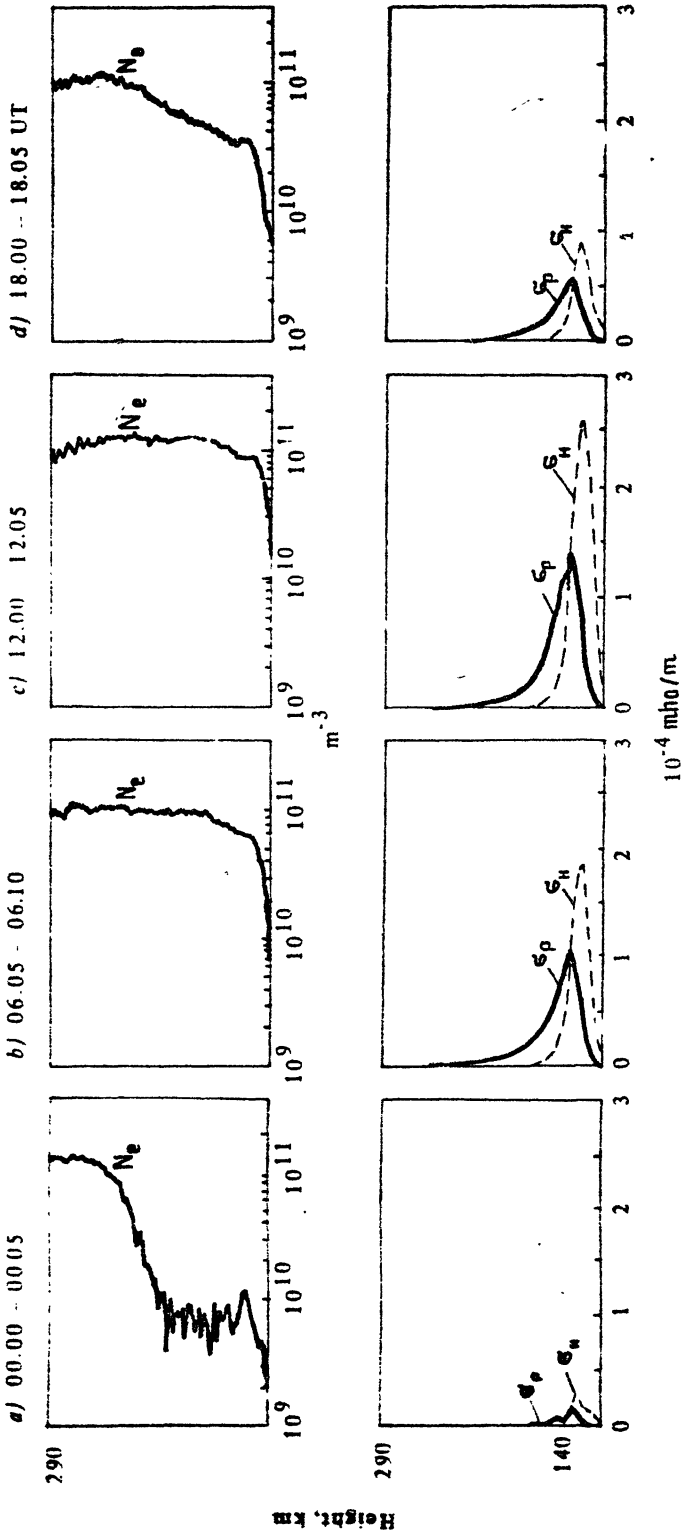


Fig. 1. Upper panel: Four characteristic electron density profiles for midnight, morning, midday and evening conditions on August 6 - 7, 1987. Lower panel: Corresponding Hall- and Pedersen conductivity profiles (From Brekke and Haill, 1988)

## THE HEIGHT INTEGRATED CONDUCTIVITIES

In order to study the conductivities further we will choose to use the height integrated quantities, because it is these parameters which first of all are important for interpreting the ground based magnetic field observations. For the height integrated quantities we use the following definitions:

$$\Sigma_H = \int_{z_1}^{z_2} \sigma_H(z) dz, \quad (4)$$

$$\Sigma_P = \int_{z_1}^{z_2} \sigma_P(x) dz \quad (5)$$

and for the Hall- to Pedersen-conductance ratio  $R$  we form

$$R = \Sigma_H / \Sigma_P \quad (6)$$

$z_1$  and  $z_2$  are 90 km and 330 km respectively.

In fig. 2 we demonstrate the Hall- and Pedersen-conductances derived every 5 min for the quiet day August 6-7, 1985. In the lower panel the corresponding conductance ratios are also demonstrated.

The conductances show a rather smooth variation throughout most of the 24 hour experiment, only disrupted by a few events caused by auroral particle precipitation at about 1900 UT and 0300 UT. The conductance ratios are found to be close to 1.3 at daytime but reaches values in excess of 4 during the last precipitation event.

This very smooth daytime behaviour of the conductances does illustrate the strong influence of the variable solar ionization as the solar zenith angle changes. Therefore the Hall- and Pedersen-conductances are presented in fig. 3 as function of the solar zenith angle for the same data as shown in fig. 2. From this figure the zenith angle relationship is even more evident. Also in fig. 3 are least squares fit to the data shown according to a model given below.

The continuity equation for the electron densities in the auroral ionosphere can be expressed as:

$$\frac{dn_e}{dt} = q_e - L_e - \text{div}(n_e \cdot \vec{v}), \quad (7)$$

where  $q_e$  and  $L_e$  are the electron production and loss terms and the last term in eq.(7) is the loss due to transport. When we assume sta-

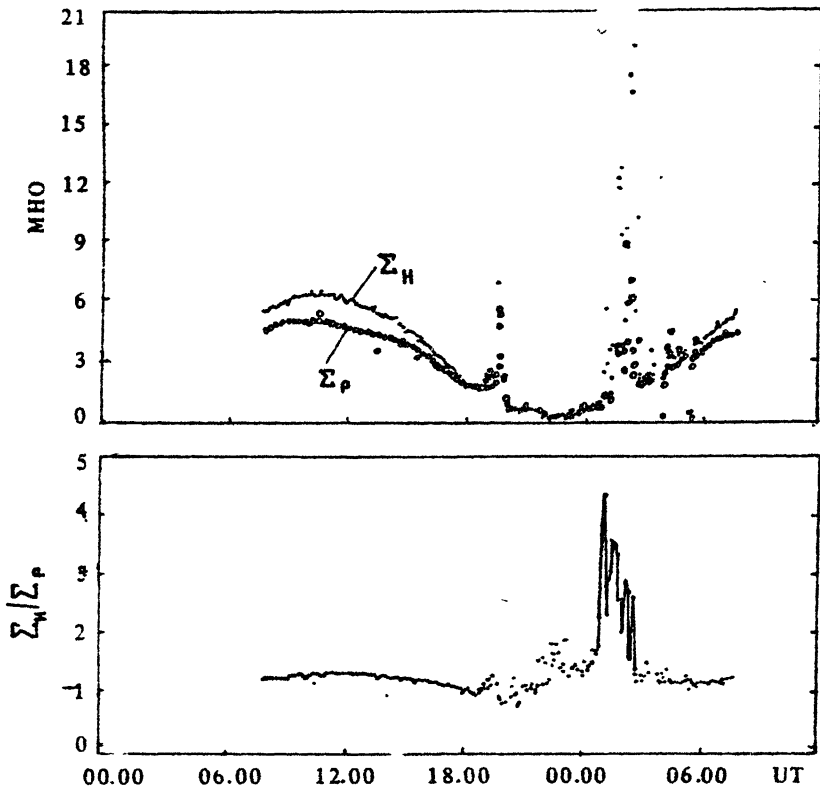


Fig. 2. The Hall- and Pedersen-conductances as function of time of day for the EISCAT-CPI experiment on Aug. 6 - 7, 1985. In the lower panel are the corresponding conductance ratios presented (From Brekke and Hall, 1988)

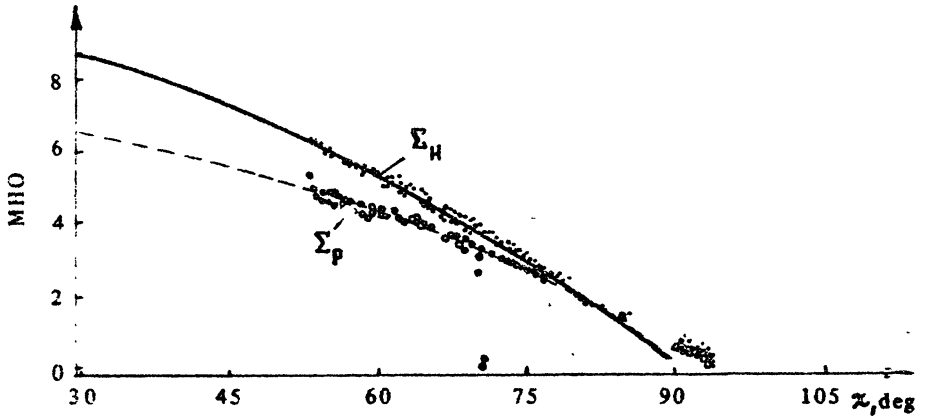


Fig. 3. Hall- and Pedersen-conductances as function of the solar zenith angle for the daytime values in fig. 2 (From Brekke and Hall, 1988)

tic equilibrium and neglect the transport term we obtain the simple equality between production and loss:

$$q_e = L_e. \quad (8)$$

In the E-layer dissociative recombination is the dominant loss process and therefore

$$L_e^E = \alpha (n_e^E)^2, \quad (9)$$

while in the F-layer the linear loss term is the dominant process such that

$$L_e^F = \beta n_e^F, \quad (10)$$

where  $\alpha$  and  $\beta$  are the conventional constants. For a Chapman ionization profile we have approximately

$$q = q_0 \exp(1 - e^{-x} - \sec \chi e^{-x}), \quad (11)$$

where  $x$  is the normalized height parameter,  $\chi$  is the solar zenith angle and  $q_0/e$  is the production at maximum ( $x = 0$ ) when  $\chi = 0$ . In the E-layer therefore:

$$n_e^E(x) = \sqrt{\frac{q_0}{\alpha}} \exp \frac{1}{2} (1 - e^{-x} - \sec \chi e^{-x}) \quad (12)$$

and in the F-layer:

$$n_e^F(x) = \frac{q_0}{\beta} \exp (1 - e^{-x} - \sec \chi e^{-x}) \quad (13)$$

Table 1

Date	$\alpha$	$\beta_p$	$c_p$	$D_H$	$\delta_H$	$c_H$
August 6-7, 1985	4.20	3.08	0.00	8.24	1.66	0.00
Average of 7 days	3.02 0.79	4.07 0.72	0	6.32 2.08	2.87 1.11	0

For a height integration of (12) and (13) between 90 and 330 km we then get the approximate relations

$$N_e^E = N_{e0}^E (\cos \chi)^{1/2}, \quad (14)$$

$$N_e^F = N_{e0}^F \cos \chi, \quad (15)$$

where  $N_{e0}^E$  and  $N_{e0}^F$  are the asymptotic values ( $\chi = 0^\circ$ ) of the height integrated electron densities in the E- and F-layer respectively.

To a first approximation we will have that

$$\Sigma_{H,p} \propto \int_{z_1}^{z_2} n_e(z) dz \quad (16)$$

and we will make a least squares fit of the derived values of  $\Sigma_H$  and  $\Sigma_p$  to the following formula:

$$\Sigma_{H,p} = a_{H,p} \cos \chi + b_{H,p} (\cos \chi)^{1/2} + c_{H,p}, \quad (17)$$

where  $a_{H,p}$ ,  $b_{H,p}$  and  $c_{H,p}$  are constants to be determined from each data set. It is this equation for which the coefficients are given in tab. 1 that is shown as the full lines in fig. 3. The same method has been used for 7 similar experiments, and the average coefficients derived for all 8 experiments are also listed in tab. 1.

### THE ENERGY OF PRECIPITATING PARTICLES

As illustrated in fig. 1 the height profile of the Hall- and Pedersen-conductivities have their maxima at slightly different heights, the Hall-conductivity maximum being about 10 km lower than the Pedersen conductivity maximum. Therefore the Hall-conductivity will increase more relative to the increase in the Pedersen conductivity when the particle energy is so high that the electron production occurs below say 110 km. The ratio between the Hall- and Pedersen-conductances will therefore increase when the particle precipitation occurs, as already demonstrated in fig. 2.

In the following we will investigate this ratio more carefully and try to relate it to the energy of the precipitating particles when these are believed to be only ion production source. From the electron density profiles observed under such events we find that the ion production caused by these particles in the E-region is given by eq.(9) Here  $\alpha$  is the effective recombination coefficient. By choosing a model for  $\alpha$  we can therefore derive the ion production rate from the observed electron density profiles. In this work we have adopted the following model for  $\alpha$  (Schlegel, 1988):

$$\alpha(z) = 2.5 \cdot 10^{-12} \exp(-z/5.12) \text{ m}^3 \cdot \text{sec}^{-1} \quad (18)$$

Rees (1963) has derived ion production rate profiles for monoenergetic isotropic particle beams, and we apply a library of such profiles to reproduce the total production profile according to the following procedure.



At a given height  $z_j$  the ion production rate is given by:

$$q(z_j) = \sum_{i=1}^N Q(E_i, z_j) \psi(E_i) \Delta E_i, \quad (19)$$

where  $\psi(E_i)$  is the flux of particles per steradian  $\cdot$   $\text{cm}^2 \cdot \text{sec}$  at energy  $E_i$ ,  $Q(E_i, z_j)$  is the production rate for monoenergetic particles with energy  $E_i$  at height  $z_j$  according to Rees (1963). The whole ion production profile can now be derived at  $M$  discrete heights, i.e.  $j = 1, \dots, M$ . We have then  $M$  equations with  $N$  unknowns  $\psi(E_i)$ ,  $i = 1, \dots, N$ . We solve this problem by the method of least squares fit, and minimize the following quantity:

$$s = \sum_{j=1}^M \left[ q'(z_j) - \sum \psi(E_i) q(E_i, z_j) \Delta E_i \right]^2, \quad (20)$$

where  $q'(z_j)$  is the estimated ion production rate according to eq.(9). In this analysis, however, only the part of the electron density profile between 80 and 150 km will ( $M = 47$ ) be used. In eq.(20) 20 energy bins between 2 and 150 keV will be applied ( $N = 20$ ). In fig. 4 we present 2 electron density profiles with the corresponding electron energy spectra as derived according to the method outlined above. Also shown in the upper panels of fig. 4 are the synthetic electron density profiles as estimated from the corresponding energy spectra in the lower panels. We notice that a very good fit to the measured values are found at the maximum of the E-layer, but that large discrepancies are seen below this maximum. The reason for this disagreement is probably found in a poor energy resolution between 50 and 150 keV. One should, however, note that the electron density scale on the abscissa is logarithmic and therefore the differences in the D-region appear large compared to the differences for higher densities.

From these spectra we can derive the total flux,  $\psi_N$ , of particles per steradian  $\text{cm}^2$  and sec:

$$\psi_N = \sum_{i=1}^N \psi(E_i) \Delta E_i, \quad (21)$$

and the root mean square energy  $E_{rms}$  as:

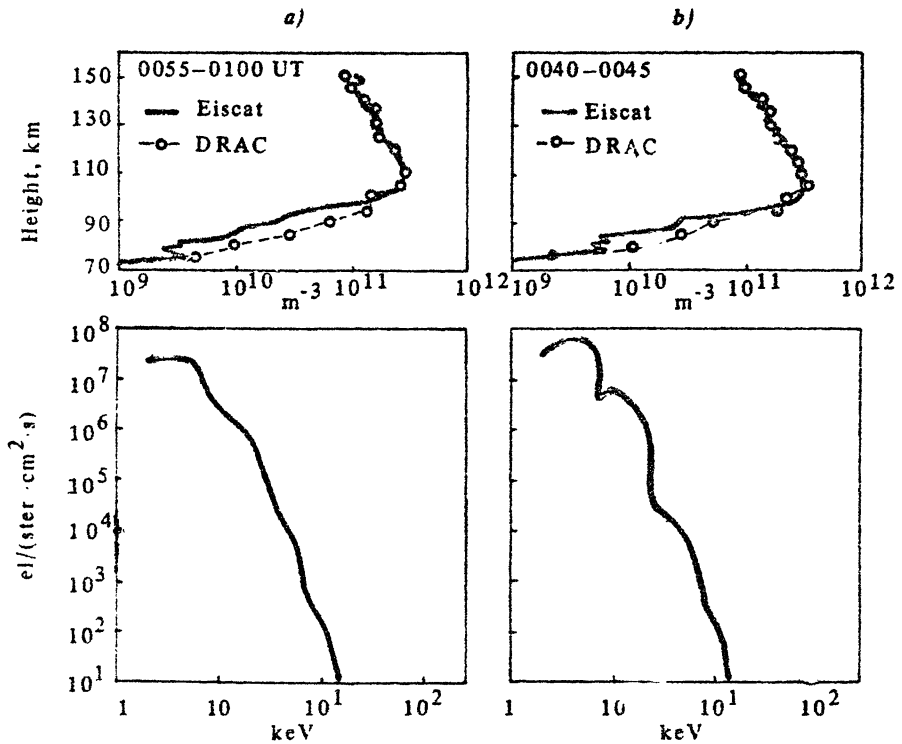


Fig. 4. Upper panels: Observed electron density profiles (full line) and estimated electron density profiles according to the corresponding energy spectra shown in the lower panels (dotted line). Lower panels: Energy spectra derived from the measured electron density profiles shown in the corresponding panels above and as explained in the text (From Brekke et al., 1989)

$$E_{rms} = \left[ \sum_{i=1}^N \varphi(E_i) E_i^2 \Delta E_i / \psi_N \right]^{1/2}. \quad (22)$$

In fig. 5 the Hall- and Pedersen conductances as derived for the EISCAT-CP1 program on March 25-26, 1986 are shown together with the conductance ratio  $R$ . For this ratio, however, we have corrected for the solar background ionization by applying eq.(17) and appropriate coefficients. At daytime when no particle precipitation is present this correction is of course meaningless. This is also reflected in the extremely high values of  $R$  obtained at daytime. For the nighttime event between 1600 and 0400 UT this correction is valid and the corrected  $R$  values is a good measure of the conductance ratio caused by the precipitating particles. In the lower panel of fig. 5 we have presented the total particle flux  $\psi_N$  and the root mean square energy  $E_{rms}$  for the same time interval as above. For the relationship to the

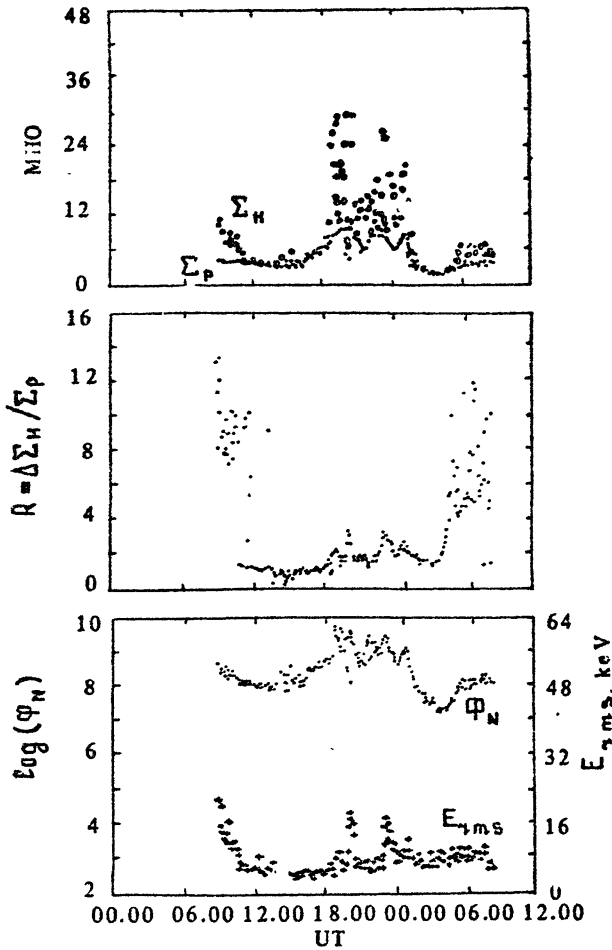


Fig. 5. *Upper panel:* Hall and Pedersen conductances as function of time from the EISCAT experiment performed on March 24–25, 1986. *Middle panel:* Corresponding corrected Hall-to-Pedersen conductance ratios as function of time for the same measurements as presented in the panel above. *Bottom panel:* Root mean square energy,  $E_{\gamma ms}$ , and number particle flux,  $\Phi_N$ , as function of time calculated from the energy spectra derived from the electron density profiles corresponding to the individual measurements presented in the upper panel. Local time in Tromsø is UT + 1 hr (From Brekke et al., 1989)

conductance ratio only data between 1600 and 0400 UT are of farther interest. Notice, however, the close similarity between the variations in  $R$  and  $E_{\gamma ms}$  in this period. This relationship is further demonstrated in fig. 7 where  $R$  is plotted versus  $E_{\gamma ms}$ .

The results shown in fig. 6 clearly demonstrate the close relationship that exists between the conductance ratio and the energy of the precipitating particles. The coefficients given in the figure are obtained by least squares fit of the data to the following equation:

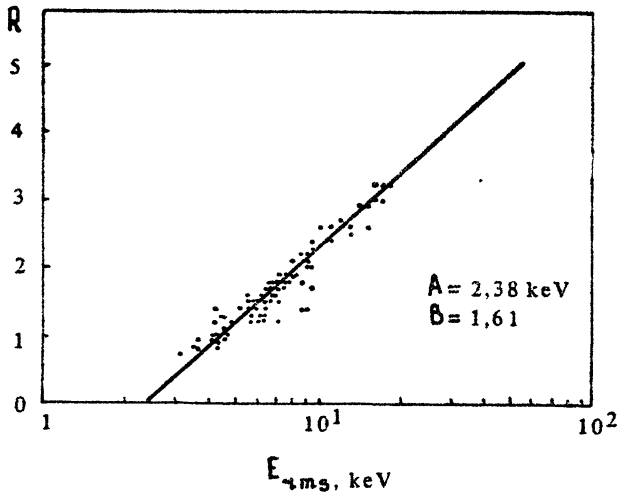


Fig. 6. The conductance ratio  $R$  versus the root mean energy  $E_{rms}$  as derived between 16.00 and 04.00 UT on March 25 - 26, 1986 (From Brekke et al., 1989)

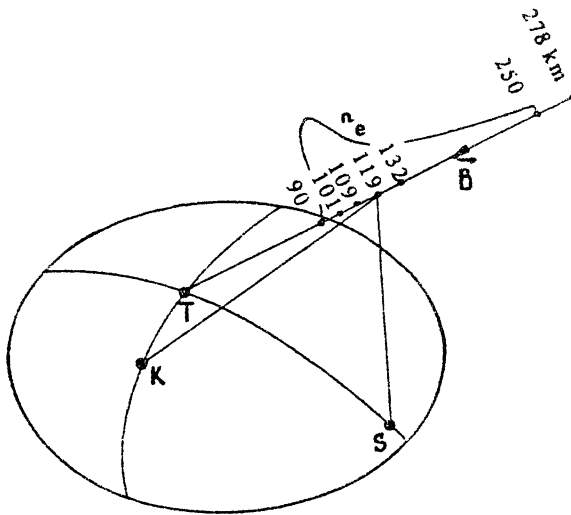


Fig. 7. An illustration of the viewing geometry for the EISCAT-CPI program. From the 3 receiving stations, Tromsø (T), Kiruna (K) and Sodankylä (S), the common volume can be chosen in sequences at 4 different heights in the E-region and one height in the F-region up along the magnetic field line from Tromsø. The electron density profile  $n_e$  is also measured between 90 and 250 km with a height resolution of 4,5 km

$$E = A \exp(R/B). \quad (23)$$

For a set of altogether 10 days we have obtained the values of  $A$  and  $B$  as listed in tab. 2.

Table 2

Date	A, keV	B
March 25-26, 1986	2.38	1.61
Average of 10 days	$2.10 \pm 0.33$	$1.59 \pm 0.33$

### E-REGION CURRENT DENSITIES OBSERVED BY EISCAT

The EISCAT system is as illustrated in fig. 7 a 3-static system, and therefore 3 components of the ion velocity can be measured in common volumes of the 3 receiving systems of Tromsø, Kiruna and Sodankylä. In the CP-1 experiment performed on June 16-17, 1987 and discussed in the following, these common volumes were selected at 101, 109, 119, 132 and 278 km respectively up along the magnetic field line from Tromsø. Together with these velocity measurements the electron density profile between 90 and 330 km was also obtained by a height resolution of 4.5 km.

According to simple theory, the ion velocity  $\vec{v}_i(z)$  at altitude  $z$  in the ionosphere with a vertical magnetic field can be expressed as:

$$\vec{v}_i = \frac{\Omega_i}{B[\Omega_i^2 + \nu_{in}^2(z)]} \left[ \nu_{in}(z) \vec{E}_\perp + \Omega_i \frac{\vec{E}_\perp \times \vec{B}}{B} \right] \quad (24)$$

if the neutral wind and the electric field parallel to  $\vec{B}$  are neglected. For a reference frame (fig. 8) where the unit vector  $\hat{e}_1$ ,  $\hat{e}_2$  and  $\hat{e}_3$  are along  $\vec{B}$ ,  $\vec{E}_\perp$  and  $\vec{E}_\perp \times \vec{B}$  respectively, we find that the angle,  $\theta$ , between the  $\vec{E}_\perp$  field and the ion velocity vector at height  $z$  is given by

$$\tan(\theta(z)) = \frac{\Omega_i}{\nu_{in}(z)} \quad (25)$$

At the uppermost height where  $\nu_{in}(z) \leq \Omega_i$ , this angle is close to  $90^\circ$  and the ion velocity will be directed parallel to  $\hat{e}_3$  and hence in the  $\vec{E}_\perp \times \vec{B}$  direction. At the lowermost heights where  $\nu_{in} \geq \omega_i \theta$  will be close to zero and the ion velocity is parallel to  $\hat{e}_1$  and hence in the Pedersen direction. Therefore by measuring the ion velocity vector at different heights one can find to what extent the electric field is a dominant force on the ion motion.

The ionosphere current density at height  $z$  is given by

$$\vec{J}(z) = n_e(z) e \cdot [\vec{v}_i(z) - \vec{v}_e(z)], \quad (26)$$

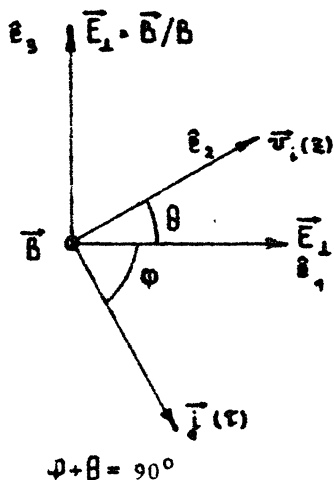


Fig. 8. An illustration of the coordinate system discussed in the text to demonstrate the relationship between  $\vec{v}_e(z)$  and  $\vec{j}(z)$  when  $\vec{E}_1$  is the only current source

when charge neutrality and one singly ionized ion species are assumed, and  $\vec{v}_e(z)$  is the electron velocity at height  $z$ . In the ionosphere above say 90 km  $\vec{v}_e(z)$  is constant and parallel to  $\vec{E}_1 \times \vec{B}$ , hence:

$$\vec{v}_e(z) = \vec{v}_e = \vec{E}_1 \times \vec{B} / B^2. \quad (27)$$

In the F region above 250 km the ion velocity is also equal to the  $\vec{E}_1 \times \vec{B}$  drift and therefore the ion velocity measured at the common volume at 278 km in the F-region is equal to the electron velocity in the whole region. The current density can then be derived in the E-region according to the following:

$$\vec{j}(101) = n_e(101) \cdot e \cdot [\vec{v}_e(101) - \vec{v}_i(278)], \quad (28)$$

$$\vec{j}(109) = n_e(109) \cdot e \cdot [\vec{v}_e(109) - \vec{v}_i(278)], \quad (29)$$

$$\vec{j}(119) = n_e(119) \cdot e \cdot [\vec{v}_e(119) - \vec{v}_i(278)], \quad (30)$$

$$\vec{j}(132) = n_e(132) \cdot e \cdot [\vec{v}_e(132) - \vec{v}_i(278)]. \quad (31)$$

The current density at height  $z$  can also be expressed according to Eq.(24), (26) and (27) as:

$$\vec{j}(z) = \frac{n_e \cdot e}{B [\Omega_i^2 + \nu_{in}^2(z)]} \left[ \Omega_i \nu_{in}(z) \vec{E}_1 - \nu_{in}^2(z) \frac{\vec{E}_1 \times \vec{B}}{B} \right]. \quad (32)$$

The angle,  $\psi$ , between the electric field  $\vec{E}_1$  and  $\vec{j}(z)$  is therefore:

$$\tan(\psi(z)) = - \frac{\nu_{in}}{\Omega_i} \quad (33)$$

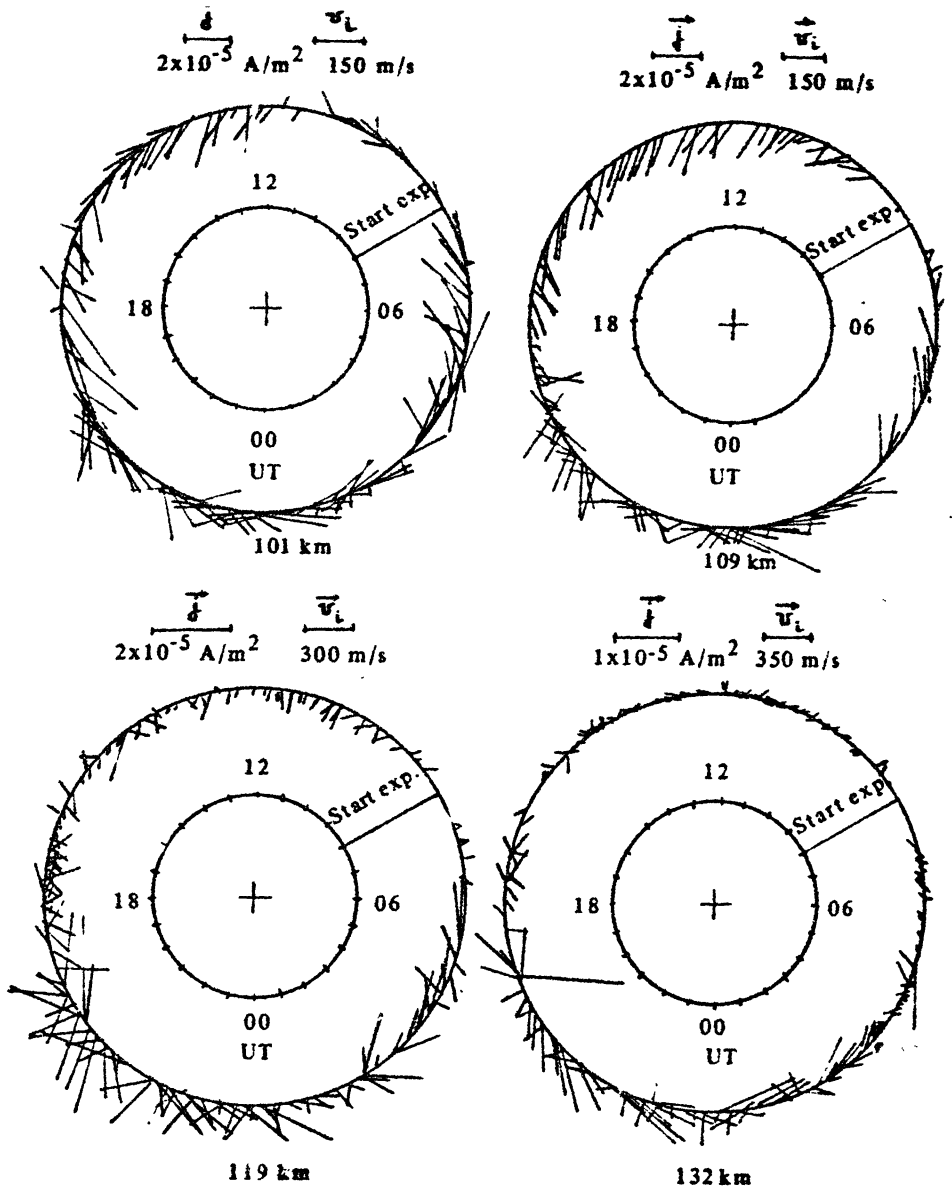


Fig. 9. Ion velocity and current vectors as derived at 4 different E-region heights on June 16 - 17, 1987. The circle represents the latitude of Tromsø and the center of the circle is representing the geographic north pole. Arrows pointing counterclockwise are directed toward east. The time in UT is given at the circle

and  $\vec{j}(\vec{z})$  is always perpendicular to  $\vec{v}_i(\vec{z})$  according to the assumptions we have made. The ion velocity will then be rotating clockwise from the Hall direction towards the Pedersen direction, when descen-

ding from the upper E-region and down, while the current density will be rotating clockwise from the Pedersen direction toward the negative Hall direction and always  $90^\circ$  clockwise with respect to the ion velocity.

In fig. 9 we have presented in circular plots the ion velocity and the current density vectors as derived for the 4 E-region heights mentioned. At daytime the ion velocity and the current are almost parallel at the 2 lower heights, while at 119 and 132 km both vectors are relatively small and irregular at day. At night, however, between 2000 and 0300 UT the currents are almost  $90^\circ$  clockwise to the ion velocities at 109 km and especially 119 km, thus indicating that the E-field plays an important part as current source at these heights.

#### ACKNOWLEDGEMENT

I am indebted to Mrs. Liv Larssen for all help in preparing manuscript and figures and to Mr. Chris Hall and Mr. Øyvind Pettersen for all assistance in data analysis. I also wish to thank the EISCAT staff. EISCAT is being jointly funded by the Science and Engineering Research Council (U.K.), Centre National de la Recherche Scientifique (France), Max-Planck Gesellschaft (F.R.G.), Suomen Akatemia (Finland), Norges Almenvitenskapelige Forskningsrad (Norway) and Naturvetenskapliga Forskningsradet (Sweden). This project has been supported by grants from Norges Almenvitenskapelige Forskningsrad.

#### References

- Brekke, A. and C. Hall, Auroral ionospheric quiet summer time conductances, *Ann. Geophys.* 6, 361-376, 1988.
- Brekke, A., C. Hall and T. L. Hansen, Auroral ionospheric conductances during disturbed conditions, *Ann. Geophys.* 7, 1989.
- Folkestad, K., T. Hagfors and S. Westerlund, EISCAT: An updated description of technical characteristics and operational capabilities, *Radio Sci.* 18, 867-879, 1983.
- Rees, M. H., Auroral ionization and excitation by incident energetic electrons, *Planet. Space Sci.* 11, 1209-1218, 1963.
- Rishbeth, H. and P. J. S. Williams, The EISCAT ionospheric radar: the system and its early results, *Q. J. Roy. Astron. Soc.* 26, 478-512, 1985.
- Schügel, K., Auroral zone E-region conductivities during solar minimum derived from EISCAT data, *Ann. Geophys.* 6, 129-138, 1988.
- Schunk, R. W. and J. C. G. Walker, Theoretical ion densities in the lower ionosphere, *Planet. Space Sci.* 21, 1875-1896, 1973.
- Schunk, R. W. and A. F. Nagy, Electron temperature in the F-region of the ionosphere: Theory and observations, *Rev. Geophys. Space Res.* 16, 355-399, 1978.



# STARE: ALTITUDINAL PROFILE OF AURORAL BACKSCATTER AND IRREGULARITY PHASE VELOCITY

*A. V. Kustov, M. V. Uspensky, A. Huuskonen,  
J. Kangas, E. Nielsen, B. G. Fejer*

## INTRODUCTION

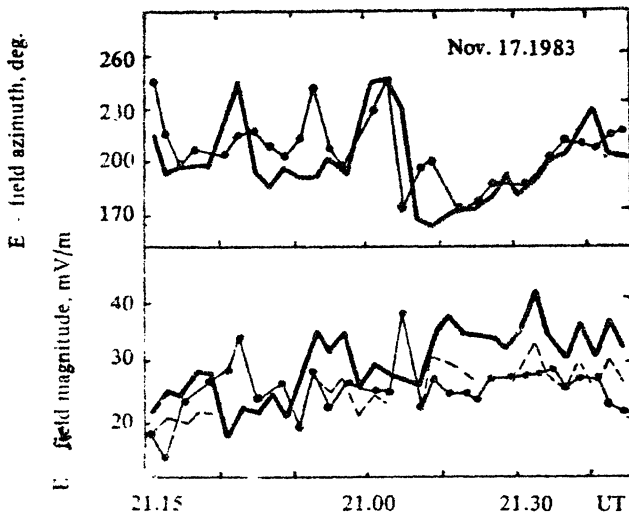
During last years remarkable successes have been achieved in developing the radar method of electric field measurements in the auroral ionosphere by means of STARE (Nielsen and Whitehead, 1983; Nielsen and Schlegel, 1985). At the same time some difficulties have been pointed out in literature - existence of two and more spectral components in the scattered signal (Whitehead et al., 1983) and excitation of irregularities of nonelectrojet nature (Nielsen et al., 1982). Moreover the method of normal STARE Doppler data correction which is used now and known as an ion-acoustic approach (IAA) fails sometimes.

The aims of the present paper are to compare STARE and EISCAT  $E$ -field measurements and to study possible influence of altitudinal profile of auroral backscatter on the STARE Doppler velocity.

## EXPERIMENT

Data obtained during a special Finnish EISCAT/STARE experiment on November 17, 1983, 2015-2053 UT were used for the analysis. Details of measurements were reported by Nielsen et al., 1988.

Experimental data on the electric field magnitude and azimuth for the both coherent and incoherent scatter are presented in the fig. 1. The EISCAT data are shown by a thick line and STARE - by a thin one with points; a dashed line is the predicted  $E$ -field (derived from EISCAT) data in the framework of the model discussed) which has to



3-min averaged electric field data obtained by EISCAT and STARE on November 17, 1983. EISCAT measurements are shown by a thick line, STARE - by a thin line with points. Dashed lines correspond to electric fields which have to be measured by STARE in the framework of the model discussed in the paper

be measured by STARE.  $E$ -field azimuth differences, are relatively low; for most of points they are not more than 20 degrees. The correlation coefficient between azimuths is  $\sim 0.6$ . As for  $E$ -field magnitudes there are distinct differences. As a whole the STARE  $E$ -fields are  $\sim 1.5$  times lower than the EISCAT ones except for 5 points (total number of measurements is 33) when there is an opposite relation. Here we shall consider the phenomenon of STARE electric field underestimation only.

### MODEL CALCULATIONS

Though the experimental data presented in the fig.1 mainly correspond to the ideology of IAA we shall attempt to explain them on the alternative base. The initial point is the conception of the altitudinal profile of auroral backscatter (APB) formulated for Doppler spectra by Uspensky (1985). One may call our procedure an altitude integration approach (AIA).

The irregularity drift velocity of auroral backscatter is the mean value of the APB-weighted local velocities (averaged over altitude limits where irregularities exist)

$$\langle V \rangle = \frac{\int_{h_{min}}^{h_{max}} N_{ef}^2(h) \cdot V_{ph}(h) dh}{\int_{h_{min}}^{h_{max}} N_{ef}^2(h) dh}, \quad (1)$$

where  $h$  is the altitude;  $N_{ef} = N_e(h) \cdot \mathcal{E}(h)$  is the effective electron density;  $\mathcal{E}(h)$  is the aspect angle attenuation as a function of altitude.

The irregularity phase velocity,  $V_{ph}$  can be found as follows:

$$V_{ph} = \frac{V_0 \cos \theta}{1 + (\nu_e \nu_i / \Omega_e \Omega_i) [1 + (\Omega_e^2 / \nu_e^2) \sin^2 \psi]} = \alpha V_0 \cos \theta, \quad (2)$$

$V_0 = cE/B$  is the electron drift velocity;  $\theta$  and  $\psi$  are the flow (or azimuth) and aspect angles;  $\nu_e, \nu_i, \Omega_e, \Omega_i$  are collision and gyro frequencies of electrons and ions respectively. In calculations of  $V_{ph}(h)$  we used the parameters of ionosphere which are the CIRA-72 model modified for high latitudes (Zarnitsky and Kustov, 1988).

Predicted "STARE  $E$ -fields" derived from (1) and EISCAT  $E$ -fields/ $N(h)$  - profiles are shown in fig. 1 by a dashed line. Predicted "STARE  $E$ -field azimuths" have not been drawn because they coincided with EISCAT ones within  $\pm 5$  degrees accuracy. Our modelling of the auroral backscatter spectrum gives satisfactory results - expected and measured STARE  $E$ -field nearly coincide.

## DISCUSSION

For normal STARE  $E$ -field estimation it is assumed that in the eq. (2)  $\alpha$  equals to 1. However, Nielsen and Schlegel (1985) have recently shown that eq. (2) is violated for radar observations along approximately electrojet directions. Their experimental data can be interpolated as follows:

$$V_{ph}(V_0) = \rho V_0^2 + V_{min}. \quad (3)$$

where constants  $\rho$  and  $V_{min}$  are equal to  $\sim 10^{-4}$  and 400 m/s respectively. On the basis of formula (3) it is possible to predict ionospheric  $E$ -field very precisely (Nielsen and Schlegel, 1985). This procedure is known as an ion-acoustic approach.

Unfortunately, the usage of IAA for our measurements gives satisfactory results not for all points. For example, at the moment 21.01 UT STARE normal  $E$ -field is  $E_s = 25.3$  mV/m. According to IAA this

value gives an estimation of ionospheric electric field  $E \approx 54$  mV/m. The EISCAT  $E$ -field at this moment was 29.8 mV/m. One can see that after IAA correction the difference between predicted and real  $E$ -field increased. It should be noted also that such events of substantial differences (both overestimation and underestimation) can be seen in the published results by Nielsen and Schlegel, 1985.

Difficulties of drift diagnosis mentioned above suggest that not all principal details of observations were taken into account in the framework of IAA. That is why here we tried to investigate the possible influence of altitudinal profile of auroral backscatter on the STARE Doppler velocity.

We proceed from the idea by St-Maurice and Schlegel (1983), Uspsensky (1985), and Uspsensky et al. (1986) that the backscattered radar signal is superposition of microscattering from different electrojet altitudes. St-Maurice and Schlegel (1983) assume that intensity of some received spectral component depends on the linear increment of the electrojet instability. In the present study we leave out this question and suppose the electrojet turbulence level to be the same at different altitudes. In accordance with Uspsensky (1985) the intensity of backscattered spectral component is determined by electron density at the microscattering altitude. Another effect which we have taken into consideration is the electrojet irregularity phase velocity depression due to collisions. This phenomenon is more substantial for altitudes where  $\psi \neq 0$ . It should be noted here that in principal we can make our calculations using results of the nonlinear theories. The discussed linear effects as well as non-linear ones pointed out elsewhere can be a common background responsible for the irregularity drift velocity underestimation as a whole.

Our model does not include into consideration a number of important circumstances. Among other they are the height dependence of turbulence level and the dependence of turbulent layer thickness on  $E$ -field. We have not discussed also the shape of Doppler spectral line. As for the latter it should be noted that if the spectral lines of backscatter at different altitudes are approximately the same thicknesses then we can reproduce assymmetric spectrum of auroral backscatter (Whitehead et al. 1982; St-Maurice and Schlegel, 1983).

In spite the fact that a simplified model was used here the results of calculations evidence that correction of original STARE data on the basis of our AIA can be successful. The results of our paper are of a preliminary character. So, immediate usage of them to a systematic

STARE data correction is premature. More extensive analysis is needed. But as a first approximation we can say that for more precise  $E$ -field estimation over Tromsø one needs to increase the Finnish radar Doppler velocity by 1.25 times and Norway one - by 1.4 times.

### CONCLUSIONS

1. STARE systematically underestimates real electric field when it is,  $E \geq 30$  mV/m. For small  $E$ -fields ( $\leq 20$  mV/m) STARE sometimes overestimates them.
2. Underestimation of the  $E$ -field by STARE can result from the influence of altitudinal profile of auroral backscatter and rather large weight of signals collected from heights with non-zero off-perpendicular angles. Effect can reach 30%.
3. For more accurate  $E$ -field estimation on the basis of usual STARE observations over Tromsø it is needed to increase the measured velocity of Finland radar by 1.25 times and of Norway radar - by 1.4 times.

### References

- Nielsen E., Sofko G., Axford W. STARE observations of long discrete echoes. *Nature*, 1982, V. 299, N 5880, p. 238-240.
- Nielsen E., Whitehead J. D. Radar aurora observations and ionospheric electric fields. *Adv. Space Res.*, 1983, V. 2, N 7, p. 131-144.
- Nielsen E., Schlegel K. Coherent radar Doppler measurements and their relationship to the ionosphere electron drift velocity. *J. Geophys. Res.*, 1985, V. 90, N 4, p. 3498-3504.
- Nielsen E., Uspensky M. V., Kustov A. V., Huuskonen A., Kangas J. On the dependence of the Farley-Buneman turbulence level on ionospheric electric field. *J. Atmos. Terr. Phys.*, 1988, V. 50, N 7, p. 601-605.
- St.-Maurice J.-P., Schlegel K. A theory of coherent radar spectra in the auroral E-region. *J. Geophys. Res.*, 1983, V. 88, N 5, p. 4087-4095.
- Uspensky M. V. On the altitudinal profile of auroral backscatter. *Radio Sci.*, 1985, V. 20, N 4, p. 735-739.
- Uspensky M. V., Vallinkoski M., Turunen T. On a possibility to form a two-spike altitudinal profile of auroral backscatter. *Geomagnetism and aeronomie*, 1986, V. 26, N 4, p. 595-599 (in Russian).
- Whitehead J. D., Ierke H. M., Nielsen E. Splitting and divergence of STARE auroral radar velocities. *J. Geophys. Res.*, 1983, V. 88, N 3, p. 2147-2154.
- Zarnitsky Yu. F., Kustov A. V. On the shortwavelength limit of the Farley-Buneman instability in the auroral electrojet. *Geomagnetism and aeronomie*, 1988, V. 28, N 3, p. 384-388 (in Russian).

Polar Geophysical Institute, Acad. Sci. USSR

Department of Physics, University of Oulu, Finland

Max-Planck Institut für Aeronomie, Lindau, BRD

Center for Atmospheric and Space Sciences,  
Utah State University, Logan, USA

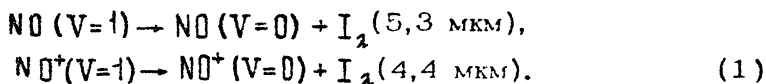
## О ТРАНСФОРМАЦИИ ЭНЕРГИИ И ПЕРЕСТРОЙКЕ ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЫ ВО ВРЕМЯ АВРОРАЛЬНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ

Е. В. Мишин, В. А. Телегин

### ВВЕДЕНИЕ

Во время возмущений магнитосферы основная доля запасенной в ней энергии выделяется в верхней атмосфере высоких широт. Энерговыведение обусловлено диссипацией электрических полей и токов (джоулев нагрев) и деградацией энергии высыпавшихся частиц (в основном электронов с энергией единицы — десятки килоэлектронвольт). В области энерговыведения происходит перестройка состава, темп и характеристики которой определяются, прежде всего, мощностью, выделяемой в единице объема, продольным ( $\parallel \vec{B}_0$ ) и поперечным масштабами, продолжительностью энерговыведения и т.д. Область перестройки сама является источником различного рода волновых излучений: оптического (полярные сияния), инфракрасного и ультрафиолетового, радишумов, наконец, волн нейтральной атмосферы (АГВ и ВГВ). Плотность потока энергии ИК-излучения в отдельных случаях достигает нескольких сотен эрг на квадратный сантиметр в секунду [1], что указывает на почти стопроцентную эффективность трансформации выделяемой энергии в ИК-излучение.

Последнее наиболее интенсивно в диапазоне длин волн  $\lambda \sim 4-6$  мкм, определяющий вклад в котором дают процессы



Таким образом, проблема ИК-излучения оказывается тесно связанной с проблемой образования окиси азота в возмущенной полярной ионосфере. Нетрудно оценить, что концентрация NO (в слое толщиной  $\Delta P = 10$  км), необходимая для обеспечения наблюдаемой плотности потока ИК-излучения, составляет  $[\text{NO}]_c \approx (1-3) \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ . Столь высокие значения концентрации окиси азота  $[\text{NO}] \approx 0,1[\text{N}_2]$  действительно измерялись в дуге полярного сияния II класса в ходе ракетного эксперимента [2].

Учитывая, что энергетическая цена образования молекулы NO порядка 20 эВ [3], получаем при длительности процесса  $\sim 10^3$  с оценку для величины мощности, затрачиваемой в единице объема на производство NO,  $Q_c \sim (1-3) \cdot 10^8$  эВ/см<sup>3</sup>.с. Принимая объем обла- сги  $V_0 = 10 \times 10^2 \times 10^3$  км<sup>3</sup>, находим, что требуемая для нара- ботки  $[NO]_c$  мощность

$$P_c = Q_c V_0 \sim (1-3) \cdot 10^{10} \text{ [Вт]} \quad (2)$$

составляет заметную долю средней мощности суббури. Таким обра- зом, необходимо исследование механизмов, обеспечивающих высокую эффективность преобразования энергии электрических полей (токов) и высыпавшихся электронов в перестройку химического состава верх- ней атмосферы. Как показано ниже, этот процесс сопровождается быстрым ( $\Delta t \lesssim 10$  мин) нагревом нейтрального газа до  $T \gtrsim 1000$  К, что весьма существенно для генерации волн нейтральной атмосферы.

### ЛОКАЛИЗАЦИЯ ОБЛАСТИ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ - "ПЛАЗМЕННО-ТУРБУЛЕНТНЫЙ СЛОЙ". ЭНЕРГОБАЛАНС

Простые аргументы исключают из рассмотрения поперечные элек- трические поля как источник энергии для перестройки. Действитель- но, в области максимума педерсеновской проводимости ( $h \sim 110-115$  км), где максимален джоулев нагрев, имеем

$$Q_{\perp \text{ макс}} \sim \epsilon_{pi} E_{\perp}^2 \sim \frac{1}{8\pi} \frac{\Omega_p^2}{\Omega_H} E_{\perp}^2 \sim 10^3 \left( \frac{n}{10^5} \right) E_{\perp}^2 \text{ [эВ/см}^3\text{с]}, \quad (3)$$

где  $\Omega_p$  и  $\Omega_H$  - плазменная и гирочастота ионов,  $E_{\perp}$  в милливольт- тах на метр;  $n$  - концентрация электронов. Учтено, что  $\epsilon_{pi} = \pi \omega_i \sim \sim \Omega_p^2 / 8\pi \Omega_H$  при частоте  $i$ - $n$ -соударений  $\nu_{in} \approx \Omega_H$ .

Из формулы (3) следует, что  $Q_{\perp \text{ макс}} \sim Q_c$  при  $E_{\perp} \sim 300 \sqrt{10^5 n} \text{ мВ/м}$ , т.е. фактически при экстремальных значениях поля. На долю элек- тронов, которые играют главную роль в процессе перестройки, идет лишь малая часть выделяемой энергии

$$Q_{\perp e} \sim \epsilon_{pe} / \epsilon_{pi} Q_{\perp \text{ макс}} \ll Q_{\perp \text{ макс}}.$$

Таким образом, источником "свободной" энергии должны служить высыпавшиеся энергичные электроны. Их потери энергии из-за столкновений с нейтральными частицами можно оценить как

$$Q_{\text{ст}} \sim n_e \nu_b 2 \epsilon_{ion} \approx n_e \left( \frac{N_n}{10^{11}} \right) \cdot 3 \cdot 10^5 \text{ [эВ/см}^3\text{с]}, \quad (4)$$

где  $n_e$  - концентрация энергичных электронов;  $\epsilon_{ion} = 10-15$  эВ - энергия ионизации;  $\nu_b \approx 10^{-7} N_n$  - частота столкновений с нейтрала- ми электронов с энергией  $\epsilon_b \lesssim 10$  кэВ.

Выразим  $n_B$  через плотность потока энергии, переносимого энергичными электронами (для простоты считаем их моноэнергичными, т.е.  $\epsilon = \epsilon_B = m \cdot v_B^2 / 2$ ):

$$\Phi = n_B v_B \epsilon_B \equiv n_B \Phi_0 ; \quad \Phi_0 = 100 \hat{\epsilon}_B^{3/2} \text{ [эрг/см}^2 \cdot \text{с]}, \quad (5)$$

где  $\epsilon_B = 10 \hat{\epsilon}_B \text{ кэВ}$ . Из соотношений (4) и (5) следует, что  $Q_{CT}$  достигает  $Q_c$  при значении потока

$$\Phi_c \sim 300 \Phi_0 (10^{11} / N_n),$$

которое в полтора-два порядка превышает когда-либо наблюдавшиеся. Таким образом, в рамках столкновительного приближения не удастся обеспечить необходимый темп энерговыделения. Здесь необходимо привлекать коллективное взаимодействие, связанное с генерацией плазменных колебаний (см., например, [4]).

Темп бесстолкновительной диссипации определяется как

$$Q_{KOL} \sim \gamma_B W_0, \quad (6)$$

где  $\gamma_B = \omega_p \frac{\pi n_B}{n} \left( \frac{v_B}{\Delta v} \right)^2$  - инкремент пучковой неустойчивости, определяющий скорость нарастания энергии колебаний;  $W_0 = \alpha_B n_B \epsilon_B$  - плотность энергии резонансных с пучком колебаний;  $\omega_p$  - плазменная частота электронов.

Нетрудно получить, что  $Q_{KOL} \sim Q_c$  при

$$\Phi_{KOL} \sim \alpha_B^{-1/2} \hat{\epsilon}_B \cdot 100 \text{ [эрг/см}^2 \cdot \text{с]}.$$

Отсюда следует, что разумные значения  $\Phi \leq 300-1000 \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{с}$  достигаются при  $\alpha_B \geq 10^{-2}$ . Как показывает анализ процесса бесстолкновительного взаимодействия пучка со слабоионизованной плазмой (см. [4]), такие значения  $\alpha_B$  для интересующих нас интенсивных потоков могут быть достигнуты на высотах  $h_{\infty} < h < h_*$ , где  $h_*$  определяется условием подавления бесстолкновительной стадии коллапса плазменных колебаний [5]:

$$\nu(h_*) \equiv \nu_* \approx \Omega_p (\gamma_B / \omega_p)^{1/2}. \quad (7)$$

$\nu$  - частота соударений тепловых электронов), а  $h_{\infty}$  - подавлением пучковой неустойчивости:  $\nu(h_{\infty}) = \gamma_B(h_{\infty})$ . Для  $\Phi = \Phi_{KOL}$  и разумных значений  $\gamma_B / \omega_p = 10^{-3} - 3 \cdot 10^{-4}$  и  $n = (1-3) \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-3}$  высота  $h_* \approx 120-130 \text{ км}$  ( $h_{\infty} = 110-120 \text{ км}$ ). Эта область - слой повышенной плазменной турбулентности, или "плазменно-турбулентный (ПТ) слой". - обладает весьма важными для динамики ионосферы свойствами [4]. Как следует из уравнения теплового баланса для ионосферных электронов

$$\delta(T_e) = W / n T_e,$$

где  $\delta(T_e)$  - коэффициент неупругих потерь и  $W$  - полная энергия



плазменных колебаний, температура электронов в слое достигает величины больше или порядка 0,5 эВ (вне слоя – не превышает 0,15 эВ). Внутри слоя повышена скорость ионизации нейтрального газа ускоренными турбулентностью сверхтепловыми электронами, а также интенсивность излучения (свечения полярного сияния – ПС). Отмеченные особенности высотного профиля ионизации и свечения ПС наблюдались в ряде экспериментов в лучистых дугах ПС (см. [4] и ссылки там), так что реальность существования такого слоя, по-видимому, сейчас сомнений не вызывает.

Таким образом, необходимая величина мощности энерговыделения может быть обеспечена энергичными электронами в узком ПТ-слое. Однако время существования в данной силовой трубке потоков с  $\Phi \sim \Phi_{\text{квд}}$  не превышает нескольких секунд (опустошается трубка), тогда как требуемое время интенсивного энерговыделения не менее 10–15 мин. Выход из противоречия состоит в следующем [6]. Вторжение энергичных электронов происходит на фоне интенсивного продольного тока ( $j_{\parallel} = (3 \div 5) j_{\parallel \text{с}}$ ), величина которого превышает пороговую для развития в неизотермической ( $T_e \gg T_i$ ) плазме ПТ-слоя ионно-звуковой неустойчивости.

Эффективная частота рассеяния ионосферных электронов ионно-звуковыми пульсациями [7]  $\nu_{\text{эф}} \sim \omega_p (\delta n/n)^2 \approx \alpha \omega_p$  (здесь  $\alpha \leq 0,1$ ) значительно превышает аномальную частоту столкновений  $\nu$ . При этом продольное электрическое поле в слое возрастает в  $\nu_{\text{эф}}/\nu \sim 10^2$  раз по сравнению с первоначальным и достигает значений  $E_{\parallel} \sim 10$  мВ/м. Аномальный джоулев нагрев в слое обеспечивает необходимую величину энерговклада [6]

$$Q_{\text{эф}} = \frac{j_{\parallel}^2}{\epsilon_{\parallel \text{эф}}} = \left( \frac{j_{\parallel}}{10^4} \right)^2 \left( \frac{10^5}{n} \right)^{1/2} \approx 3 \cdot 10^8 [\text{эВ/см}^3 \cdot \text{с}] \quad (8)$$

при разумных значениях  $j_{\parallel} \leq 2 \cdot 10^{-4}$  А/м<sup>2</sup>, не превышающих наблюдаемые в лучистых дугах ПС.

Распределение энергии по каналам неупругого взаимодействия определяется решением кинетического уравнения для ионосферных электронов в продольном ( $E \parallel B_0$ ) электрическом поле. На рис.1 приведены результаты расчета относительного энерговклада для нейтрального состава, характерного для  $h = 120$  км [8]. Из расчетов следует, что  $Q(E/N) \gg Q_c$  при  $E > E_c \approx 5-10$  мВ/м.

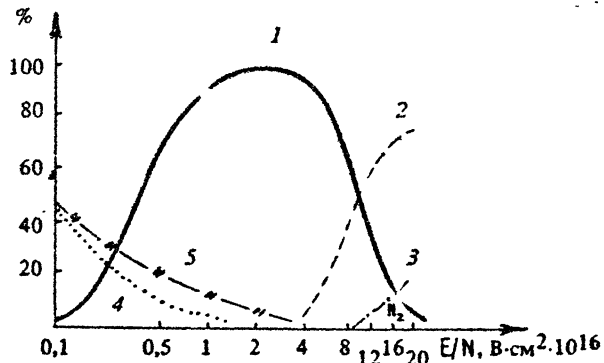


Рис. 1. Энергобаланс в смеси  $|N_2| : |O_2| : |O| = 1:0,1:0,2$ . Здесь 1 – колебательные уровни  $N_2$ , 2 – электронные уровни  $N_2$ , 3 – ионизация  $N_2$ , 4 – колебательные уровни  $O_2$ , 5 – нагрев

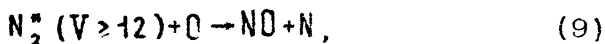
При этом, как видно из рис.1, основная часть энергии идет на возбуждение колебательных и электронных уровней  $N_2$ . Как показывает дополнительный анализ, при учете рассеяния на ионном звуке ( $\nu \rightarrow \nu + \nu_{\text{эф}}$ ) возбуждение электронных уровней становится заметным при меньших значениях  $E_{\text{эф}} < E_{\text{с}}$ .

Таким образом, если в поперечном электрическом поле происходит нагрев ионов и затем нейтралов, то в продольном поле  $E \gg E_{\text{эф}}$  идет возбуждение нейтральных частиц электронами. Это приводит к принципиально иной схеме окисления азота, чем классическая фотохимическая схема [9].

### ОКИСЛЕНИЕ АЗОТА В ПТ-СЛОЕ

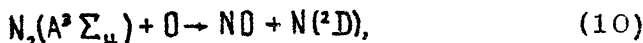
В "классической" схеме окисляются возбужденные атомы азота  $N(^2D)$  и  $N(^4S)$ , образующиеся при диссоциации молекул  $N_2$  и рекомбинации ионов  $N_2^+$  и  $NO^+$ . Таким образом, скорость окисления не превышает скорости ионизации вторгающимися электронами  $q_{\text{ион}} \sim n_{\text{эф}} \nu_{\text{с}}$  которая, как и следовало ожидать, достигает требуемой  $q_{\text{с}} \sim q_{\text{с}}/20$  эВ лишь при нереальной для естественных возмущений величине  $\Phi \sim \Phi_{\text{с}}$ .

С другой стороны, хорошо известно, что эффективно идет окисление колебательно-возбужденных ( $T_{\text{V}} \geq 0,3$  эВ) молекул азота [10]



$$K_{\text{в}} \approx 10^{-11} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$$

и электронно-возбужденных [11]



$$K_{\text{с}} \approx 2 \cdot 10^{-11} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$$

Скорость окисления в схеме (9),(10) не зависит от скорости ионизации, что снимает основную трудность "классической" схемы.

В работе [3] проведено моделирование процесса образования  $NO$  на основе численного решения системы уравнений колебательной кинетики в приближении ангармонического осциллятора (50 уровней), в которые включены процессы электронного возбуждения,  $V-V$ - и  $V-T$ -обмена между всеми компонентами смеси, а также химические реакции "классической" схемы [9] и (9),(10); в уравнении теплового баланса для газа учтены нагрев из-за протекания химических реакций и охлаждение из-за ИК- и УФ-излучения.

Один из вариантов расчетов показан на рис. 2 [3]. Видно, что концентрация  $NO$  достигает требуемых значений  $[NO] \sim [O_2] \sim 0,1 [N_2]$  за времена порядка  $10^3$  с. Видно также, что при  $t > t_{\text{н}} \sim 500$  с около 60 % энергии уходит в ИК-излучение и 30 % - в УФ-излучение. При толщине слоя  $\sim 10$  км это приведет к интенсивности ИК-излучения  $\sim 300$  эрг/см<sup>2</sup>·с, наблюдаемой в эксперименте.

Из расчетов следует, что характерное время нагрева газа ( $T \rightarrow T_V \sim 1000$  К) в области перестройки порядка 200 с, т.е. минимум на порядок меньше, чем при нагреве в поперечном электрическом поле. Быстрый разогрев газа обусловлен как V-T -гашением на атомарном кислороде, так и на молекулах  $N_2$  [12].

Коллективное взаимодействие высыпавшихся электронных потоков с ионосферной плазмой инициирует аномальный джоулев нагрев в узком по высоте слое повышенной плазменной турбулентности, обеспечивая энерговклад, необходимый для эффективной перестройки нейтрального состава верхней атмосферы. Этот процесс сопровождается интенсивным излучением в ИК- и УФ-диапазонах и быстрым разогревом нейтрального газа. Область этого естественного плазмохимического реактора выделяется на высотных профилях ионизации и свечения ПС в виде максимума на высотах  $120 < h < 130$  км.

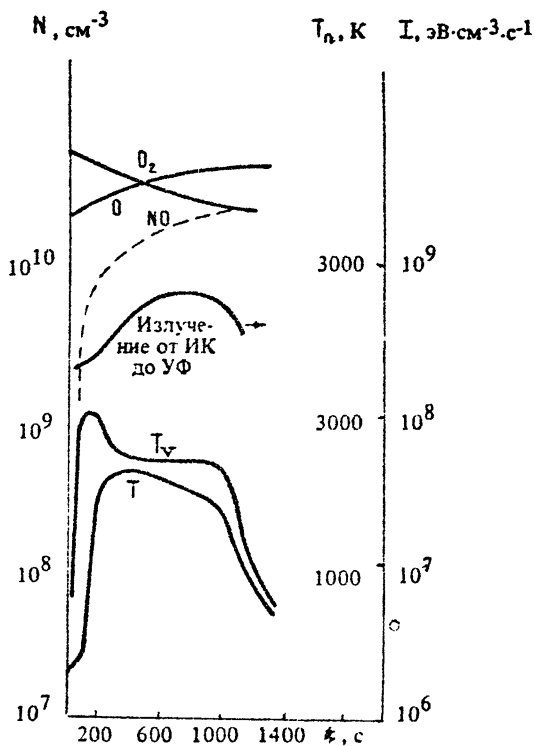


Рис. 2. Образование NO в ИТ-слое

## Литература

1. Марков М. Н., Петров В. С. Экспериментальные исследования инфракрасного излучения околоземного космического пространства // Труды ФИАН. 1978. Т. 105. С. 72 – 108.
2. Zipf E. C., Borst M. X., Donahue T. M. A mass spectrometer observation of NO in an auroral arc // J. Geophys. Res. 1970. V. 75. N 31. P. 6371 – 6377.
3. Кочетов И. В., Мишин Е. В., Телегин В. А. Окисление азота в неравновесной слабоионизованной плазме // ДАН СССР. 1986. Т. 291, № 6. С. 1351 – 1354.
4. Мишин Е. В., Телегин В. А. Эффекты плазменной турбулентности в полярных сияниях // Геомагнетизм и аэронавигация. 1989. Т. 29, № 1. С. 1 – 15.
5. Волокитин А. С., Мишин Е. В. О релаксации электронного пучка в плазме с редкими столкновениями // Физика плазмы. 1979. Т. 5, № 5. С. 1166 – 1169.
6. Мишин Е. В., Телегин В. А. О динамике турбулентного слоя в авроральной ионосфере, создаваемого вторжением пучков энергичных электронов: Препринт № 21 / ИЗМИРАН. М., 1982.
7. Галеев А. А., Сагдеев Р. З. Нелинейная теория плазмы // Вопросы теории плазмы / Под ред. М. А. Леонтовича. Т. 7. М.: Атомиздат, 1973. С. 3 – 142.
8. Дятко Н. А., Кочетов И. В., Мишин Е. В., Телегин В. А. Кинетика электронов в слабоионизованной ионосферной плазме // Геомагнетизм и аэронавигация. 1989. Т. 29, № 2.
9. Данилов А. Д., Власов М. Н. Фотохимия ионизированных и возбужденных частиц в нижней ионосфере. Л.: Гидрометеоиздат, 1973.

10. Русанов В. Д., Фридман А. А. Физика химически активной плазмы. М.: Наука, 1985.
11. O'Neil R. R., Lee E. T. B., Huppi E. R. Auroral O (<sup>1</sup>S) production and loss processes; ground-based measurements of the artificial auroral experiment precede // J. Geophys. Res. 1979. V. 84. N A3. P. 823 – 835.
12. Жданок С. А., Телегин В. А. Динамика установления функции распределения молекул N<sub>2</sub> по колебательным уровням и образование NO в дугах полярных сияний // Геомагнетизм и аэрномия. 1983. Т. 23, № 2. С. 328 – 329.

Институт земного магнетизма,  
ионосферы и распространения  
радиоволн АН СССР

## РЕЗОНАНСНЫЕ СВОЙСТВА ИОНОСФЕРЫ В ДИАПАЗОНЕ КОРОТКОПЕРИОДНЫХ ГЕОМАГНИТНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ. ИОНОСФЕРНЫЙ АЛЬВЕНОВСКИЙ РЕЗОНАТОР

*П. П. Беляев, С. В. Поляков*

### ВВЕДЕНИЕ

Разработка моделей генерации геомагнитных пульсаций наряду с поисками и исследованиями механизмов излучения МГД-волн требует решения задач распространения волн в системе Земля – ионосфера – магнитосфера. Для задач распространения МГД-волн очень существенную роль играют естественные МГД-резонаторы и волноводы, которые зачастую играют определяющую роль в формировании спектров наблюдаемых сигналов. В настоящее время хорошо известны и исследованы МГД-резонансы магнитосферы Земли в целом ( $f \approx 10^{-3} - 10^{-2}$  Гц), альвеновские резонансы отдельных силовых трубок геомагнитного поля ( $f \approx 10^{-2} - 10^{-1}$  Гц), шумановские резонансы полости Земля – ионосфера ( $f \approx 10$  Гц). В диапазоне частот 0,1 – 10 Гц функционируют так называемые альвеновские мазеры – генераторы короткопериодных геомагнитных пульсаций, определяющие заселенность ионосферы энергичными ионами. Еще одним хорошо известным примером проявления резонансных свойств околоземной плазмы в диапазоне короткопериодных колебаний (КПК) магнитного поля является существование на ионосферных высотах волновода для быстрых магнитозвуковых волн, который играет важную роль в формировании зоны призма КПК от локального (магнитосферного) источника. Существование ионосферного магнитозвукового волновода обусловлено наличием максимума альвеновского показателя преломления в области максимума F-слоя ионосферы и явлением полного внутреннего отражения магнитозвуковых волн. Для альвеновских волн в силу их специфической дисперсии ( $\omega = k_z V_A$ ,  $\omega$  – круговая частота,  $k_z$  – проекция волнового вектора на направление внешнего магнитного поля,  $V_A$  – альвеновская скорость) явление полного внутреннего отражения отсутствует, и для отражения волн необходимо нарушение приближения геометрической оптики в виде резких (относительно длины волны в среде) градиентов показателя преломления. Как пока-

зывают расчеты [1, 2], это условие в диапазоне частот  $f = 0,1 - 10$  Гц может быть выполнено в областях выше и ниже максимума F-слоя ионосферы. Особенности дисперсии альвеновских волн приводят еще к одному важному следствию – отсутствию компоненты групповой скорости поперек силовых линий магнитного поля. Это означает, что при наличии отражений выше и ниже максимума F-слоя ионосферы формируется локальный в поперечном направлении резонатор для альвеновских волн (ионосферный альвеновский резонатор), свойства которого определяются характеристиками среды вдоль магнитной силовой линии.

Впервые термин ионосферный альвеновский резонатор (ИАР) был введен в работе [1], где указано на принципиальную возможность его существования. В работе [2] проведены расчеты основных характеристик ИАР в приближении вертикального магнитного поля для простой модели среды. В [3] численными методами проведено подробное исследование ИАР для произвольного наклона геомагнитного поля.

В литературе последнего десятилетия значительное внимание уделяется вопросам, связанным с приложениями ионосферного альвеновского резонатора. Это связано с осознанием его роли в динамике ряда геофизических явлений. Так, в работах [4 – 6] показано, что ИАР может оказывать существенное влияние на формирование динамических спектров короткопериодных геомагнитных пульсаций, генерируемых в магнитосферном альвеновском мазере. Теория, развитая в работах [4 – 6], позволяет естественным образом объяснить основные свойства геомагнитных пульсаций типа "жемчужины".

В авроральных широтах возможна неустойчивость резонансных колебаний ИАР, связанная с электродинамическим дрейфом и сопровождающаяся мелкомасштабным расслоением магнитосферной конвекции [7]. При достаточно высоких скоростях конвекции возбуждение мелкомасштабных резонансных колебаний имеет взрывной характер [8, 9] и может служить моделью начала взрывной фазы суббури.

В настоящее время получены убедительные экспериментальные доказательства существования ИАР по наблюдениям структуры спектра магнитной компоненты регулярного шумового фона в диапазоне частот  $f \approx 0,1 - 10$  Гц, имеющего грозовую природу [10 – 12]. Основной результат этих работ состоит в обнаружении и детальном исследовании резонансной структуры усредненных спектров, которая, наряду с шумановским резонансом, является фундаментальной характеристикой ультранизкочастотных электромагнитных шумов. Учет ИАР позволяет естественным образом объяснить основные свойства обсуждаемой резонансной структуры [10 – 13].

Целью настоящей статьи является изложение полученных к настоящему времени результатов теоретических и экспериментальных исследований резонансных свойств ионосферы, связанных с ионосферным альвеновским резонатором. Упомянутые выше геофизические приложения выходят за рамки данной работы.

**ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА  
ИОНОСФЕРНОГО АЛЬВЕНОВСКОГО РЕЗОНАТОРА.  
ОТРАЖЕНИЕ АЛЬВЕНОВСКИХ ВОЛН ДИАПАЗОНА Fc-1  
ОТ ИОНОСФЕРЫ**

Аналитические оценки собственных частот и добротности ИАР получены в работах [1, 2] для следующей достаточно простой и в то же время близкой к реальности модели альвеновского показателя преломления (геомагнитное поле направлено вертикально)

$$n^2 = n_A^2 \left\{ \epsilon^2 + \operatorname{erf} \rho \left[ -2(z-h_2)/L \right] \right\}; \quad z > h_2,$$

$$n^2 = n_A^2 (1 + \epsilon^2) \approx n_A^2; \quad h_2 > z > h_1, \quad (1)$$

где  $n_A$  — альвеновский показатель преломления в максимуме F-слоя ионосферы,  $n_A \approx (1-2) \cdot 10^3$ ,  $h_1 \approx 200$  км,  $h_2 \approx 300-400$  км,  $L \approx 100-300$  км,  $\epsilon^2: 10^{-2}-10^{-3}$ . В области  $z < h_1$  расположена нижняя ионосфера, где электродинамические свойства среды существенно меняются. В приближении оптически тонкой нижней ионосферы, которое на частотах  $f < 10$  Гц справедливо в ночных условиях, коэффициент отражения альвеновских волн от нижней ионосферы можно записать в виде

$$R_i = \frac{1 - \Sigma_p / \Sigma_w}{1 + \Sigma_p / \Sigma_w}, \quad (2)$$

где  $\Sigma_w = \frac{cn_A}{4\pi} = \frac{c^2}{4\pi V_A}$  ( $c$  — скорость света в вакууме,  $V_A$  — альвеновская скорость в максимуме F-слоя ионосферы). Отношение  $\Sigma_p / \Sigma_w$  меняется в пределах  $10^{-4} - 10$  (ночь — день),  $\Sigma_p$  — интегральная педерсоновская проводимость нижней ионосферы. Величина  $V_A$  от ночи ко дню меняется примерно в пределах от 300 до 150 км/с. Для модели (1) можно получить простое аналитическое выражение для коэффициента отражения альвеновских волн от полупространства  $z > h_2$  [2]:

$$R_e = |R_e| \operatorname{erf}(\rho_e); \quad |R_e| = \frac{1 - \frac{\pi}{2} \epsilon \kappa_A L}{1 + \frac{\pi}{2} \epsilon \kappa_A L},$$

$$\rho_e = 2 \left( \kappa_A L - \frac{\pi}{4} \right); \quad \kappa_A = \frac{\omega}{c} n_A. \quad (3)$$

При получении выражений (3) использованы неравенства

$$\kappa_A L \gg 1; \quad \epsilon \kappa_A L \ll 1. \quad (4)$$

Первое из неравенств (4) эквивалентно справедливости геометроопти-

ческого приближения при  $x \approx h_2$ . Легко видеть, что  $\epsilon \kappa_A L = L / \lambda_\infty$ ;  $\lambda_\infty = \lambda_\infty / 2\pi$ , где  $\lambda_\infty$  — длина альвеновской волны при  $z \rightarrow +\infty$  (магнитосфера), т. е. второе из неравенств (4) есть условие нарушения геометрической оптики в некоторой части области  $x > h_2$ . При  $\epsilon \kappa_A L \geq L / \lambda_\infty$  резонатор отсутствует.

Зная коэффициенты отражения  $R_e, R_i$ , можно записать уравнение для собственных частот ИАР:

$$\kappa_A (h+L) + \frac{\varphi_i}{2} - i \rho_n |R_e R_i| = \pi \left( n + \frac{1}{4} \right), \quad (5)$$

где  $h = h_2 - h_1$ ,  $\varphi_i$  — фаза коэффициента отражения (2). Наибольший интерес представляют ночные условия, когда  $\varphi_i = 0$ . Отсюда для собственных частот  $\omega_n$  и добротности получаем ( $\omega_n = \text{Re} \omega_n - i \delta_n$ )

$$\text{Re} \omega_n = \frac{V_A}{h+L} \left( \pi n + \frac{\pi}{4} - \frac{\varphi_i}{2} \right); \quad \frac{1}{Q_n} = \frac{2\delta_n}{\text{Re} \omega_n} = \frac{-\rho_n |R_i|}{\pi n + \pi/4} + \frac{L \pi \epsilon}{L+h}, \quad (6)$$

где  $V_A = \omega / \kappa_A$  — альвеновская скорость в максимуме F-слоя ионосферы ( $V_A \approx 200 - 300$  км/с). Собственные частоты ИАР лежат в диапазоне от десятых долей герца до нескольких герц. Максимальные значения добротности  $Q \approx 10$ .

В работе [3] проведено численное исследование свойств ИАР. Модель ионосферы задана реалистичными высотными распределениями электронной концентрации, частоты столкновений ионов и ионной массы. Для модели, отвечающей ночным условиям, найдены четыре моды ИАР и исследованы зависимости их собственных частот и декрементов затухания от угла наклона геомагнитного поля, получен высотный профиль энергетических и поляризационных характеристик собственных мод. Показано существенное ослабление резонансных свойств для дневных условий. На рис. 1, 2 приведены примеры расчетов обсуждаемых характеристик ИАР, заимствованные из работы [3].

Влияние ИАР должно приводить к резонансной структуре коэффициента отражения альвеновских волн магнитосферного происхождения от ионосферы. На рис. 3 приведены численные расчеты коэффициента отражения и прохождения падающей альвеновской волны с электрическим полем единичной амплитуды для моделей ионосферы, переходных между днем и ночью. На рис. 3 параметры  $\alpha = 0$  и  $\alpha = 1$  соответствуют ночной и дневной ионосфере. Профили электронной концентрации, частот столкновений и ионного состава взяты из работ [14, 15]. В промежуточных случаях ( $0 < \alpha < 1$ ) электронная концентрация  $N_e$  на произвольной высоте  $z$  в зависимости от параметра  $\alpha$  вычислялась по формуле

$$\rho_g N_e(\alpha) = \rho_g N_e^{(\text{ночь})} + \alpha (\rho_g N_e^{(\text{день})} - \rho_g N_e^{(\text{ночь})}). \quad (7)$$

Резонансная структура коэффициента отражения альвеновских волн от ионосферы (см. рис. 3) естественным образом объясняется влиянием ионосферного альвеновского резонатора (ИАР). На резо-



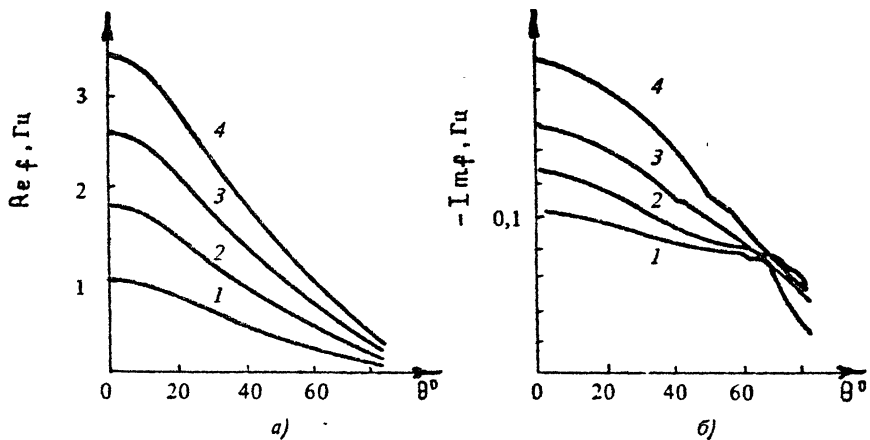


Рис. 1. Зависимость собственных частот ИАР (а) и декрементов затухания первых четырех мод ИАР от угла наклона земного магнитного поля  $\theta$  ( $\theta = 0$  соответствует вертикальной ориентации магнитного поля). Цифры у кривых соответствуют номерам мод резонатора

нансных частотах имеет место усиление поля (накопление энергии) альвеновских волн в ионосфере и, соответственно, увеличение омических потерь (минимумы  $R(\omega)$ ). Для модели ионосферы с экспоненциальным спаданием (с масштабом  $L$ ) альвеновского показателя преломления выше максимума  $F$ -слоя собственные частоты ИАР определяются формулой (6). Для оптически тонкой нижней ионосферы коэффициент отражения  $R_i$  дается формулой (2). В соответствии с этим и формулами (2), (6) при  $L \approx 300$  км расстояние между собственными частотами от ночи ко дню меняется в пределах  $\Delta f = 0,5 - 0,25$  Гц, что согласуется с рис. 3. Помимо монотонного сгущения частот максимумов (минимумов)  $R(\omega)$  (см. рис. 3) при увеличении параметра модели  $\alpha$  в области значений  $\alpha \approx 0,3 \div 0,5$  наблюдается относительно резкое увеличение частот. Этот факт, по-видимому, качественно объясняется тем, что при переходе параметра  $\Sigma_p / \Sigma_w$  через единицу фаза  $\psi_i$

меняется на  $\pi$  (см. (2)), что приводит к перестройке собственных частот ИАР, и соответственно резонансной структуры  $R(\omega)$ . При  $\Sigma_p / \Sigma_w \approx 1$  верхняя ионосфера согласована с нижней ионосферой.

При этом резонансная структура и величина максимумов  $R(\omega)$  должны существенно ослабляться. Согласно рис. 3 на частотах  $f \approx 1$  Гц

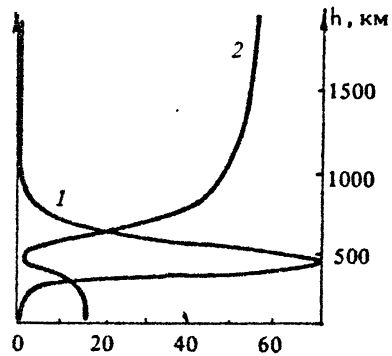


Рис. 2. Высотное распределение квадратов амплитуд магнитного и электрического полей. Кривая 1 соответствует величине  $\alpha^2 \bar{H}^2$  ( $\alpha = 0,0039$ ), кривая 2 —  $\bar{E}^2$ . Здесь  $\bar{E}^2, \bar{H}^2$  — усредненные по периоду величины

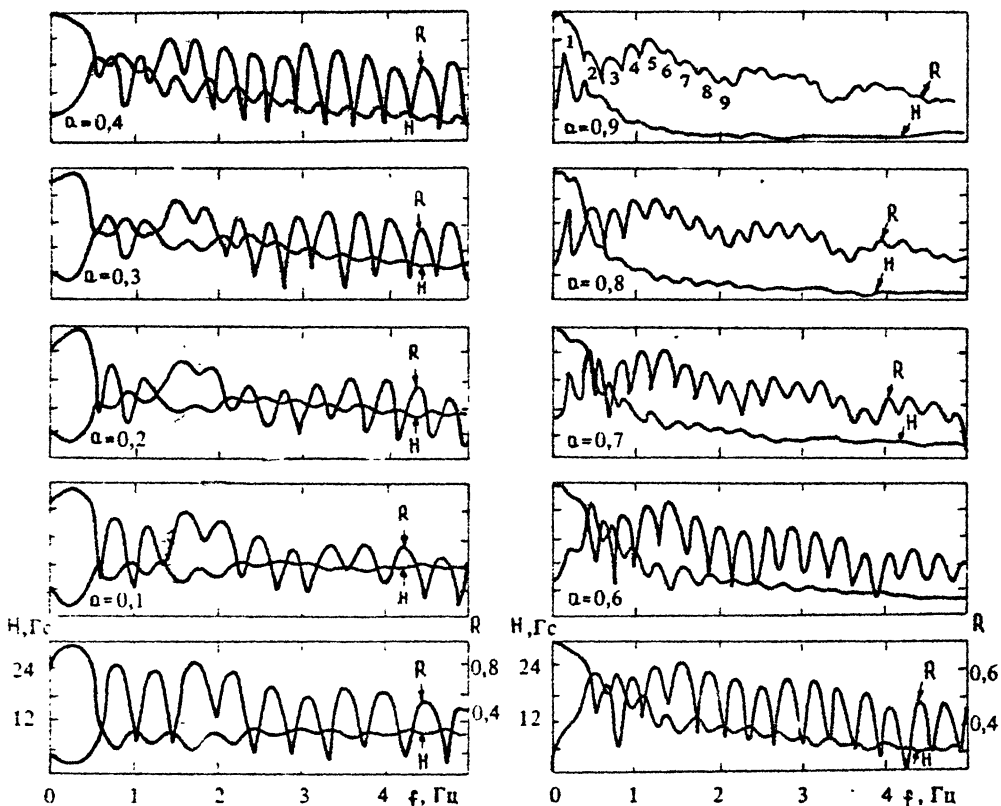


Рис. 3. Коэффициент отражения от ионосферы  $R(\omega)$  и прохождение магнитного поля на землю для падающей альвеновской волны с электрическим полем единичной амплитуды в зависимости от модели ионосферы

четко наблюдается минимум глубины модуляции резонансной структуры и амплитуды максимумов  $R(\omega)$  в области значения  $\alpha \approx 0,4$  ("утро", "вечер"). С приближением к дневным условиям ( $\alpha \approx 0,7$ ) также имеет место уменьшение величины максимумов  $R(\omega)$  и глубины модуляции, что, по-видимому, связано с возрастанием омических потерь в оптически толстой дневной ионосфере. Резонансная структура коэффициента отражения  $\lambda(\omega)$  (см. рис. 3) играет важную роль в формировании спектров излучений магнитосферного альвеновского мазера.

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ  
РЕЗОНАНСНОЙ СТРУКТУРЫ СПЕКТРА  
АТМОСФЕРНОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ШУМОВОГО ФОНА  
В ДИАПАЗОНЕ КОРОТКОПЕРИОДНЫХ ГЕОМАГНИТНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ**

Основным источником электромагнитных шумов в обсуждаемом диапазоне частот являются грозы и спорадические излучения магни-

госферного происхождения ("жемчужины", "шипения"), связанные с циклотронной неустойчивостью протонов радиационных поясов, амплитуда которых в среднем на два-три порядка выше грозового шума. Для регистрации спорадических магнитосферных сигналов существует широкая сеть геомагнитных обсерваторий, стандартная чувствительность которых не позволяет регистрировать грозовой электромагнитный фон. Достаточно серьезных исследований характеристик регулярного шумового фона в диапазоне КПК до недавнего времени фактически не проводилось. Учитывая непосредственную связь ИАР с волноводом Земля - ионосфера, можно ожидать проявлений ИАР в спектре электромагнитного атмосферного шумового фона (грозы). Помимо этого возможно проявление ИАР в тонкой структуре спектров, особенно на начальной стадии развития, спорадических магнитосферных сигналов за счет резонансной структуры коэффициента отражения альвеновских волн от ионосферы (см. выше). Исходя из этих предпосылок была предпринята попытка обнаружить ИАР по особенностям спектра шумового фона в диапазоне 1 - 10 Гц. Для проведения эксперимента потребовалась разработка специальных приемников, содержащих высокочувствительные индукционные датчики магнитного поля и малошумящие предварительные усилители, в итоге удалось добиться рекордно низкого для геофизических исследований уровня собственных шумов индукционных датчиков магнитного поля: по горизонтальной составляющей  $H_x \approx 5 \cdot 10^{-5}$  нТл/ $\sqrt{\text{Гц}}$  и по вертикальной составляющей  $H_z \sim 5 \cdot 10^{-6}$  нТл/ $\sqrt{\text{Гц}}$  на частоте  $f = 1$  Гц. Измерения проводились вблизи г. Горького ( $L = 2,6$ ). Как уже указывалось во введении, в результате была обнаружена регулярно наблюдаемая резонансная структура спектра (РСС) в горизонтальных магнитных компонентах шумового фона в диапазоне частот  $f = 0,1 - 10$  Гц [10]. Обсуждаемая РСС проявляется в виде чередования максимумов и минимумов спектра с частотным интервалом  $\Delta f = 0,5 - 2,5$  Гц. Глубина амплитудной модуляции спектра фонового шума вдоль по оси частот достигает 50 %. Первые регистрации резонансной структуры спектра были получены в июне 1985 г. в околополуденное время. В течение 1985 - 1987 гг. было получено 36 суточных профилей в различные сезоны года по регистрации спектров в полосе частот 0,1 - 20 Гц (разрешение по частоте 0,1 Гц, усреднение примерно по 128 спектральным реализациям). Время получения каждого усредненного спектра около 15 мин. Типичные примеры суточных профилей или их фрагментов приведены на рис. 4 - 10. По характеру спектра РСС очень похожа на спорадические излучения типа "гидромагнитные шипения" [16]. Результаты эпизодических наблюдений резонансной структуры спектра приводятся также в работах [17 - 20]. В отличие от этих работ мы утверждаем, что резонансная структура подобная рис. 4 - 10 является, наряду с шумановской резонансной структурой, проявляющейся на частотах  $f = 5 - 100$  Гц, регулярно наблюдаемой особенностью фонового электромагнитного шума в диапазоне частот короткопериодных геомагнитных пульсаций  $f = 0,1 - 10$  Гц.

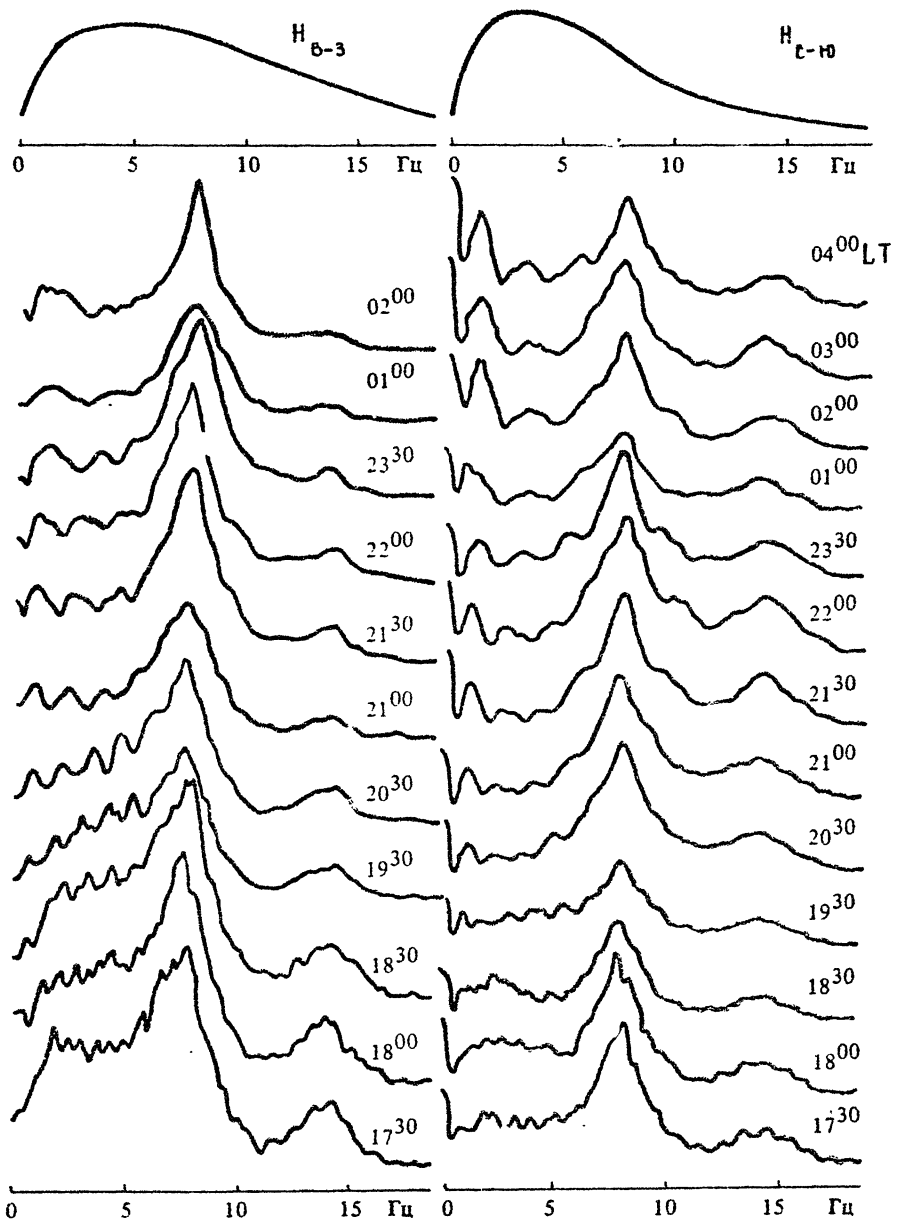


Рис. 4. Пример ночного профиля усредненных спектров шума в полосе частот  $\Delta F = 20$  Гц для компонент магнитного поля  $H_{B-3}$ ,  $H_{C-Ю}$ . Усреднение по 128 независимым спектральным реализациям. Вверху — АЧХ приемных трактов, снятые с использованием внешней калибровочной рамки в качестве источника калибровочного поля. 14 — 15 октября 1985 г.

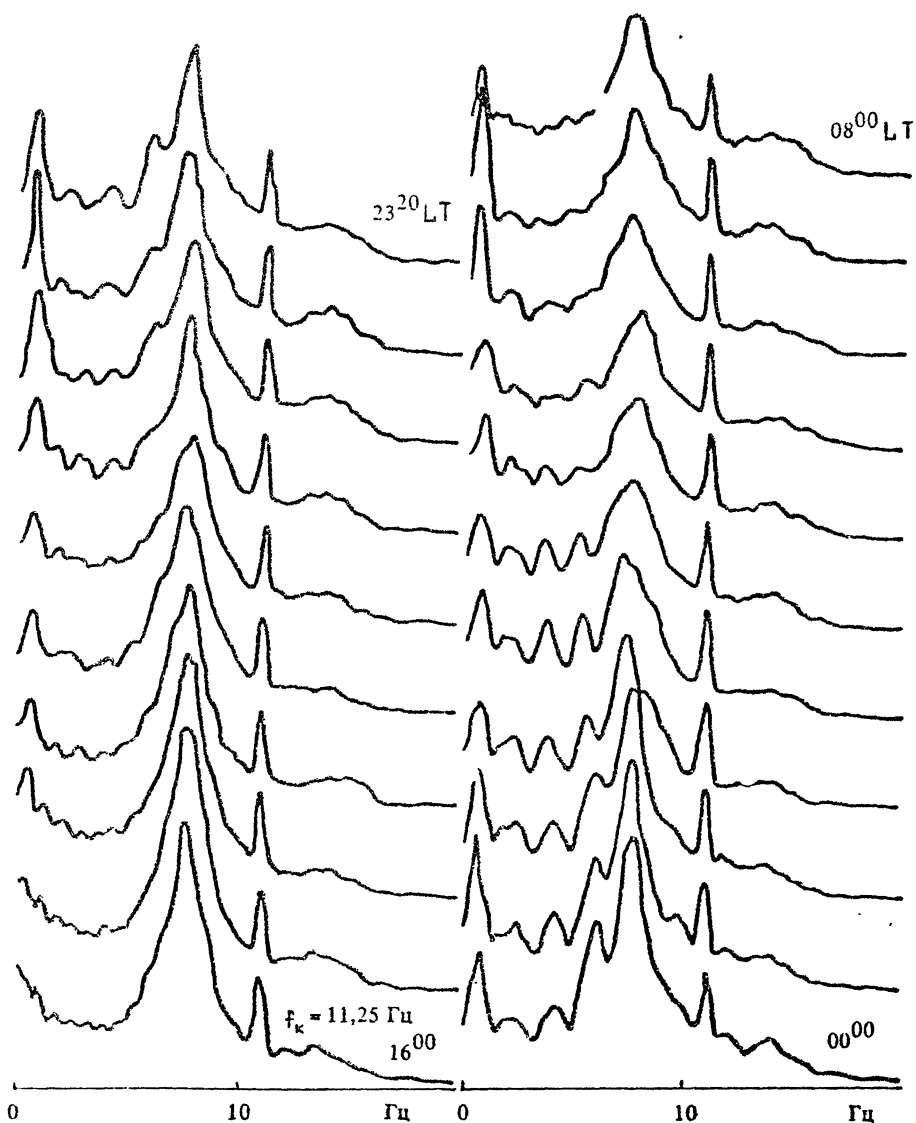


Рис. 5. Полный ночной профиль РСС для компоненты магнитного поля  $H_{e-10}$ , частотный масштаб РСС  $\Delta F$  меняется от величины  $\Delta F \approx 0,6$  Гц в вечерние часы ( $\sim 16.00 - 16.00$ ) до  $\Delta F \approx 1,8$  Гц в полуночные. С 23.00 отмечается заметная деформация спадающей спектра области первого шумановского резонанса ( $F \sim 8$  Гц) с масштабом по частоте, характерным для РСС. 4 - 5 февраля 1986 г.

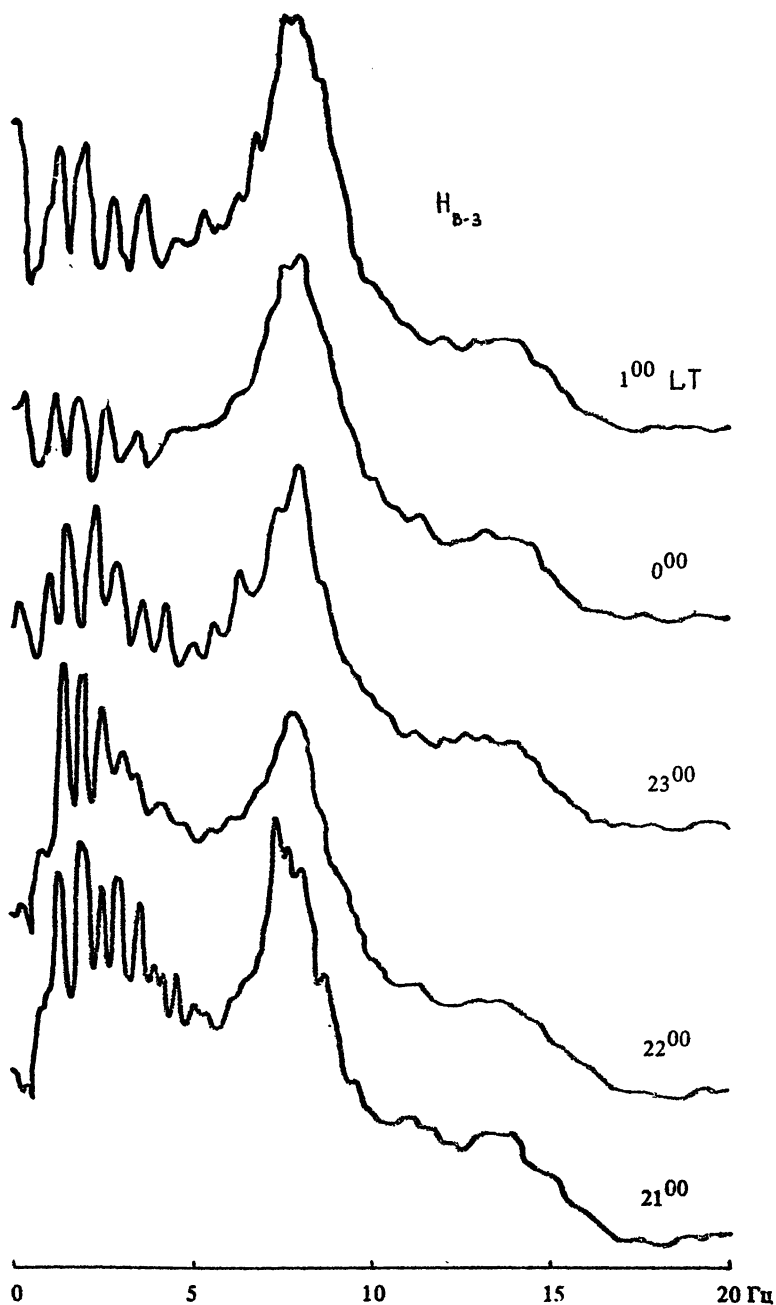


Рис. 6. Фрагмент регистрации резонансной структуры в летнее время. Общий подъем амплитуды спектра в районе частот 1 – 5 Гц в вечернее время (LT ~ 21.00) связан с местной грозовой активностью, падающей к полуночи. 25 – 26 июля 1986 г.

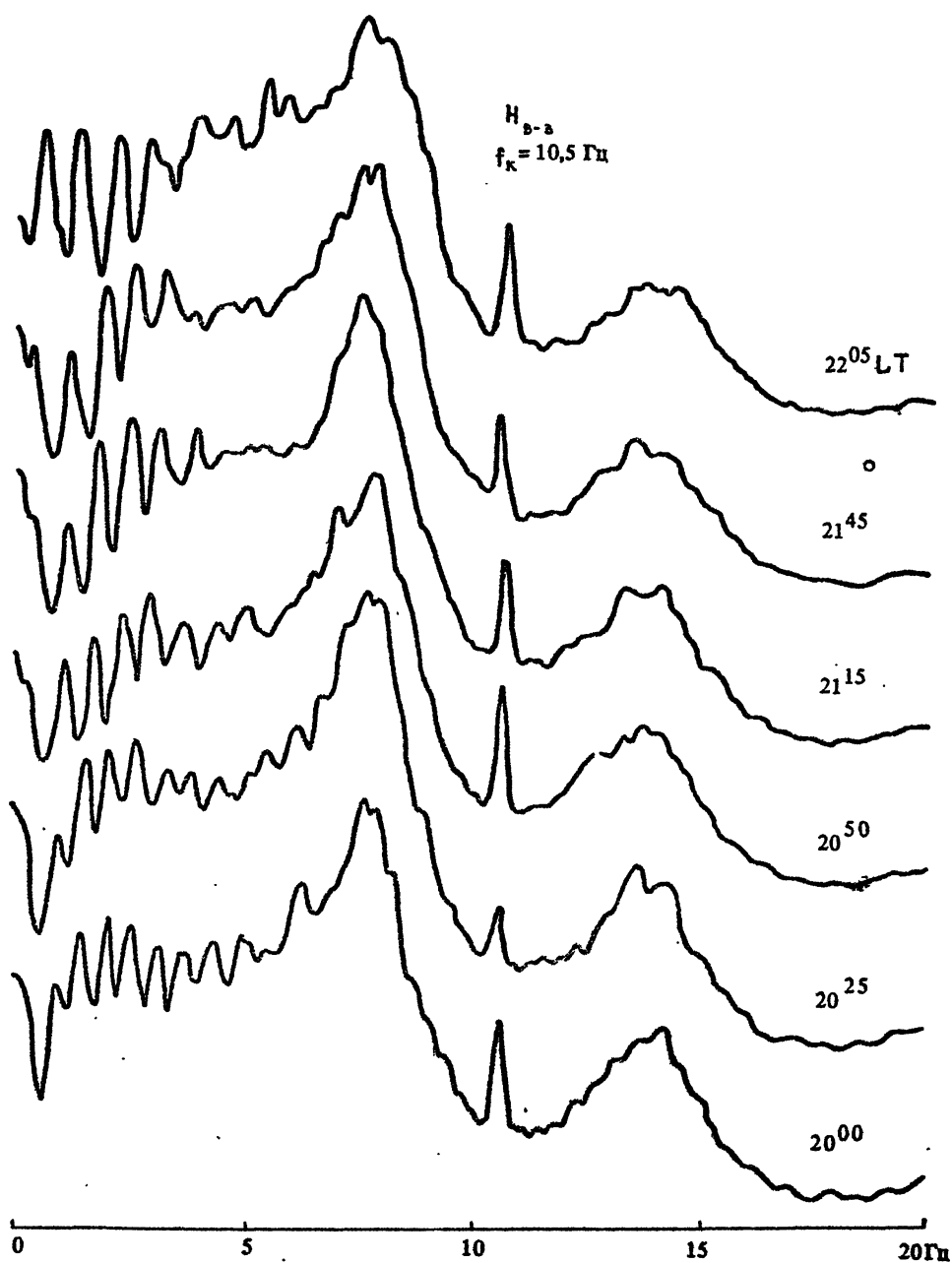


Рис. 7. Фрагмент регистрации РСС в осеннее время. 15 сентября 1986 г.

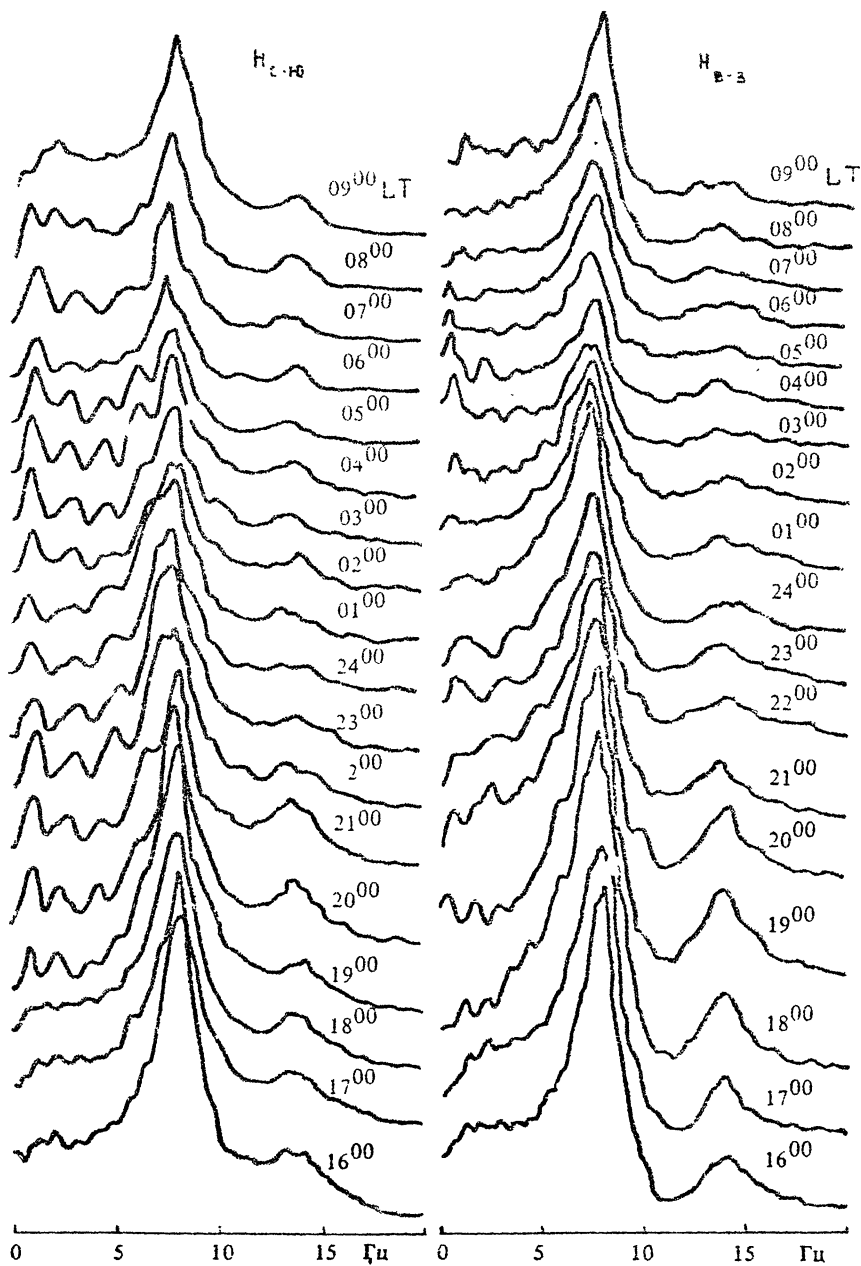


Рис. 8. Пример регистрации РСС для зимних условий (ср. с рис. 5).  
1 – 2 февраля 1987 г.



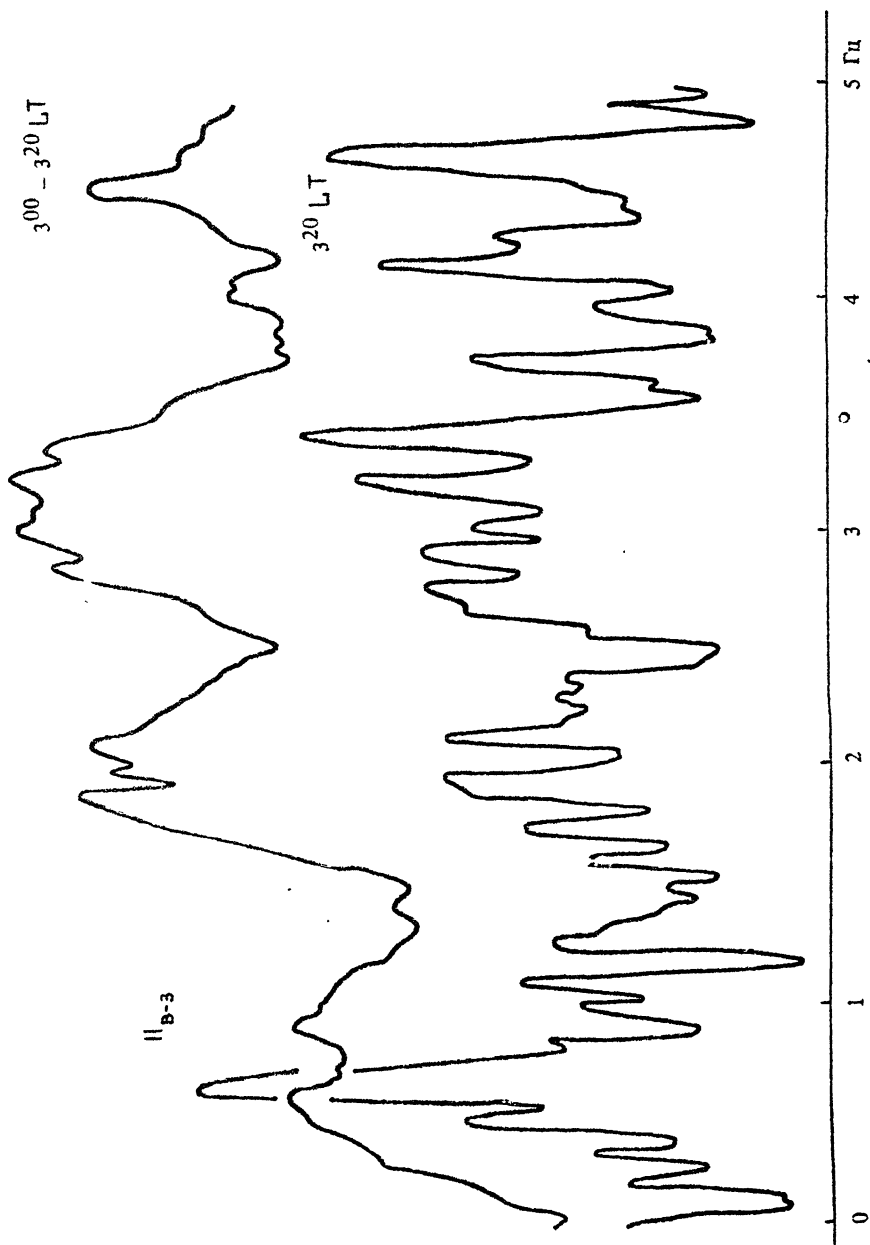


Рис. 9. Единичная (неусредненная) реализация спектра мощного молниевоего разряда, "высвечивающего" резонансную структуру - внизу. Усредненный спектр в той же компоненте поля Н<sub>0-3</sub> (30 реализаций) - вверху. Полоса анализа  $\Delta F = 5$  Гц (двести спектральных каналов). 3 августа 1986 г.

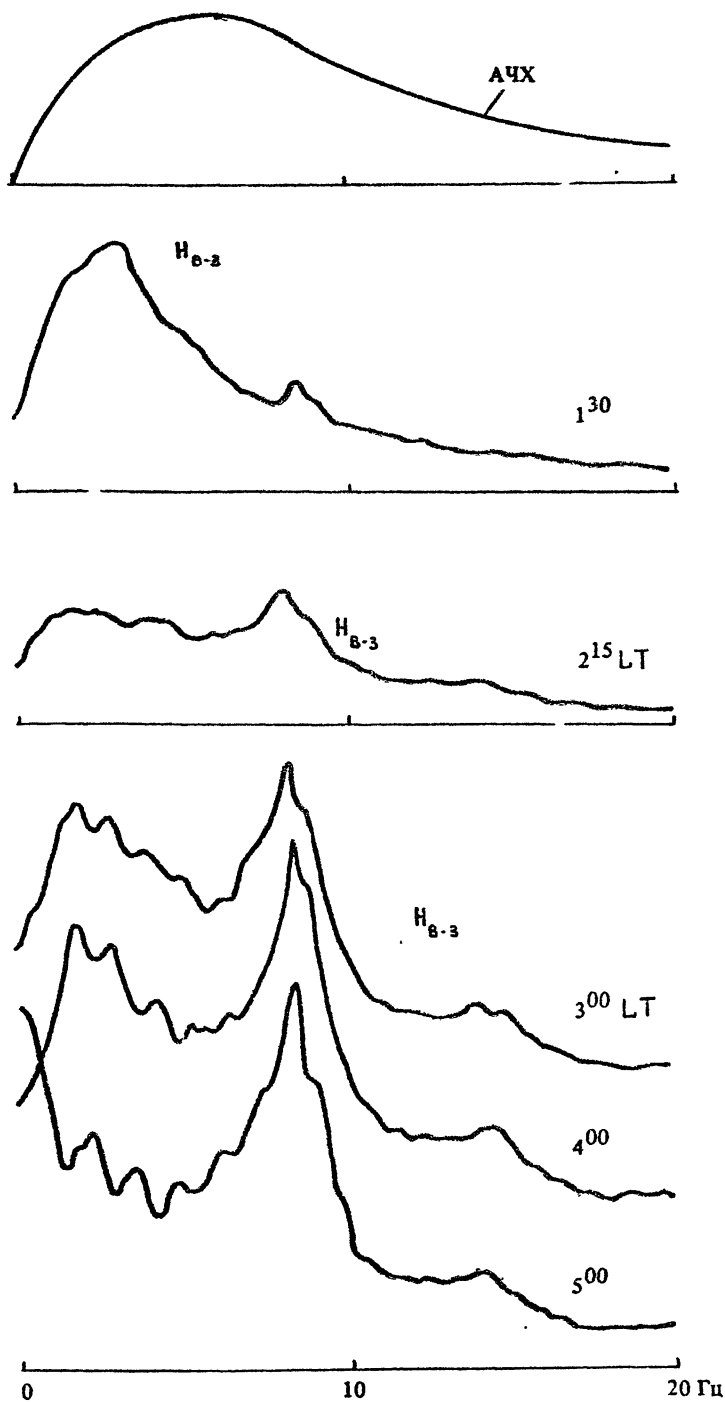


Рис. 10. Прохождение ближнего грозового очага мимо точки наблюдения. Амплитудный масштаб вывода данных в  $LT=1.30$  и  $LT=2.15$  уменьшен в 2,5 раза по отношению к  $LT=3.00 - 5.00$ . Ось частот в  $LT=1.30, 2.15, 5.00$  соответствует нулевому уровню сигнала.  $LT=01.30$  - вспышки молний в пределах прямой видимости,  $LT=02.15$  - световые вспышки на горизонте, слабые раскаты грома;  $LT=04.00$  - небо очистилось, звезды. Вверху для сравнения приведена АЧХ приемного тракта. 4 августа 1986 г.

Сформулируем основные результаты экспериментальных исследований параметров РСС [11 - 12]:

- РСС тангенциальных компонент магнитного поля наблюдается регулярно, по крайней мере в ночных условиях (см. рис. 4 - 10);
- частотный интервал  $\Delta f$  РСС имеет характерный суточный ход,  $\Delta f$  максимален в ночные часы и резко уменьшается утром и вечером (рис. 11 - 12);
- суточный ход  $\Delta f$  четко коррелирует с суточным ходом  $(f_0)^{-1}$ ,  $f_0$  - критическая частота слоя F в районе пункта наблюдения, что говорит о локальности РСС (см. рис. 11);
- глубина модуляции спектра максимальна в ночные часы и резко уменьшается утром и вечером, днем РСС наблюдалась крайне редко (см. рис. 4 - 10);
- РСС наблюдается, как правило, наиболее контрастно в одном из двух ортогональных компонент тангенциального магнитного поля (см. рис. 4 - 10);
- регулярный шумовой фон, содержащий РСС, имеет грозовую природу (см. рис. 9 - 10).

К выводу о грозовой природе обсуждаемого регулярного шумового фона приводят следующие факты.

Во-первых, РСС на оси частот расположена в непосредственной близости от первого шумановского резонанса, грозовой источник которого общепризнан, и, более того, накладывается на него (и, в частности, "расщепляет") (см. рис. 5, 8).

Во-вторых, РСС наблюдается регулярно при различной геофизической и солнечной активности (рис. 13).

И наконец, наблюдение динамики спектра шума в реальном масштабе времени (без усреднения) показывает, что вариации текущего спектра сопровождаются всплесками амплитуды спектра шума, коррелирующими с волноводными СДВ-сфериками (грозовые разряды), причем РСС отчетливо проявляется на наиболее мощных всплесках шума (низкочастотных "хвостах" сфериков) (см. рис. 9).

#### ТЕОРИЯ ФОРМИРОВАНИЯ РЕЗОНАНСНОЙ СТРУКТУРЫ СПЕКТРА АТМОСФЕРНОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ШУМОВОГО ФОНА В ДИАПАЗОНЕ КОРОТКОПЕРИОДНЫХ ГЕОМАГНИТНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ

В соответствии с вышеизложенным расстояние между собственными частотами ИАР и их суточный ход количественно и качественно соответствуют величине и суточному ходу частотного интервала  $\Delta f$  РСС. Поэтому механизм формирования РСС естественно строить на основе влияния ИАР на распространение электромагнитных полей от грозовых очагов. Наиболее подробно теория формирования РСС изложена в работе [13]. Прежде чем переходить к изложению результатов теории, обратим внимание на два момента.

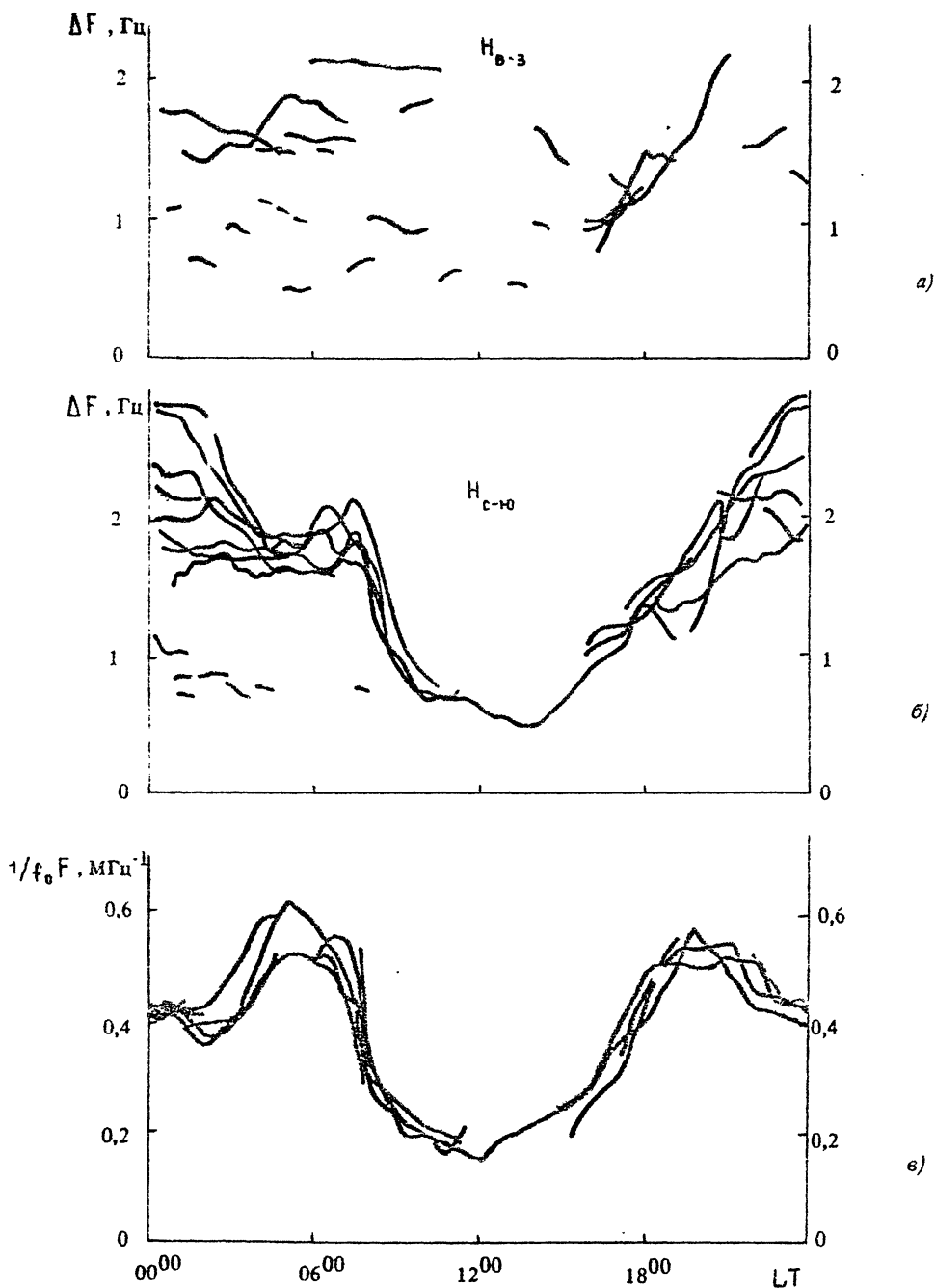


Рис. 11. Суточный ход периода резонансной структуры  $\Delta F$  в спектре компонент магнитного поля  $H_{B-3}$  (вверху),  $H_{C-10}$  и обратной критической частоты F-слоя ионосферы (внизу) с 5 по 16 декабря 1985 г. Отдельные кривые соответствуют различным дням наблюдений. 5 – 16 декабря 1985 г.

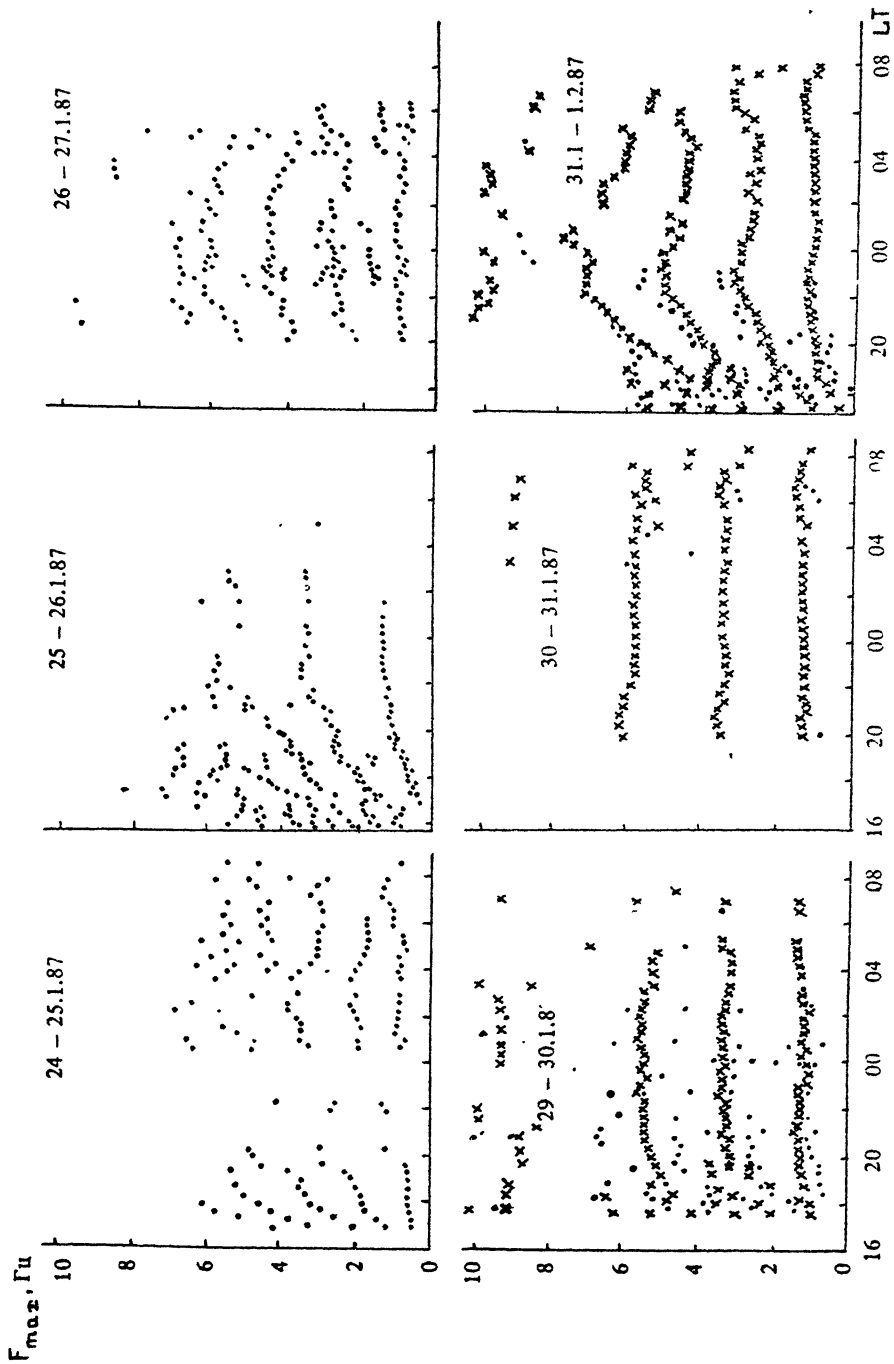


Рис. 12. Положение максимумов РСС на оси частот в период с 24 января по 1 февраля 1987 г. в спектре двух горизонтальных компонент магнитного поля  $H_{c-N}$  (x, x) и  $H_{c-E}$  (o, o) (.....)

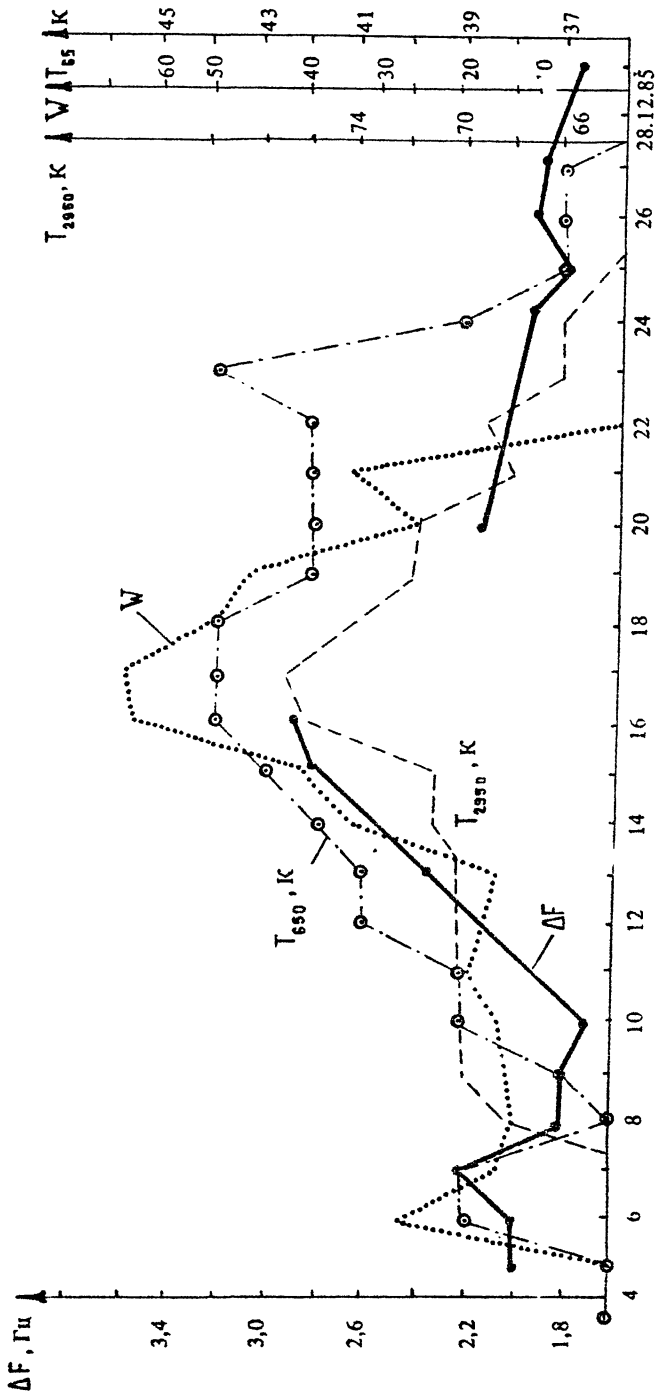


Рис. 13. Месячный профиль числа солнечных пятен  $W$ , температуры радиоизлучения Солнца  $T$  на частотах 650 и 2950 МГц и периода РСС  $\Delta F$  в компоненте Н с-ю, среднего за около-полуночные часы  $L T = 23.00 - 02.00$  (ср. с рис. 11)

Во-первых, отметим нетривиальность механизма формирования РСС. Такие среды, как полость Земля - ионосфера, с одной стороны, и ионосфера (магнитосфера), с другой стороны, очень сильно рассогласованы. В отличие от ситуации, изложенной в разд. 2 настоящей статьи, коэффициент отражения электромагнитных полей от полупространства  $z > h$  ( $h$  - высота полости Земля - ионосфера), несмотря на влияние ИАР, практически равен единице (по модулю).

Во-вторых, отметим, что собственные частоты ИАР зависят от распределения электронной концентрации в ионосфере и от наклона земного магнитного поля и могут значительно меняться по трассе от источника до пункта наблюдения. Отсюда следует, что механизм формирования РСС должен быть локальным, т. е. определяться структурой ионосферы в районе пункта наблюдения, что наблюдается и в эксперименте.

В квазистатическом пределе ( $\kappa_0 a < 1$ ,  $\kappa_0 = 2\pi f / c$ ,  $a$  - радиус Земли) тангенциальные компоненты магнитного поля в сферической полости Земля - ионосфера даются формулами [13]

$$H_\varphi = \frac{I \cdot l}{2\pi a h} \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2}, \quad (8)$$

$$H_\theta = \frac{H_\varphi Y_{\theta\theta}}{Y_{\varphi\theta} (1 + i\kappa_0 h Y_{\theta\varphi})}, \quad (9)$$

Здесь использована сферическая система координат  $(r, \theta, \varphi)$  с нулевой точкой отсчета системы в центре Земли. В точке  $\theta = 0$ ,  $r = a + 0$  расположен вертикальный электрический диполь с моментом  $I \cdot l$ . Величины  $Y_{\theta\theta}$ ,  $Y_{\theta\varphi}$ ,  $Y_{\varphi\theta}$  - компоненты матрицы поверхностного адмитанса, дающей связь между тангенциальными компонентами электрического и магнитного поля на верхней границе полости Земля - ионосфера:

$$H_\theta = Y_{\theta\theta} \cdot E_\theta + Y_{\theta\varphi} \cdot E_\varphi, \quad (10)$$

$$H_\varphi = Y_{\varphi\theta} E_\theta + Y_{\varphi\varphi} E_\varphi.$$

Для модели верхней ионосферы, даваемой формулой (1), и оптически тонкой нижней ионосферы, характеризуемой тензором поверхностной проводимости с вертикальным магнитным полем, имеем

$$Y_{\theta\theta} = Y_{\varphi\varphi} = Y_2; \quad Y_{\varphi\theta} = -Y_{\theta\varphi} = Y_1,$$

$$Y_1 = \Sigma_p + Y; \quad Y_2 = \Sigma_n; \quad Y^{-1} = \frac{1}{n_A} \frac{1 + R_E}{1 - R_E}. \quad (11)$$

Здесь  $\Sigma_p$  и  $\Sigma_n$  - интегральная педерсеновская и холловская проводимость нижней ионосферы,  $R_E$  дается формулой (3).

При получении формул (8), (9) использованы неравенства

$$|\kappa_0 a^2 / h Y_{\theta\theta}| \ll 1; \quad |\kappa_0 h Y_{\theta\theta} Y_{\varphi\theta} / (1 + i\kappa_0 h Y_{\theta\varphi}) Y_{\varphi\theta}| \ll 1, \quad (12)$$

которые для типичных ионосферных параметров в обсуждаемом диапазоне частот выполняются с запасом примерно в десять раз.

В формулу для  $H_\varphi$  (8) не входят компоненты адмитанса ионосферы; более того, можно показать, что формула (8) совпадает с выражением для  $H_\varphi$  в случае модели ионосферы как идеально проводящей стенки. В квазистатическом пределе  $\omega \rightarrow 0$  или, точнее говоря, при выполнении неравенства

$$|k_0 h Y_{\theta\varphi}| \ll 1 \quad (13)$$

отношение  $H_\theta/H_\varphi = Y_{\theta\theta}/Y_{\varphi\theta}$ . Неравенство (13) является более сильным, чем второе из неравенств (12), поскольку, согласно (11),  $|Y_1| > |Y_2|$ .

Физическая картина формирования магнитного поля от вертикального грозового разряда (горизонтальные разряды дают малый вклад в результирующее поле) состоит в следующем. Разряд генерирует электромагнитное поле ТН-поляризации ( $H_\varphi, E_\theta, E_z$ ), причем для расчета  $H_\varphi$  при выполнении неравенств (12) ионосферу можно считать идеальной металлической стенкой. Гиروتропная ионосфера за счет холловских токов трансформирует это поле в квазимагнитоэлектростатическое поле ТЕ-поляризации ( $H_\theta, H_z, E_\varphi$ ), которое, грубо говоря, содержит только магнитную компоненту  $H_\theta$ .

Таким образом, влияние ИАР проявляется в резонансной структуре спектра электрического поля  $E_\theta$  и далее за счет холловских токов резонансная структура спектра переносится на  $H_\theta$ . Квазистатические поля характеризуются быстрым спаданием с расстоянием, поэтому поле  $H_\theta$  формируется холловскими токами в области ионосферы над точкой наблюдения с характерным горизонтальным размером порядка высоты полости Земля - ионосфера. Из изложенного следует локальность резонансной структуры спектра

Сделаем некоторые оценки. Для этого опустим второй член в знаменателе выражения (9), роль которого уменьшается с уменьшением частоты. В этом случае отношение  $H_\theta/H_\varphi$  можно записать в виде

$$\frac{H_\theta}{H_\varphi} \approx \frac{\Sigma_H/\Sigma_W}{\Sigma_p/\Sigma_W + (1-R_e)/(1+R_e)} \quad (14)$$

Здесь  $\Sigma_W = c n_A / 4\pi$  - волновая проводимость F-слоя. В ночной ионосфере  $\Sigma_p/\Sigma_W \approx 0,1$ ,  $\Sigma_H/\Sigma_p \approx 1 \div 3$ . Функция  $(1-R_e)/(1+R_e)$  за счет влияния ИАР носит резонансный характер и, согласно формуле (3), в зависимости от  $\psi_e$  меняется в пределах

$$\frac{\bar{n} \epsilon k_A L}{2} \lesssim \left| \frac{1-R_e}{1+R_e} \right| \lesssim \frac{2}{\bar{n} \epsilon k_A L} \quad (15)$$

Полагая  $n_A = 10^3$ ,  $L = 300$  км,  $\epsilon = 10^{-2}$ ,  $f = 1$  Гц, получаем  $0,3 \lesssim \left| \frac{1-R_e}{1+R_e} \right| \lesssim 3$ . При  $\Sigma_H/\Sigma_p = 2$  это соответствует изменениям  $H_\theta/H_\varphi$  в пределах  $0,08 \div 0,5$ . Расстояние между максимумами



(минимумами) резонансной структуры  $\Delta f$  определяется из условия  $\Delta\psi_e = 2\pi$ , где  $\psi_e$  – фаза коэффициента отражения  $R_e$ . Отсюда получаем  $\Delta f \approx c / 2n_A L \approx 0,5$  Гц ( $n_A \approx 10^3$ ,  $L \approx 300$ ). Полученные оценки соответствуют характеристикам резонансной структуры, наблюдаемой в эксперименте.

При увеличении электронной концентрации  $N_e$  в верхней ионосфере  $n_A$  растет  $\propto \sqrt{N_e}$ , т. е.  $\Delta f \propto N_e^{-1/2}$ . Отсюда следует  $\Delta f \propto f_0^{-1}$  ( $f_0$  – критическая частота F-слоя ионосферы), что согласуется с экспериментальными данными по суточному ходу  $\Delta f$ . Неполная корреляция суточного хода  $\Delta f$  и  $f_0^{-1}$ , наблюдаемая в эксперименте (см. рис. 11), связана с динамикой электронной концентрации в верхней ионосфере (вариации L).

## Л и т е р а т у р а

1. Поляков С. В. О свойствах ионосферного альвеновского резонатора // Симпозиум КАПГ по солнечно-земной физике: Тез. докл. Ч. 3. М.: Наука, 1976. С. 72 – 73.
2. Поляков С. В., Рапопорт В. О. Ионосферный альвеновский резонатор // Геомагнетизм и аэронавтика. 1981. Т. 21, № 5. С. 816 – 822.
3. Руденко Г. В. Численное моделирование альвеновского резонатора в ионосфере: Препринт / СИБИЗМИР. Иркутск, 1988. 17 с.
4. Поляков С. В., Рапопорт В. О., Трахтенгерц В. Ю. Альвеновский свип-мазер // Физика плазмы. 1983. Т. 9, № 2. С. 371 – 377.
5. Беляев П. П., Поляков С. В., Рапопорт В. О., Трахтенгерц В. Ю. О тонкой структуре излучения альвеновского мазера // Геомагнетизм и аэронавтика. 1981. Т. 21, № 2. С. 442 – 448.
6. Беляев П. П., Поляков С. В., Рапопорт В. О., Трахтенгерц В. Ю. Формирование динамических спектров геомагнитных пульсаций в диапазоне Pc1 // Геомагнетизм и аэронавтика. Т. 27, № 4. С. 652 – 656.
7. Трахтенгерц В. Ю., Фельдштейн А. Я. Влияние неоднородного профиля альвеновской скорости на расслоение магнитосферной конвекции // Геомагнетизм и аэронавтика. 1981. Т. 21, № 5. С. 951 – 953.
8. Трахтенгерц В. Ю., Фельдштейн А. Я. Турбулентный режим магнитосферной конвекции // Геомагнетизм и аэронавтика. 1987. Т. 27, № 2. С. 258 – 264.
9. Трахтенгерц В. Ю., Фельдштейн А. Я. О возбуждении мелкомасштабных электромагнитных возмущений в ионосферном альвеновском резонаторе // Геомагнетизм и аэронавтика. 1987. Т. 27, № 2. С. 315 – 317.
10. Беляев П. П., Поляков С. В., Рапопорт В. О., Трахтенгерц В. Ю. Обнаружение резонансной структуры спектра атмосферного электромагнитного шумового фона в диапазоне короткопериодных геомагнитных пульсаций // ДАН СССР. 1987. Т. 297, № 4. С. 840 – 843.
11. Беляев П. П., Поляков С. В., Рапопорт В. О., Трахтенгерц В. Ю. Экспериментальные исследования резонансной структуры спектра атмосферного электромагнитного шумового фона в диапазоне короткопериодных геомагнитных пульсаций: Препринт № 230 / НИРФИ. Горький, 1987.
12. Беляев П. П., Поляков С. В., Рапопорт В. О., Трахтенгерц В. Ю. Экспериментальные исследования резонансной структуры спектра атмосферного электромагнитного шумового фона в диапазоне короткопериодных геомагнитных пульсаций // Изв. вузов. Радиофизика. 1989. Т. 32, № 6. С.
13. Беляев П. П., Поляков С. В., Рапопорт В. О., Трахтенгерц В. Ю. Теория формирования резонансной структуры спектра атмосферного электромагнитного шумового фона в диапазоне короткопериодных геомагнитных пульсаций // Изв. вузов. Радиофизика. 1989. Т. 32, № 7. С.
14. Альперт Я. Л., Гусева Э. Г., Флигель Д. С. Распространение низкочастотных электромагнитных волн в волноводе Земля – ионосфера. М.: Наука, 1967.
15. Гуревич А. В., Шварцбург А. Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. М.: Наука, 1973.
16. Гульельми А. В., Троицкая В. А. Геомагнитные пульсации и диагностика магнитосферы. М.: Наука, 1973.

17. Блюх П. В., Николаенко А. П., Филиппов Ю. Ф. Глобальные электромагнитные резонансы в полости Земля – ионосфера. Киев: Наукова думка, 1977.
18. Зотов О. Д., Клайн Б. Н., Русаков Н. Н. О наблюдении шумановских резонаторов в полярной шапке // Структура электромагнитного поля геомагнитных пульсаций. М.: Наука, 1980. С. 139 – 142.
19. Egeland A., Larsen T. Fine structure of the Earth-ionosphere cavity resonances // J. Geophys. Res. 1968. V. 73. P. 4986 – 4990.
20. Beamish D., Tranis A. High resolution spectral characteristics of the Earth-ionosphere cavity resonances // J. Atm. Terr. Phys. 1986. V. 48, N 2. P. 187 – 203.

Научно-исследовательский  
радиофизический институт

## ТУРБУЛЕНТНЫЙ ПОГРАНСЛОЙ В ПОЛЯРНОЙ ИОНОСФЕРЕ И ВЗРЫВНАЯ ФАЗА МАГНИТОСФЕРНОЙ СУББУРИ

*В. Ю. Трахтенгерц, А. Я. Фельдштейн*

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Крупномасштабная конвекция магнитосферной плазмы является одним из основных процессов, определяющих состояние спокойной и возмущенной магнитосферы. Этот процесс контролируется глобальным магнитосферным электрическим полем, обусловленным магнитным пересоединением и квазивязким взаимодействием на границе с солнечным ветром [1, 2]. Электрическое поле зависит также от поляризации плазменного слоя и крупномасштабных неоднородностей ионосферной проводимости [3 – 5]. В результате формируется квазиоднородное течение магнитосферной плазмы, наиболее интенсивное над овалом полярных сияний. Такую конвекцию можно назвать ламинарной. Необратимые процессы в ней связаны с потерями частиц из плазменного слоя и с омической диссипацией наводимых в ионосфере токов.

С ростом магнитной активности конвекция кардинальным образом перестраивается. Эта перестройка в первую очередь захватывает плазменный слой и область хвоста магнитосферы. Как предполагает ряд исследователей (см., например, [6]), на определенной фазе развития магнитной активности ламинарная конвекция перестает обеспечивать перераспределение возросшего потока энергии из солнечного ветра в хвост магнитосферы и взрывным образом разрушается через формирование  $\tau$ -слоя во внутренней магнитосфере (на  $L$ -оболочках  $L \sim 7 + 15$ ). Возникает магнитосферная суббури. Энергетика суббури обеспечивается диссипацией через токовый слой запасенной в хвосте магнитной энергии.

Однако возможен и другой сценарий развития магнитных возмущений. Дело в том, что одновременно с ростом магнитного пересоединения и накоплением энергии в хвосте магнитосферы усиливается и ламинарная конвекция, которая при определенных условиях переходит в режим турбулентного течения. Турбулентный режим сопровождается интенсивным расслоением конвекции на мелкомасштабные токовые ячейки и резким увеличением диссипации энергии в этих ячей-

ках. Появление плазменной турбулентности приводит к сильному турбулентному нагреву плазмы и образованию ускоренных частиц. Таким образом, при смене режима магнитосферной конвекции включается дополнительный источник быстрых частиц внутри магнитосферы, локализованный в данной схеме в окрестности ядра ламинарной конвекции, которым, по-видимому, является магнитная силовая трубка, опирающаяся на одну из спокойных дуг полярных сияний. Как показано ниже, переход к турбулентному режиму происходит взрывным образом за очень короткое время, и с этим переходом можно связать начало взрывной фазы суббури. Таким образом, взрывная фаза суббури в рассматриваемой модели соответствует включению турбулентного пограничного слоя (ТПС) в полярной ионосфере, состоящего из анизотропных альвеновских вихрей. Своеобразно происходит пространственно-временное развитие погранслоя. Дело в том, что локальное включение ТПС, которое сопровождается ускорением электронов и вторжением их в ионосферу (равно как и накоплением в магнитной силовой трубке), приводит к резкому локальному увеличению проводимости ионосферы  $\sigma$ . Вблизи этого увеличения  $\sigma$  происходит усиление электрического поля  $\vec{E}$  конвекции, которое тем больше, чем больше вытянутость возмущенной области вдоль  $\vec{E}$ . Появляется преимущественное направление "роста" ТПС - формируется стример, аналогичный стримеру в газовом разряде. Стримерная модель развития ТПС, впервые предложенная в работах [7, 8], позволяет количественно объяснить основные явления, возникающие в авроральной ионосфере на взрывной фазе суббури: скорость и форму перемещающегося к западу изгиба полярных сияний, структуру электрического поля вблизи "носа" изгиба, токовый клин суббури, генерацию суббуревых геомагнитных пульсаций. По мере накопления энергичных частиц в геомагнитной ловушке в процессе развития ТПС возникает "перегрузка" плазменного слоя горячей плазмой, которая может инициировать формирование внутренней нейтральной точки, разрыв токового слоя и развитие суббури в глобальном масштабе. Целью данной работы является количественное описание указанных выше процессов.

## 2. НЕКОТОРЫЕ СЛЕДСТВИЯ ЛИНЕЙНОЙ ТЕОРИИ

Впервые вопросы устойчивости ламинарной магнитосферной конвекции начали обсуждаться в работах [9, 10] и получили дальнейшее развитие в [11 - 16]. Как уже отмечалось во введении, переход ламинарной конвекции в турбулентный режим сопровождается расслоением конвекции на токовые вихри, которые в условиях магнитосферы резко анизотропны и сильно вытянуты вдоль магнитного поля. По существу, эти вихри представляют собой альвеновские волны конечной амплитуды.

Важную роль в расслоении магнитосферной конвекции играют магнитосферный и ионосферный альвеновские резонаторы, которые способ-

ствуют накоплению энергии в вихрях определенных масштабов и приводят фактически к двухмасштабному расслоению: крупные вихри охватывают всю магнитосферу [11 - 13] и имеют поперечный масштаб на уровне ионосферы  $h \sim 10^2$  км. Мелкие вихри сосредоточены внутри ионосферного альвеновского резонатора (ИАР) на высотах  $10^2 \leq h < 10^4$  км и имеют основной поперечный масштаб  $\lambda \sim 1$  км [14, 15]. Мелкие вихри оказываются как бы вложенными в крупную вихревую структуру. Заметим, что независимо аналогичная модель, исходя из экспериментальных данных, была предложена в работе [17]. В дальнейшем сосредоточим внимание на мелкомасштабном расслоении внутри ИАР. Это расслоение развивается за значительно меньшее время и является более интенсивным, чем крупные вихри. Кроме того, при анализе крупномасштабного расслоения необходимо учитывать кинетические эффекты, что выходит за рамки настоящей работы.

Ряд важных особенностей перехода магнитосферной конвекции в режим турбулентного течения удастся выяснить в рамках линейной теории устойчивости ламинарной конвекции, которая развивалась в работах [14, 15, 18]. Согласно [18], инкремент  $\gamma$ , характеризующий скорость расслоения конвекции на альвеновские вихри, имеет вид

$$\gamma = \frac{v_{A0}}{\ell} \frac{\Sigma_p / 3 \Sigma_w}{1 + (\Sigma_p / 3 \Sigma_w)^2} \left( 1 - \frac{v_n}{v} \right), \quad (1)$$

где интегральная педерсеновская проводимость  $\Sigma_p = \frac{Hc^2 \nu_{i0}}{4\pi v_{Am}^2}$  служит характеристикой E-слоя ионосферы, ограничивающего вместе с поверхностью Земли альвеновский резонатор снизу ( $c$  - скорость света,  $v_{Am}$  - альвеновская скорость в слое E,  $\nu_{i0}$  - частота соударений ионов с нейтралами,  $H$  - шкала высот нейтральной атмосферы на высоте  $\sim 10^2$  км); в формулу для волнового сопротивления

$\Sigma_w^{-1} = \frac{4\pi v_{A0}}{c^2}$  входит альвеновская скорость  $v_{A0}$  в максимуме F-слоя,  $\ell$  - характерный масштаб спада концентрации выше максимума F-слоя. Через  $v_n$  и  $v$  обозначены пороговая скорость и скорость ламинарной конвекции. Выражение (1) получено с использованием импедансного граничного условия [19] на нижней стенке ИАР, что ограничивает рамки применимости (1) со стороны малых поперечных масштабов расслоения [13]:  $\lambda_{min} \sim 0,3$  км. Минимальная пороговая скорость  $v_n$  в выражении (1) достигается на некотором оптимальном поперечном масштабе  $\lambda_{min} < \lambda_0 < \lambda_{max}$ , где  $\lambda_{max}$  - максимальный поперечный масштаб неустойчивых альвеновских волн, которые еще захватываются в ИАР. Этот масштаб можно оценить, используя критерий неустойчивости [13, 14]:

$$|k v \nu_{i0} / \omega \Omega| > 2, \quad (2)$$

где  $k = 2\pi / \lambda$  - поперечное волновое число,  $\omega$  - частота альвеновской волны,  $\Omega$  - гирочастота ионов в E-слое ионосферы. Мини-

мальная собственная частота  $\omega_0$  ИАР, для которой порог (2) минимален, дается равенством [14, 15]

$$\omega_0 = 4 v_{A0} / l, \quad (3)$$

где, как и раньше,  $v_{A0}$  - альвеновская скорость в максимуме  $F$ -слоя,  $l$  - характерный масштаб спада электронной концентрации в ИАР. С помощью (2) и (3) легко найти функцию  $\lambda_{\text{max}}(v)$ , ограничивающую неустойчивость в ИАР со стороны больших масштабов:

$$\lambda_{\text{max}} \approx (\pi l v_{i0} v / 4 v_{A0} \Omega). \quad (4)$$

На рис. 1 на плоскости  $(\lambda, v)$  изображена зона неустойчивости ламинарной конвекции в ИАР в условиях спокойной ночной ионосферы (заштрихованная область). Гиперболе соответствует кривая [13, 15]

$$\lambda \approx 2 \pi \Omega^{-1} \cdot v^{-1} \cdot v_{Ti}^2, \quad (5)$$

учитывающая влияние теплового движения,  $v_{Ti}$  - тепловая скорость ионов. В случае  $l \approx 10^3$  км,  $\Omega \approx 10^2$  с $^{-1}$ ,  $v_{i0}/\Omega \sim 5$ ,  $v_{A0} \approx 3 \cdot 10^2$  км/с и  $v_{Ti} \approx 0,4$  км/с минимальная пороговая скорость в ИАР равна  $v_{n \text{ min}} \sim 10^2$  м/с и достигается на масштабе  $\lambda_0 \sim 1$  км.

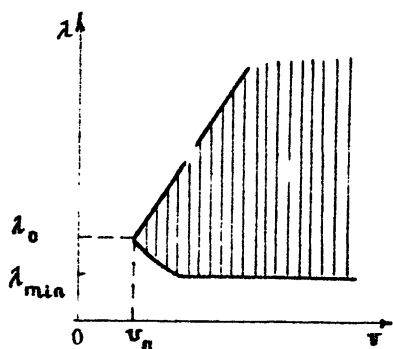


Рис. 1

При анализе (1) обращает на себя внимание зависимость  $\chi$  от отношения  $\Sigma_p / 3 \Sigma_w$ . Это отношение в магнитоспокойных условиях мало:  $\Sigma_p / 3 \Sigma_w \sim 0,1$  и даже становится больше единицы во время магнитных возмущений. Изменение  $\Sigma_p / \Sigma_w$  происходит в основном

под влиянием высыпавшихся в ионосферу потоков энергичных электронов с энергией  $W_e \geq 1$  кэВ. Таким образом,

если при переходе в турбулентный режим конвекции возникают ускоренные электроны, то они будут способствовать усилению взаимодействия конвекции с ионосферной подложкой. Ниже показано, что этот эффект может привести к "взрывному" развитию расслоения и резкому увеличению диссипации в конвективном потоке.

### 3. ЭНЕРГЕТИКА ТУРБУЛЕНТНОГО ПОГРАНСЛОЯ

**3.1.** В реальных условиях полярной ионосферы критическая скорость конвекции  $v_n \sim 0,1$  км/с, начиная с которой происходит генерация альвеновских вихрей в ИАР, достигается довольно легко. Однако это обстоятельство еще не определяет роли возникающего погранслоя в авроральных явлениях. Кардинальным является вопрос о скорости поступления энергии от регулярной магнитосферной кон-

векции в альвеновские вихри (мощности ТПС) и о механизмах диссипации этой энергии. Мощность ТПС определяется следующим выражением:

$$\rho = \sum_{n=0}^{n_m} \delta_n \int W_n dz, \quad n=0,1,\dots,n_m, \quad (6)$$

где суммирование ведется по возбужденным собственным модам ИАР,  $\delta_n$  - инкремент  $n$ -й моды (см. (1)),  $W_n = b_n^2 / 8\pi$  - плотность энергии ( $b_n$  - амплитуда магнитного поля в альвеновской волне), интегрирование ведется по объему ИАР с единичным поперечным сечением. Как показано в работе [7], в ИАР с экспоненциальным спадом электронной плотности  $n(z) \sim \exp(-2z/l)$  выше максимума F-слоя соотношение (6) можно записать в виде

$$\rho = \sum_{n=0}^{n_m} \frac{2\omega_n l}{\kappa_n^2 c^2} J_0^2(\xi_n) \xi_n^2 \delta_n j_{0n}^2, \quad (7)$$

где использована связь магнитного поля  $b_n$  и продольного тока  $j_n$  в альвеновской волне ( $b_n = 4\pi j_n / \kappa_n c$ );  $j_{0n}$  - амплитуда  $j_n$ ;  $\kappa_n \approx \frac{3\omega_n}{v_{i0}} \frac{\Omega}{v}$  - поперечное волновое число, отвечающее инкременту

(1), собственное число  $\xi_n = \omega_n l / v_{A0}$  является корнем уравнения

$$J_1(\xi_n) = 0, \quad n=0,1,\dots, \quad (8)$$

где  $J_1$  - функция Бесселя 1-го порядка,  $v_{A0}$  - как и раньше, альвеновская скорость в максимуме F-слоя.

При оптимальном электродинамическом согласовании E- и F-слоев, которое в рассматриваемой задаче достигается при  $\Sigma_p / 3\Sigma_w \sim 1$  (см. (1)), инкремент максимален:

$$\delta_n \text{ макс} \approx v_{A0} / 2l. \quad (9)$$

Принимая во внимание (7) - (9), найдем

$$\rho \text{ макс} \approx \frac{0,1\pi v_{A0} \xi_0^2}{c^2 \kappa_0^2} \cdot \bar{n} j_0^2 \approx \frac{5v_{A0} \bar{n}}{c^2 \kappa_0^2} \cdot j_0^2, \quad (10)$$

где  $\bar{n}$  - число возбужденных мод, поперечное волновое число нулевой моды  $\kappa_0$  в соответствии с (2) и (3) равно

$$\kappa_0 = \frac{3\Omega v_{A0}}{l v_{i0} v} \xi_0, \quad \xi_0 \approx 3,8. \quad (11)$$

Соотношение (10) вместе с (11) характеризует энергетику ТПС. Полагая, в частности,  $\bar{n} \approx 3$ ,  $v_{A0} \approx 3 \cdot 10^2$  км/с,  $\kappa_0 \sim 1$  км<sup>-1</sup>,  $j_0 \sim 10^{-4}$  А/м<sup>2</sup>, имеем  $\rho \text{ макс} \sim 5$  эрг/см<sup>2</sup>·с. Согласно (11)  $\kappa_0 \sim 1$  км<sup>-1</sup> в случае  $v_{i0} / \Omega \sim 5$  достигается при  $v \sim 0,6$  км/с. Естественно, вышеприведенные цифры дают лишь грубый ориентир, однако важно

отметить, что плотность потока (10) не исключает существенного вклада ТПС в энергетику суббури. Следует также подчеркнуть, что в соответствии с (11)  $P_m \sim v^2$ . Если учесть, что в интенсивных авроральных явлениях  $v$  достигает значений в несколько километров в секунду, это дает определенный запас в оценках максимальной мощности.

**3.2.** Следующий важный вопрос, как конкретно преобразовать энергию альвеновских вихрей в кинетическую энергию авроральной плазмы и как достичь максимальной скорости накопления энергии в ТПС, определяемой выражением (10). Один из возможных эффективных механизмов диссипации альвеновских волн в ТПС может быть связан с развитием аномального сопротивления и турбулентным нагревом плазмы [15, 20, 21]. Дело в том, что продольный ток в альвеновских волнах, образующих ТПС, может довольно легко превысить критическое значение, соответствующее порогу развития ионно-звуковой неустойчивости [22]. В частности, вблизи верхней стенки резонатора, полагая  $n \sim 3 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$  и  $v_s \sim 10 \text{ км/с}$  ( $T_e \sim 10 \text{ эВ}$ ), будем иметь  $j_{\parallel} > e n v_s \sim 5 \cdot 10^{-7} \text{ А/м}^2$ . На эксперименте наблюдаются мелкомасштабные продольные токи, плотность которых достигает значений  $j \sim 10^{-4} \text{ А/м}^2$  [23 - 26]. Как показано в работе [7], наиболее благоприятные условия для развития аномального сопротивления достигаются вблизи верхней стенки ИАР (рис. 2). Появление

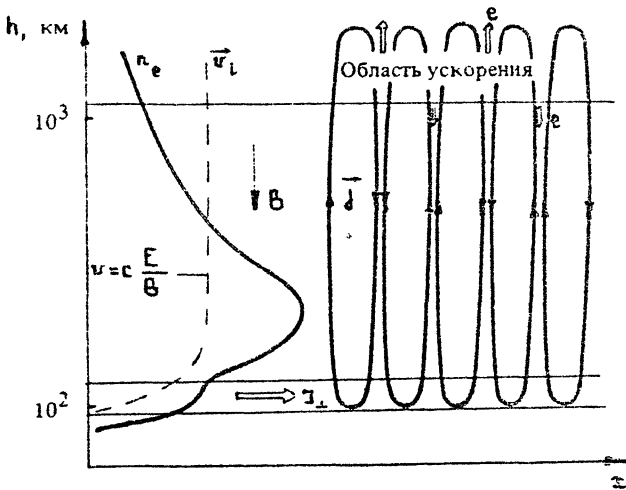


Рис. 2

аномальной частоты соударений ведет к резкому усилению продольного электрического поля  $E_{\parallel}$  в альвеновской волне и, по существу, формированию нестационарного (с частотой  $\omega_0 \sim 4v_{AD}/l$ ) двойного электромагнитного слоя на высотах порядка  $10^3 \text{ км}$ . Параметры слоя можно оценить из следующих соображений. Величина  $E_{\parallel}$  определяется из закона Ома:



$$E_{\parallel} = \frac{j}{\epsilon_0} \approx \frac{4\pi j_{\alpha 0}(j)}{\omega_p^2} \cdot j, \quad (12)$$

где  $\omega_p$  — плазменная частота электронов, а аномальная частота соударений зависит от  $j$ :  $\nu_{\alpha 0} = \nu_{\alpha 0}(j)$  [22]. Характерный размер двойного слоя вдоль магнитного поля, по-видимому, определяется толщиной аномального скин-слоя для альвеновских волн, которая найдена в работах [27 — 29]. В наиболее интересном случае, когда выполнено неравенство  $k^2 c^2 / 4\pi \epsilon_0 \omega \gg 1$ , имеем [7]

$$z_{\alpha} = \left( \frac{\omega_p v_A}{ck \sqrt{\omega \nu_{\alpha}}} \right)_{\text{B}}, \quad (13)$$

где индекс B означает, что значения всех величин берутся вблизи верхней стенки резонатора ( $z \sim l$ ).

Энергию ускоренных электронов можно оценить из уравнения движения

$$\frac{dv}{dt} = \frac{e}{m} E_{\parallel} - \nu_{\alpha 0} \left( \frac{v_{T\perp}}{v} \right)^2 v, \quad (14)$$

где учтено, что при взаимодействии с ионно-звуковыми (или ионно-циклотронными) волнами частота аномальных соударений при  $v/v_{\phi} \gg 1$ ,  $\nu_{\alpha} \sim v^{-3}$ ,  $v_{\phi}$  — фазовая скорость волн. Согласно (14) ускоряются так называемые "убегающие" электроны, для которых  $\nu_{\alpha} v^{(0)} < e E_{\parallel} / m$ , где  $v^{(0)}$  — скорость на входе в двойной слой. Характерная энергия ускоренных электронов

$$W_e \approx e E_{\parallel} z_{\alpha}. \quad (15)$$

Учитывая соотношения (12), (13), получим

$$W_e = \frac{4\pi e j_B}{n_{\alpha B} \omega_p B k} \left( \frac{\nu_{\alpha B}}{\omega} \right)^{1/2} = e E_B \left( \frac{\nu_{\alpha B}}{\omega} \right)^{1/2} \frac{c}{\omega_p B}, \quad (16)$$

где  $E_B = \frac{4\pi j_B}{k n_{\alpha B} c}$  — электрическое поле в альвеновской волне. Следует иметь в виду, что в локальной магнитной силовой трубке поле  $E_{\parallel}$  меняется пропорционально  $e^{zr(i\omega t)}$ , поэтому формула (16) справедлива, если время ускорения

$$\omega t_y \sim \omega z_{\alpha} \left( \frac{2m}{W} \right)^{1/2} < 1. \quad (17)$$

В противном случае ускорение не эффективно.

Рассмотрим численный пример. Полагая  $n_{\alpha B} \sim 3 \cdot 10^2 \text{ см}^{-3}$ ,  $\omega \sim 1 \text{ с}^{-1}$ ,  $v_{\alpha B} \sim 3 \cdot 10^3 \text{ км/с}$  и  $\nu_{\alpha} / \omega_p \sim 10^{-3}$ , из формулы (13) получим толщину двойного слоя  $z_{\alpha} \sim 300 \text{ км}$ . Энергия ускоренных электронов  $W_e \sim 3 \text{ кэВ}$  имеет место при  $E_B \sim 300 \text{ мВ/м}$ , что отвечает амплитуде продольного тока  $j_B \sim 3 \cdot 10^{-5} \text{ А/м}^2$ . Соответствующее значение продольного электрического поля  $E_{\parallel} \sim 10 \text{ мВ/м}$ .

Учитывая связь  $\nu_{a0} \sim \omega_p (\delta n)^2$ , где  $(\delta n)^2$  — относительная интенсивность флуктуаций плотности, получим необходимое значение  $\delta n \sim 3 \times 10^{-2}$ . Интересно отметить, что если для электронов с  $W_e \sim 3$  кэВ параметр  $\omega t_{\psi}^e \sim 10^{-2} \ll 1$ , то для ионов атомарного кислорода с той же энергией  $\omega t_{\psi}^i \sim 3$ , т. е. ускорение тяжелых ионов значительно менее эффективно, что согласуется с наблюдениями. Суммируя вышесказанное, приведем характерные параметры нестационарного электромагнитного двойного слоя:

$$\omega \sim 1 \text{ с}^{-1} \quad z_a \sim 300 \text{ км}, \quad E_{\parallel} \sim 10 \text{ МВ/м}, \quad \frac{\nu_{a0}}{\omega_p} \sim 10^{-3} \quad (18)$$

**3.3.** Рассмотрим возможный путь реализации энергетики ТПС в период возрастания магнитной активности. Этот период характеризуется усилением электрического поля магнитосферной конвекции и формированием вэврольного электроджета. При этом постепенно растет скорость  $v$ . Через какие квазистационарные состояния будет проходить при этом ТПС? Чтобы ответить на этот вопрос, нужно включить в рассмотрение механизм диссипации альвеновских вихрей. Будем предполагать, что таковыми механизмами являются турбулентный нагрев плазмы, характеризуемый аномальной частотой соударений  $\nu_{a1}$ , и обсуждавшийся выше процесс ускорения "убегающих" электронов. Реализация того или иного механизма ускорения электронов при развитии ТПС играет принципиальную роль, поскольку по ок ускоренных электронов, вторгаясь в ионосферу, меняет входящую в выражение для  $\gamma$  (1) педерсеновскую проводимость и оптимизирует электродинамическое согласование E- и F-слоев, а следовательно, обеспечивает максимальную скорость отбора энергии от конвекции. Количественно этот процесс можно охарактеризовать, если записать закон сохранения энергии

$$P = Q_1 + Q_2 = (j E_{\parallel} + |v E_{\parallel} S_{\psi}|) \cdot z_a, \quad (19)$$

где  $P$  определяется выражением (7), а  $E_{\parallel}$  — выражением (12),  $S_{\psi}$  — поток убегающих электронов, толщина скин-слоя дается выражением (13). Учтем, что концентрация электронов в E-слое в соответствии с уравнением ионизационно-рекомбинационного баланса равна

$$n_{\parallel} = n_{\parallel 0} (1 + Q_2 / 2Q_{\phi})^{1/2}, \quad (20)$$

где  $n_{\parallel 0}$  — обусловлено фоновым источником  $Q_{\phi}$ , а коэффициент 2 в знаменателе  $Q_2$  связан с тем, что примерно половина ускоренных электронов уходит в магнитосферу. Теперь закон сохранения (19) можно переписать в виде

$$\frac{(v/v_{\parallel 0} - 1) (1 + a j^{\alpha})^{1/2}}{1 + \delta^2 (1 + a j^{\alpha})} = \eta \cdot j^{\alpha-2}, \quad (21)$$

где  $\alpha$  и  $\beta$  – некоторые константы, коэффициент  $\delta = \Sigma_p / 3 \Sigma_w$

отражает первоначальное состояние ионосферы (до момента формирования ТПС). При записи (21) для наглядности в правой части оставлен лишь диссипативный член  $Q_2$ , обусловленный убегающими электронами, который в случае степенной функции распределения по скоростям уходящих в режим ускорения электронов пропорционален  $v^\alpha$  с  $\alpha > 2$ . Соотношение (21) можно рассматривать как уравнение, определяющее стационарное состояние ТПС (амплитуду продольного тока  $j$ ) в зависимости от скорости конвекции  $v$ . В типичных для невозмущенной ночной ионосферы условиях  $\delta^2 \ll 1$ . При этом, как можно видеть из формулы (21), зависимость  $j(v)$  носит гистерезисный характер при  $\alpha < 4$ . Такая зависимость изображена на рис. 3.

По мере увеличения скорости  $v$  и достижения ею значения  $v_*$  ТПС скачком переходит на верхнюю ветку стационарных состояний. Как показывают расчеты [7], при таком переходе реализуется энергетика ТПС, о которой речь шла выше. Значение  $v_*$  зависит от параметров задачи и в типичных условиях составляет величину порядка нескольких сот метров в секунду. Характерное время развития ТПС определяется обратным максимальным инкрементом

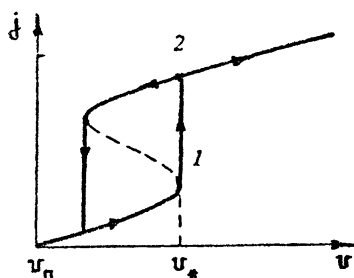


Рис. 3

$$\tau_0 \sim j_{max}^{-1} \approx 2v/v_{A0} \sim 7 \text{ с.}$$

Суммируя результаты данного раздела, перечислим основные параметры ТПС.

1) Необходимым условием формирования ТПС является превышение скоростью магнитосферной конвекции  $v$  некоторого критического значения  $v_{кр}$ , которое зависит от состояния ионосферы (отношения  $\delta = \Sigma_p / 3 \Sigma_w$ ) и может быть представлено в виде

$$v_{кр} = v_n (\delta + 1/\delta), \quad (22')$$

где  $v_n \sim 0,1$  км/с, минимальное значение  $v_{кр}$  достигается при  $\delta = 1$ . Учитывая связь  $v = cE/B$ , перепишем (22) в терминах электрического поля конвекции:

$$E_{кр} = \frac{1}{2} \left( \delta + \frac{1}{\delta} \right) \mathcal{E}, \quad \mathcal{E} = 10 \text{ мВ/м.} \quad (23)$$

2) Включение ТПС происходит скачком за характерное время  $\tau_0 \ll 10$  с (жесткий режим возбуждения).

3) Энергетику ТПС на развитой стадии (верхняя ветвь состояний равновесия на рис. 3) можно характеризовать плотностью потока энергии

$$Q = Q^+ \left( \frac{v}{v_0} \right)^2 \cdot (v - v_0) = Q^+ \left( \frac{E}{E_0} \right)^2 \cdot (E - E_0), \quad (24)$$

где  $\Omega^2 \approx 10$  эрг/см<sup>2</sup>·с,  $v_0 \approx 0,6$  км/с.

4) Спектр поперечных волновых чисел альвеновских вихрей заключен в пределах

$$k_0 \leq k \leq k_{\text{max}}, \quad k_{\text{max}} \sim 10 \cdot \text{км}^{-1}, \quad (25)$$

где основной масштаб турбулентности

$$k_0^{-1} = \left( \frac{v}{v_{\text{кр}}} \right) k_{\text{кр}}^{-1} = \left( \frac{E}{E_{\text{кр}}} \right) k_{\text{кр}}^{-1}, \quad k_{\text{кр}} \sim 2,5 \text{ км}^{-1}. \quad (26)$$

Частотный спектр ТПС-турбулентности состоит из дискретных линий, частоты которых определяются корнями дисперсионного уравнения (8); частота низшей моды  $\omega_0 = 3,8 v_{A0} / l$ .

#### 4. ДИНАМИК ТПС. ФОРМИРОВАНИЕ ДВИЖУЩЕГОСЯ НА ЗАПАД ИЗГИБА ПОЛЯРНЫХ СИЯНИЙ

**4.1.** Рассмотрим пространственно-временную динамику ТПС. В реальных условиях невозмущенной ионосферы электрическое поле  $E$  и параметр  $\delta$ , характеризующий состояние ионосферы, являются плавными функциями широты и долготы. На подготовительной фазе суббури происходит рост  $E$ , и в окрестности экстремальной точки  $(t_0, \varphi_0)^*$ , где раньше всего достигается порог  $E(t_0, \varphi_0, t) = E_{\text{кр}}$ , включается турбулентный режим конвекции, а следовательно, источник энергичных частиц (24). Характерное время развития на начальной фазе составляет десяток секунд. С этой фазой можно связать первую активизацию одной из спокойных дуг полярных сияний. Появление источника энергичных частиц резко меняет ионосферную проводимость, что в присутствии внешнего электрического поля приводит к генерации электромагнитного импульса в ионосфере, а также к генерации уходящей в магнитосферу альвеновской волны, определяющей величину продольного тока на фронте ионосферного возмущения. Характер изменения электрического поля в окрестности неоднородности проводимости таков, что при достаточно большом увеличении проводимости в области действия источника и определенной форме этой области (вытянутой в направлении внешнего электрического поля) возникает вблизи носа резкое усиление поля  $E$ , которое в соответствии с формулой (24) приводит к развитию погранслоя и включению источника энергичных частиц в соседних областях. Формируется стример - движущийся параллельно силовым линиям невозмущенного электрического поля выступ, где резко повышены проводимость, продольный ток и потоки высыпающихся энергичных электронов. При учете накопления энергичных электронов в геомагнитной ловушке и их магнитного дрейфа возникает западно-восточная асимметрия стримера: на восток расширение области турбулентной конвекции происходит в ос-

\* Это может быть и отрезок кривой.

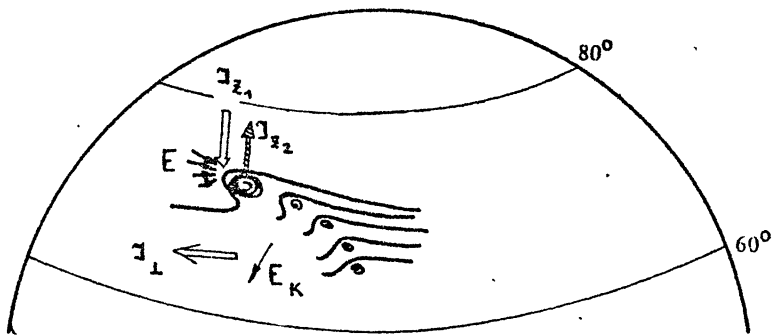


Рис. 4

новном за счет уменьшения  $E_Q$  при дополнительной ионизации ионосферы под действием дрейфующих на восток энергичных электронов. Качественная картина формирования стримера в области западного электроджета с выходом в полярную шапку показана на рис. 4.

4.2. Найдем некоторые количественные характеристики стримера. Для начала не будем учитывать накопление энергичных электронов в силовой грубке и их магнитный дрейф, а рассмотрим лишь наиболее интенсивную часть стримера, обусловленную прямым действием источника [8]. В этом случае уравнения, описывающие динамику стримера, имеют вид

$$\text{Div} [(\hat{\Sigma} - \hat{\Sigma}_0) \vec{E}_0 + (\hat{\Sigma} + \Sigma_w^n) \vec{E}^*(z=0)] = 0, \quad (27)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} = (Q_{\text{ф}} + Q) \omega_i^{-1} - \alpha \int_0^h n_{\text{и}}^2 dz, \quad (28)$$

где  $\text{Div}$  означает двумерную дивергенцию в плоскости ионосферы ( $z = 0$ ), тензор проводимости  $\hat{\Sigma}(x, y)$  записывается следующим образом:

$$\hat{\Sigma} = \begin{pmatrix} \Sigma_p & \Sigma_n \\ -\Sigma_n & \Sigma_p \end{pmatrix}; \quad (29)$$

$\hat{\Sigma}_0$  соответствует невозмущенной ионосфере; суммарное электрическое поле  $\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}^*$  включает невозмущенное поле конвекции  $\vec{E}_0$  и поле  $\vec{E}(z - v_A t)$  уходящей вдоль силовых линий альвеновской волны;  $n_{\text{и}}$  - концентрация ионосферной плазмы;  $N = \int_0^h n_{\text{и}} dz$  - число электронов в столбе единичного сечения (в  $E$ -слое ионосферы);

$Q_{\text{ф}}$  - источник ионизации в спокойной ионосфере (диффузные выпадания);  $\alpha$  - коэффициент рекомбинации;  $\omega_i$  - средний потенциал ионизации; источник  $Q$  описывается формулой (24). Уравнение (27) получено в работе [27] и в полном виде включает наряду с уходящей также отраженную от сопряженной ионосферы приходящую

альвеновскую волну, однако для головной части движущегося стримера ее можно не учитывать. Компоненты тензора  $\hat{\Sigma}$  пропорциональны величине  $N$ , а  $Q$  зависит от  $E$ , поэтому в общем случае решение системы (27) - (28) представляет значительные трудности.

Ограничимся оценкой основных параметров задачи; величины и структуры электрического поля в окрестности носа стримера и максимальной скорости перемещения.

Предположим, что в момент  $t = 0$  в некоторой области, имеющей форму эллипса, происходит однородное включение проводимости от  $\hat{\Sigma}_0$  до  $\hat{\Sigma}$ . Такая постановка задачи отвечает описанному выше процессу локального включения ТПС. Обозначая через  $a$  и  $b$  большую и малую полуоси эллипса и ориентируя главную ось эллипса по  $\vec{\tau}_0$  (рис. 5,а), найдем (см. [27, 8]), что вблизи носа поле носит

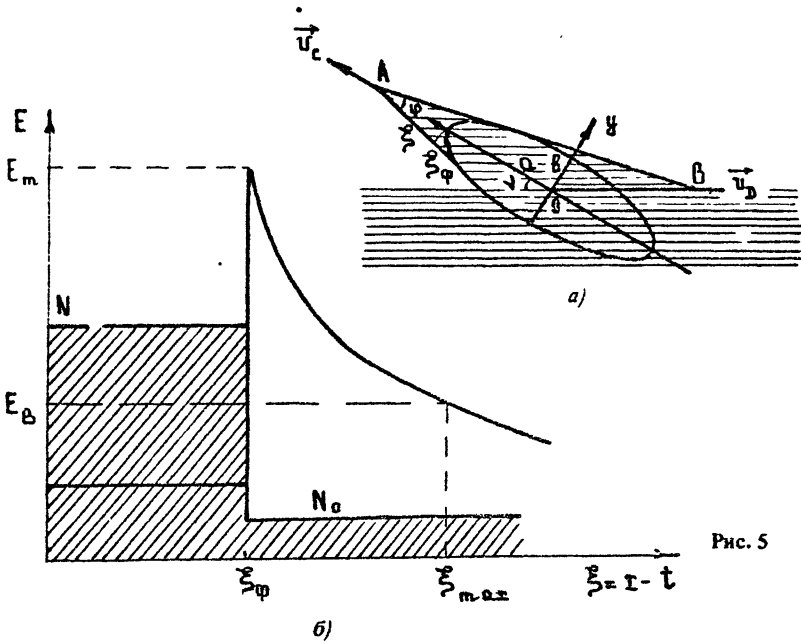


Рис. 5

радиальный характер, а максимальное значение  $E_{max}$  определяется выражением [8]

$$E_{max} = E_{0z} \left( \frac{b}{a} + A \right)^{-1}, \quad (30)$$

где  $E_0$  - невозмущенная компонента поля конвекции;

$$A = (\Sigma_{n0} + \Sigma_{\omega}^M) \Sigma_n (\Sigma_n^2 + \Sigma_x^2)^{-1};$$

как и раньше,  $\Sigma_p$  и  $\Sigma_n$  - педерсеновская и холловская интегральные проводимости  $E$ -слоя;  $\Sigma_{\omega}^M$  - волновая проводимость магнитосферы. На границе стримера происходит и резкое усиление продольного тока  $j_z$ . В соответствии с уравнением непрерывности плотность

продольного линейного тока  $J_z$ , втекающего через границу, равна  $J_z = J_{ni} - J_{ne}$ , где  $J_{ni,e}$  - компоненты горизонтального тока в проекции на внешнюю нормаль к границе внутри (i) и вне (e) эллипса. На переднем фронте

$$J_z = \sum_{\omega}^m E_{max} \quad (31)$$

Движение стримера обусловлено тем, что в окрестности его "головы" возмущенное электрическое поле (30) превышает пороговое  $E_q$  в некоторой области  $\Delta \xi_{max}$ , вытянутой вдоль оси стримера (см. [8], а также рис. 5). В этой области возникает ТПС, и начинает действовать источник энергии (24). По существу, это соответствует некоторой эффективной скорости перемещения стримера  $u$ , которую можно определить как

$$u = \Delta \xi_{max} / \tau, \quad (32)$$

где эффективный размер области действия источника

$$\Delta \xi_{max} = Q_{max}^{-1} \int_{\xi_{ф}}^{\xi_{max}} Q d\xi,$$

$Q_{max}$  - максимальное значение  $Q$  на фронте стримера  $\xi = x - ut = \xi_{ф}$ , время  $\tau_N$  определяет инерцию процесса развития стримера,  $\tau_N \sim N_{max} \omega_i / Q$  - характерное время роста электронной плотности в слое  $E$ . Соответствующие расчеты приведены в работе [8]. Форма стримера оптимальна при  $b/a = A$ , а скорость равна (при  $E_q = \sqrt{2} E_0$ )

$$u = \frac{Q_0 b \Lambda}{8 N_0 \omega_i A_0}, \quad \Lambda = 3 + \nu_n \left( \frac{1}{4A^2} \right), \quad (33)$$

где  $Q_0$  - источник, соответствующий невозмущенному полю конвекции;  $A_0$  и  $N_0$  - характеристики невозмущенной ионосферы.

Рассмотрим количественный пример. Полагая  $Q_0 \sim 5$  эрг.см<sup>-2</sup>.с<sup>-1</sup> (что соответствует  $v \sim 0,4$  км/с),  $A = 0,1$ ,  $\omega_i \sim 30$  эВ,  $N_0 A_0 \sim 10^{15}$  м<sup>-2</sup> и  $b \sim 10^4$  м, получим  $u \approx 10$  км/с,  $(E_{max}/E_0) \sim 5$ ,  $Q_{max} \sim 125$  эрг/см<sup>2</sup>.с,  $\Delta \xi_{max} \sim 50$  км. Согласно (31) линейный продольный ток на фронте стримера  $J_z \sim 5 \sum_{\omega}^m E_0 \sim 0,1$  А/м<sup>2</sup>, что при пересчете на плотность тока при размере области, занятой током,  $d \sim 2b \sim 20$  км дает  $j_z \sim 5 \cdot 10^{-6}$  А/м<sup>2</sup>. Этот ток обусловлен уходящей в магнитосферу альвеновской волной и направлен в ионосферу при положительной конвергенции электрического поля в голове стримера.

Как показано в работе [8], учет высыпаний энергичных электронов приводит к появлению асимметрии стримера в западно-восточном направлении: при северо-южном направлении электрического поля конвекции стример приобретает форму уступа с резким западным краем, движущегося в северо-западном направлении.

Характеристики стримера можно привлечь для количественного объяснения перемещающегося на запад изгиба (ПЗИ) полярных сияний - наиболее характерной особенности авроральной ионосферы на

взрывной фазе суббури. Удастся объяснить форму и скорость перемещения ПЗИ, структуру электрического поля вблизи носа стримера. Находит качественное объяснение и структура продольных токов вблизи ПЗИ. В частности, интенсификация вытекающего продольного тока в области ядра (см. рис. 4) связана, на наш взгляд, с резким увеличением числа носителей тока (быстрых электронов) в магнитной силовой трубке, а следовательно, с уменьшением внутреннего сопротивления магнитосферного генератора при включении ТПС. Обнаруженный перед ПЗИ вытекающий продольный ток можно связать с генерацией уходящего в магнитосферу альвеновского импульса, обусловленного скачком проводимости. Естественным образом находят объяснение процессы генерации геомагнитных пульсаций  $P_{i-2}$  и  $P_{i-1B}$ , которые всегда сопровождают развитие ПЗИ.

\* \* \*

Развитые выше представления показывают реальность перехода магнитосферной конвекции в турбулентный режим с образованием в области ионосферного альвеновского резонатора пограничного слоя, состоящего из анизотропных мелкомасштабных альвеновских вихрей. Опираясь на концепцию ТПС, можно количественно объяснить многие проявления суббури на ионосферных высотах: образование ПЗИ и сопутствующих ему явлений, мелкомасштабную структуру продольных токов, происхождение микросуббурь, генерацию быстрых электронов и геомагнитных пульсаций. Поток горячей плазмы из ТПС в плазменный слой может способствовать формированию внутренней нейтральной линии на расстояниях  $L \sim 7 \div 12$  и разрыву токового слоя. Для формирования ТПС не нужен магнитосферный резервуар энергии, поэтому ТПС существует и в области разомкнутых магнитных силовых линий. Возможно, что наблюдаемые в полярной шапке  $\theta$ -сияния являются одним из проявлений турбулентного пограничного слоя в полярной ионосфере.

### Л и т е р а т у р а

1. Reiff P. H., Spiro R. W., Hill T. W. Dependence of polar cap potential drop on interplanetary parameters // *J. Geophys. Res.* 1981. V. 86. N A9. P. 7639 - 7647.
2. Wygant J. R., Torbert R. B., Mozer F. S. Comparison of S3-3 polar cap potential drops with the interplanetary magnetic field and models of magnetopause reconnection // *J. Geophys. Res.* 1983. V. 88, N A7. P. 5727 - 5735.
3. Tverskoy B. A. Electric fields in the magnetosphere and the origin of trapped radiation // *Solar-Terrestrial Physics. Part 3* / Ed. E. R. Dyer. Reidel Publ. Co., Dordrecht, Holland, 1970. P. 297 - 317.
4. Ляцкий В. Б. Токовые системы магнитосферно-ионосферных возмущений. Л.: Наука, 1978.
5. Southwood D. J., Wolf R. A. An assessment of the role of precipitation in magnetospheric convection // *J. Geophys. Res.* 1978. V. 83. P. 5227.
6. Akasofu S.-I. Physics of magnetospheric substorms. D. Reidel Publ. Co., Dordrecht, Holland, 1977.
7. Трахтенгерц В. Ю., Фельдштейн А. Я. Турбулентный режим магнитосферной конвекции // *Геомагнетизм и астрономия.* 1987. Т. 27, № 4. С. 258 - 264.



8. Трахтенгерц В. Ю., Фельдштейн А. Я. Взрывная фаза суббури как следствие турбулентного режима магнитосферной конвекции // *Геомагнетизм и аэронавтика*. 1988. Т. 28, № 5. С. 743 – 748.
9. Atkinson G. Auroral arcs: Result of the interaction of a dynamic magnetosphere with the ionosphere // *J. Geophys. Res.* 1970. V. 75, N 25. P. 4746 – 4755.
10. Sato T., Holzer T. E. Quiet auroral arcs and electrodynamic coupling between the ionosphere and the magnetosphere. 1 // *J. Geophys. Res.* 1973. V. 78, N 31. P. 7314 – 7399.
11. Sato T. A theory of quiet auroral arcs // *J. Geophys. Res.* 1978. V. 83, N A3. P. 1042 – 1048.
12. Leontyev S. V., Lyatsky W. B. Solitary auroral arc generation // *Planet. Space Sci.* 1982. V. 30, N 1. P. 1 – 4.
13. Трахтенгерц В. Ю., Фельдштейн А. Я. О расщеплении магнитосферной конвекции // *Физика плазмы*. 1982. Т. 8, № 1. С. 140 – 147.
14. Трахтенгерц В. Ю., Фельдштейн А. Я. Влияние неоднородного профиля альвеновской скорости на расщепление магнитосферной конвекции // *Геомагнетизм и аэронавтика*. 1981. Т. 21, № 5. С. 951 – 953.
15. Trakhtengerts V. Yu., Feldstein A. Ya. Quiet auroral arcs: ionosphere effect of magnetospheric convection stratification // *Planet. Space Sci.* 1984. V. 32, N 2. P. 127 – 134.
16. Haerendel G. An Alfvén wave model of auroral arc // *High Latitude Space Plasma Physics* / Ed. B. Hultqvist. T. Hagfors. Plenum, 1983. P. 515.
17. Timofeev E. E., Smyshlyaev V. M., Jorjic N. V. Coordinated data on auroral electrodynamics from ground-based radar diagnostics and AUREOL-3 Satellite // *Results of Arcad 3 project and of the recent programs in magnetospheric and ionospheric physics*. Toulouse, France. CNES, 1985. P. 949.
18. Трахтенгерц В. Ю., Фельдштейн А. Я. О возбуждении мелкомасштабных электромагнитных возмущений в ионосферном альвеновском резонаторе // *Геомагнетизм и аэронавтика*. 1987. Т. 27, № 4. С. 315 – 317.
19. Мальцев Ю. П. Граничное условие для альвеновских волн на ионосфере // *Геомагнетизм и аэронавтика*. 1977. Т. 17, № 6. С. 1008 – 1011.
20. Lysak R. L., Carlson C. W. The effect of microscopic turbulence on magnetosphere-ionosphere coupling // *Geophys. Res. Lett.* 1982. V. 8, N 1. P. 269 – 272.
21. Трахтенгерц В. Ю., Фельдштейн А. Я. О возможном механизме усиления продольного электрического поля и формирования V-образных структур потенциала в магнитосфере // *Геомагнетизм и аэронавтика*. 1982. Т. 22, № 1. С. 157 – 159.
22. Галеев А. А., Сагдеев Р. Э. Токовые неустойчивости и аномальное сопротивление плазмы // *Современные проблемы физики плазмы: в 2 т. Дополнение к т. 2* / Под ред. А. А. Галеева и Р. Судана. М.: Энергоатомиздат. 1984. С. 5 – 37.
23. Дубинин Э. М., Подгорный И. М., Лебанов В. М. и др. Интенсивные локализованные возмущения авральной ионосферы // *Космические исследования*. 1985. Т. 23, № 3. С. 449 – 465.
24. Волокитин А. С., Красносельских В. В., Мишин Е. В. и др. О мелкомасштабной структуре интенсивных продольных токов в высоких широтах // *Космические исследования*. 1984. Т. 22, № 4. С. 749 – 755.
25. Chmyrev V. M., Oraevsky V. N., Bilichenko S. V. e. a. The fine structure of intensive small-scale electric and magnetic fields in the high-latitude ionosphere as observed by Intercosmos-Bulgaria 1300 satellite // *Planet. Space Sci.* 1985. V. 33, N 12. P. 1383 – 1388.
26. Gurnett D. A., Huff R. L., Menietty J. D. e. a. Correlated low-frequency electric and magnetic noise along the auroral field lines // *J. Geophys. Res.* 1984. V. 89. P. 8971.
27. Ляцкий В. Б., Мальцев Ю. П. Магнитосферно-ионосферное взаимодействие. М.: Наука. 1983.
28. Lysak R. L., Dum C. T. Dynamics of magnetosphere-ionosphere coupling including turbulent transport // *J. Geophys. Res.* 1983. V. 88, N A2. P. 365 – 379.
29. Трахтенгерц В. Ю., Фельдштейн А. Я. О диссипации альвеновской волны в слое с аномальным сопротивлением // *Геомагнетизм и аэронавтика*. 1985. Т. 25, № 2. С. 334 – 336.

## АЛЬВЕНОВСКАЯ ТУРБУЛЕНТНОСТЬ И ВИХРИ НА АВРОРАЛЬНЫХ СИЛОВЫХ ЛИНИЯХ

*А. С. Волокитин*

1. Альвеновские волны могут распространяться вдоль силовых линий геомагнитного поля на огромные расстояния без существенного искажения своей формы и имея незначительные потери энергии при взаимодействии с частицами плазмы. Благодаря этому они эффективно осуществляют электродинамическую связь между удаленными областями магнитосферы, например перенося локальное возмущение из переходного слоя или области пересоединения в хвосте магнитосферы к авроральной ионосфере. В настоящее время известно несколько источников или областей генерации альвеновских волн в магнитосфере Земли. Так, считается [1,2], что альвеновские волны, наблюдаемые на поверхности Земли как пульсации Pc-1 типа "жемчужин" и др., возбуждаются в области магнитного экватора при взаимодействии с энергичными протонами на циклотронном резонансе.

В других случаях вопрос об источнике альвеновских волн остается открытым. Сюда можно отнести прямые спутниковые наблюдения альвеновских волн на аппарате "Интеркосмос-Болгария-1300" [3,4,5] в авроральной ионосфере на высотах около 900 км. Позднее аналогичные результаты были получены на аппаратах DE-1,2 [6], Viking [7]. Один из возможных механизмов возбуждения этих альвеновских волн связан с развитием мелкомасштабной неустойчивости магнитосферной конвекции (см. статью В.Ю.Трахтенгерца и А.Я.Фельдштейна в данном сборнике, а также [8]). Другая возможность - наблюдаемые альвеновские волны приходят от некоторого удаленного источника в магнитосфере. Амплитуды наблюдаемых волн велики, и естественно возникает вопрос, не могут ли при распространении альвеновских волн в магнитосфере проявиться эффекты нелинейного взаимодействия волн. Обсуждению теории нелинейного взаимодействия альвеновских волн в условиях магнитосферы Земли и посвящена данная статья.

Здесь следует указать некоторые характерные времена и вытекающие отсюда ограничения на частоты рассматриваемых ниже альвеновских волн. Характерное время распространения альвеновской волны вдоль силовой линии магнитного поля в авроральной области сос-

тавляет  $T = \int dl / V_A \approx 50-200$  с.

Поэтому имеет смысл рассматривать как альвеновские волны только колебания с частотой  $10 \gtrsim f \gtrsim 10^{-1}$  Гц. Ограничение сверху на интервал частот рассматриваемых волн вытекает из требования малости частоты волны по сравнению с циклотронной частотой ионов на всем пути альвеновской волны (на уровне ионосферы  $h \lesssim 1000$  км циклотронная частота ионов кислорода  $f_{\beta_i} \sim 30$  Гц, а вдали, при  $h \gtrsim 3 R_E$  циклотронная частота протонов падает до  $f_{\beta_i} \sim 10-20$  Гц). Ограниченное время распространения волны приводит к строгому отбору нелинейных процессов, представляющих интерес для построения теории альвеновской турбулентности в авроральной магнитосфере: характерное время нелинейного процесса должно быть мало:  $\tau_{NL} \lesssim 10$  с.

2. В приближении магнитной гидродинамики альвеновская волна обладает двумя замечательными свойствами: 1) отсутствует дисперсия волны, т.е. ее частота линейно зависит от волнового вектора  $\omega = V_A k_z$ ; 2) волна, движущаяся вдоль магнитного поля, не испытывает нелинейного искажения своей формы. Последнее свойство обусловлено тем, что альвеновская волна представляет собой поперечные (изгибные) колебания замороженной в плазму силовой линии магнитного поля, и вследствие такой поперечной поляризации волны из уравнений исчезают нелинейные слагаемые типа  $(\vec{v} \nabla) \vec{v}$ . По этой же причине плотность плазмы не возмущается волной.

Энергия волны складывается из суммы кинетической энергии ионов и энергии возмущенного магнитного поля, и ее плотность равна

$$W = \frac{m_i n v_i^2}{2} + \frac{B_{\perp}^2}{8\pi} = \frac{B_{\perp}^2}{4\pi}$$
 Энергия электрического поля волны мала, так как  $E_{\perp} \sim V_A B_{\perp} / c \ll B_{\perp}$ ,  $V_A / c = (1 \div 5) \cdot 10^{-3}$  для магнитосферы), а продольное поле волны  $E$  отсутствует в МГД-приближении.

Учет любого из эффектов, выходящих за рамки МГД-приближения, приводит к появлению дисперсии альвеновских волн. Такими эффектами являются: ионная инерция (т.е. конечность отношения  $\omega / \omega_{\beta_i}$ ), конечный ларморовский радиус ионов, инерция и тепловое движение электронов вдоль магнитного поля. Одновременно с дисперсией альвеновской волны при учете этих эффектов в волне появляется продольное электрическое поле и возмущение плотности. Кроме того, нелинейные слагаемые в уравнениях альвеновских волн становятся отличными от нуля.

При движении пакета альвеновских волн вдоль силовых линий геомагнитного поля его эволюция определяется конкуренцией дисперсионных эффектов с нелинейностью. В зависимости от частоты и характерной поперечной длины рассматриваемых волн авроральную магнитосферу можно разделить на области, в каждой из которых доминирует только один из приводящих к дисперсии эффектов.

Конечность отношения частоты волны к циклотронной частоте ионов  $\omega / \omega_{\beta_i}$  определяет дисперсию волны на периферии магнитосферы, где  $\omega_{\beta_i} = e B_0 / m_i c$  мало. При этом, если  $k_{\perp}^2 / k_z^2 < 2\omega / \omega_{\beta_i} < 1$ , то дисперсия альвеновской волны дается выражением

$$\omega^2 = V_A^2 k_z^2 (1 - \omega/\omega_{B_i}), \text{ или } \omega = V_A k_z (1 - V_A k_z / 2\omega_{B_i}). \quad (1)$$

При  $k_{\perp}^2/k_z^2 \gg 2\omega/\omega_{B_i}$  закон дисперсии меняется:

$$\omega^2 = V_A^2 k_z^2 \left(1 - \frac{\omega^2 k_{\perp}^2}{\omega_{B_i}^2 k_z^2}\right) \approx V_A^2 k_z^2 \left(1 - \frac{V_A^2 k_{\perp}^2}{\omega_{B_i}^2}\right). \quad (2)$$

Учет теплового движения электронов при  $\omega < k_z v_{Te}$  (или  $\beta_e = \frac{4\pi n T_e}{B^2} > m_e/m_i$ ) и конечного ларморовского радиуса ионов приводит к

$$\omega^2 = V_A^2 k_z^2 (1 + k_{\perp}^2 \rho^2), \quad \rho^2 = \frac{\frac{3}{4} T_i + T_e}{m_i \omega_{B_i}^2}. \quad (3)$$

При  $\beta_e < \frac{m_e}{m_i}$  дисперсия определяется инерцией электронов:

$$\omega^2 = V_A^2 k_z^2 (1 - \alpha^2 k_{\perp}^2), \quad \alpha^2 = c^2/\omega_{pe}^2. \quad (4)$$

Условие  $\beta_e \leq m_e/m_i \approx 1/2000$  выполняется в ближней области магнитосферы ( $R < 3-4 R_E$ ).

Следует обратить внимание на следующий эффект. При  $\beta_e \approx m_e/m_i$ ,  $V_A \approx v_{Te}$  значительная доля электронов попадает в черенковский резонанс с волной  $\omega - k_z v_{eZ} = k_z (V_A - v_{eZ}) \approx 0$ , вследствие чего волна затухает с инкрементом

$$\gamma = \frac{\omega}{2} k_{\perp}^2 \alpha^2 \frac{\text{Im } \epsilon_{zz}}{|\epsilon_{zz}|} \ll \omega,$$

где  $\epsilon_{zz}$  — соответствующая компонента тензора диэлектрической проницаемости  $\text{Im } \epsilon_{zz}/|\epsilon_{zz}| \ll 1$ . Полное ослабление волны при прохождении области  $\beta \approx m_e/m_i$  можно оценить фактором  $\exp\left(-\int \gamma dz/V_A\right) \approx \exp\left(-k_{\perp}^2 \alpha^2 \Delta l/\lambda_{ii}\right)$ . При ширине резонансной области  $\Delta l \leq R_E$ , при  $\lambda_{ii} = V_A/f \approx 1000$  км,  $k_{\perp}^2 \alpha^2 < 10^{-1}$  получаем ослабление амплитуды волны в  $e$  раз. Но и эта оценка является, по-видимому, завышенной, поскольку на функции распределения электронов в области резонансных скоростей образуется плато, в результате  $\text{Im } \epsilon_{zz} \rightarrow 0$ . Энергия, идущая на образование плато, составляет малую часть тепловой энергии электронов  $nT_e$ . Отсюда заключаем, что, по крайней мере, для волны с  $B_1^2/4\pi n T_e \gg 1$  (или  $B_1^2/B_0^2 \gg \beta_e$ ) затухание при резонансе  $\omega = k_z v_{eZ}$  несущественно.

3. Нелинейное взаимодействие с другими волнами может приводить к распаду альвеновской волны. Однако в условиях авроральной магнитосферы реализуются не все из возможных каналов распада. Распады альвеновской волны на альвеновскую и магнитозвуковую волны или на две магнитозвуковые волны запрещены, так как оказывается невозможным удовлетворить условиям пространственно-временного синхронизма  $\omega = \omega_1 + \omega_2$ ,  $k = k_1 + k_2$ . Распад на две альвеновские волны в случае строго продольного распространения также запрещен, поскольку спектр волн в этом случае нераспадный, и, кроме того, вследствие поперечной поляризации волн нелинейные слагаемые ока-

зываются равными нулю. Распадное взаимодействие косых альвеновских волн обсуждается далее.

Остаются нелинейные распадные процессы с участием медленной магнитозвуковой волны (замагниченного ионного звука). Но при  $T_e \leq 3.4 T_i$ , что соответствует магнитосферным условиям, они сильно затухают. Кроме того, из-за малости звуковой скорости  $c_s = \sqrt{\beta} V_A$  частота звуковой волны, удовлетворяющей условиям резонанса, очень мала:  $\omega_s \approx \sqrt{\beta} \omega \approx 10^{-2} + 10^{-3} \omega$ . Поэтому представляет интерес рассмотрение "модифицированного распада", характерный инкремент которого  $\gamma$  превышает звуковую частоту ( $\gamma \gg \omega_s$ ). Ниже обсудим нелинейный процесс, соответствующий распаду альвеновской волны на альвеновскую и некоторое несобственное низкочастотное возмущение плотности. Интересно, что амплитуда низкочастотного возмущения здесь оказывается пропорциональной произведению амплитуд альвеновских волн. Это приводит к тому, что взаимодействие волн оказывается кубичным по их амплитудам, т.е. более высокого порядка, чем обычно.

Для относительно высокочастотных альвеновских волн в условиях, когда их дисперсия определяется выражением (1), можно пренебречь тепловыми эффектами и рассмотреть эволюцию пакета волн, распространяющихся строго вдоль невозмущенного магнитного поля  $B_0$ . В этом случае основным нелинейным эффектом является возникновение волнового ветра - течения плазмы вдоль  $B_0$  под действием давления волн:

$$m_i n \frac{d}{dt} v_z = - \frac{\partial}{\partial z} \frac{B_{\perp}^2}{8\pi} = m_i n V_A \frac{\partial}{\partial z} v_z, \quad (5)$$

или  $v_z = -V_A B_{\perp}^2 / 2B_0^2$ . Учтем в законе дисперсии связанный с  $v_z$  доплеровский сдвиг частоты:

$$\omega = \kappa_z (V_A + v_z) - \kappa_z^2 V_A^2 / 2\omega_{B_i}$$

Далее, умножая (6) на  $B_{\perp}$  и заменяя  $\kappa_z = -i \frac{\partial}{\partial z}$ , приходим к нелинейному уравнению

$$\frac{\partial}{\partial t} B_{\perp} + V_A \frac{\partial}{\partial z} \left( B_{\perp} + \frac{|B_{\perp}|^2}{2B_0^2} B_{\perp} \right) + i \frac{V_A^2}{2\omega_{B_i}} \cdot \frac{\partial^2}{\partial z^2} B_{\perp} = 0, \quad (7)$$

которое было получено строгим образом в работе [9], согласно которой здесь произведена замена  $B_{\perp} \rightarrow B_{\perp} = (B_x + i B_y)$ .

Из этого уравнения следует, что широкий волновой пакет оказывается модуляционно неустойчив и за характерное время  $\tau \sim \gamma_m^{-1}$ ,

где  $\gamma_m \sim \omega \frac{B_{\perp}^2}{B_0^2}$ , разбивается на солитоны.

Как показано в работах [10, 11], уравнение (7) решается точно с помощью метода обратной задачи рассеяния, и можно выписать точные солитонные решения, среди которых имеется особое, отвечающее солитону, амплитуда в котором спадает на бесконечности более медленно, чем экспоненциально:

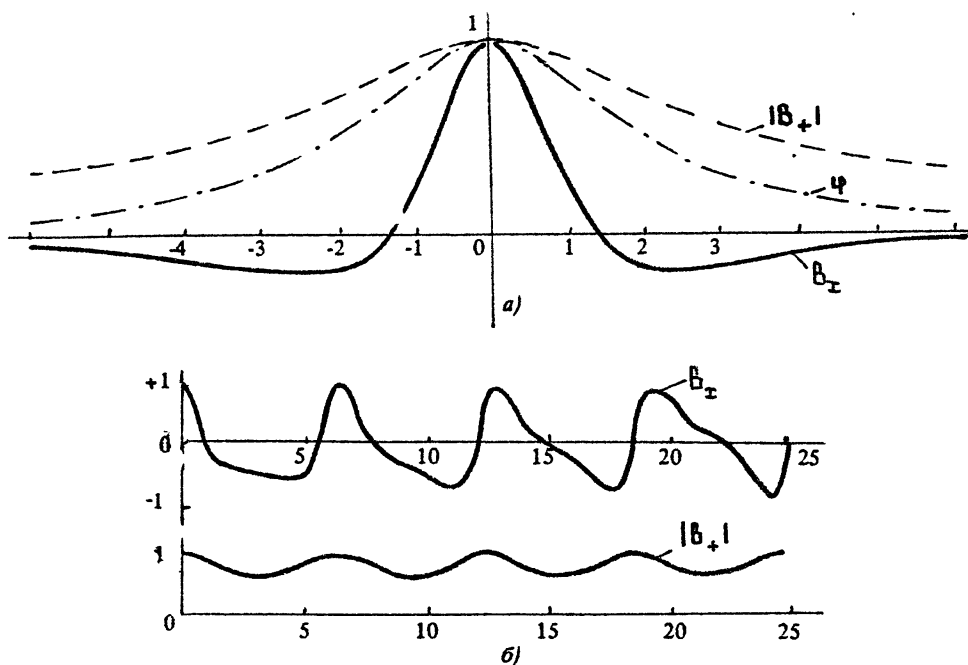


Рис. 1

$$\frac{|B_+|}{B_{max}} = \left[ 1 + \frac{1}{4} \left( \frac{B_{max}}{B_0} \right)^2 \cdot \frac{V_A^2}{\omega_{Bi}^2} (z - V_A t)^2 \right]^{-1/2}. \quad (8)$$

На рис. 1 показаны графики из работы [10] описывающие одно-солитонное и многосолитонные решения.

Вопрос об устойчивости таких волновых пакетов по отношению к поперечным возмущениям не исследовался. Тем не менее, если предположить, что они окажутся устойчивы, то в авроральной магнитосфере для альвеновских волн большой амплитуды  $(B_{\perp}/B_0)^2 \lesssim 10^{-1}$ , и частоты  $\omega = \frac{1}{3} + \frac{1}{5} \omega_{Bi}$  можно ожидать проявления тенденции к образованию локализованных структур типа показанных на рис. 1 солитонов и солитонных цепочек.

4. Косые альвеновские волны в холодной плазме ( $\beta_e < m_e/m_i$ ) ближней авроральной магнитосферы удобно описывать с помощью связанной пары уравнений для потенциалов  $\psi$  — электрического и  $A_z$  — магнитного поля. При  $k_{\perp} \gg k_{\parallel} = k_z$  имеем  $A_{\perp} \ll A_z$  и тогда

$$E = -\nabla\psi - \frac{1}{c} \frac{d}{dt} \hat{z} A_z; \quad \hat{z}^2 = 1, \quad (9)$$

$$B = B_0 \hat{z} + \omega t \Lambda = B_0 \hat{z} + [\nabla A_z, \hat{z}]. \quad (10)$$

Для получения искоемых уравнений вычислим скорости электронной и ионной компонент плазмы в дрейфовом приближении:

$$v_{iz} \approx 0, \quad v_{i\perp} = c \frac{[\hat{z} \nabla] \varphi}{B_0} - \frac{1}{\omega_{Bi}} \frac{d}{dt} c \frac{\nabla_{\perp} \varphi}{B_0}, \quad (11)$$

$$v_e = v_{ez} \left( \hat{z} + \frac{\theta_{\perp}}{B_0} \right) + c \frac{[\hat{z} \nabla] \varphi}{B_0}. \quad (12)$$

В выражении (12) учтено, что электроны, двигаясь вдоль искривленной силовой линии, приобретают поперечную к невозмущенному полю  $B_0$  скорость. Требуя сохранения квазинейтральности плазмы, из условия замыкания токов  $\text{div } j_{\perp} + \frac{\partial}{\partial z} j_z = 0$ ,

$$\text{где } j_z = -en v_{ez} = -\frac{c}{4\pi} \Delta A_z,$$

$$j_{\perp} = en (v_i - v_e)_{\perp} = -\frac{en c}{\omega_{Bi}} \cdot \frac{d}{dt} \frac{\nabla_{\perp} \varphi}{B_0} + \frac{\theta_{\perp}}{B_0} j_z,$$

получаем после несложных преобразований

$$\frac{d}{dt} \nabla_{\perp}^2 \varphi + \frac{V_A^2}{c} \frac{d}{dz} \nabla_{\perp}^2 A_z = 0. \quad (13)$$

Уравнение (13) нелинейно, поскольку полная производная по времени

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (v_i \nabla) = \frac{\partial}{\partial t} + \frac{c}{B_0} [\nabla \varphi, \nabla]_z$$

и градиент вдоль магнитного поля

$$\frac{d}{dz} = \frac{B \nabla}{B_0} = -\frac{\partial}{\partial z} - \frac{1}{B_0} [\nabla A_z, \nabla]_z.$$

содержит типичные нелинейные слагаемые, это так называемая "векторная нелинейность", где

$$[\nabla \varphi, \nabla]_z = \frac{\partial \varphi}{\partial x} \cdot \frac{\partial}{\partial y} - \frac{\partial \varphi}{\partial y} \cdot \frac{\partial}{\partial x}$$

Заметим, что основной электрический ток  $j_z = \frac{k_{\perp}}{k_z} j_{\perp} \gg j_{\perp}$  переносится вдоль магнитного поля электронами, а ток поперек поля обусловлен поляризационным дрейфом ионов.

Второе уравнение, описывающее эволюцию  $\varphi$  и  $A_z$ , получается из уравнения движения электронов вдоль  $B_0$ :

$$m_e \frac{d}{dt} v_{ez} = -e \left( E_z + \frac{1}{c} [v B]_z \right) = e \left( \frac{\partial}{\partial z} \varphi + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} A_z + \frac{1}{B_0} [\nabla \varphi, \nabla A_z] \right),$$

или с учетом  $v_{ez} = -j_{ez} / en = -c \Delta A / 4\pi en$

$$\frac{d}{dt} (1 - \alpha^2 \Delta) A_z + c \frac{\partial}{\partial z} \varphi = 0. \quad (14)$$

Уравнения (13) - (14) полностью описывают нелинейную динамику косых альвеновских волн с дисперсией, обусловленной инерцией продольного движения электронов, которая описывается слагаемым  $\sim \Omega^2 \Delta A_z$  в работе (14). Обсудим общие свойства этих уравнений.

В линейном приближении, а также для плоской волны конечной амплитуды, имеем  $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t}$ ,  $\frac{d}{dz} = \frac{\partial}{\partial z}$  и получается закон дисперсии  $\omega^2 = V_A^2 k_z^2 / (1 + \Omega^2 \kappa^2)$ , соответствующий (4). В косой альвеновской волне имеются возмущения плотности, как следует из уравнения неразрывности:

$$\frac{d}{dt} \ln n + \operatorname{div} v_{\perp} = \frac{d}{dt} \left( \frac{\delta n}{n} - \frac{c}{\omega_{Bi} B_0} \nabla_{\perp}^2 \varphi \right) = 0. \quad (15)$$

Так как при выводе (13) - (14) предполагалось  $\delta n/n \ll 1$ , то отсюда следует одно из условий применимости:

$$\frac{\delta n}{n} - \frac{c}{B_0 \omega_{Bi}} \nabla_{\perp}^2 \varphi = \frac{k_{\perp} |v_{\perp}|}{\omega_{Bi}} \approx \frac{k_{\perp} V_A}{\omega_{Bi}} \cdot \frac{B_1}{B_0} \ll 1. \quad (16)$$

Можно показать, что уравнения (13), (14) имеют гамильтонову структуру и сохраняют интегралы энергии

$$H = \int d^3 r \left( \frac{B_{\perp}^2}{8\pi} + \frac{m_i n v_{\perp}^2}{2} + \frac{m_e n v_{\parallel}^2}{2} \right) = \int \frac{d^3 r}{8\pi} \left[ (\nabla A_z)^2 + \frac{c^2}{V_A^2} (\nabla \varphi)^2 + \Omega^2 (\Delta A_z)^2 \right], \quad (17)$$

импульса

$$P_z = \int d^3 r \left( c \frac{[EB]_z}{4\pi} + m_e v_{ez} \delta n \right) = \frac{c}{4\pi} \int d^3 r \left( \nabla_{\perp} \varphi \nabla_{\perp} A_z + \Omega^2 \Delta \varphi \Delta A_z \right) \quad (18)$$

и обобщенной энтропии

$$K = \frac{1}{2} \int d^3 r \left[ (\Delta A_z)^2 + \frac{c^2}{V_A^2} (\Delta \varphi)^2 + \Omega^2 (\nabla \Delta A_z)^2 \right], \quad (19)$$

а также момент импульса  $M_z$ . Интересно, что поперечный импульс волны оказывается в принятых приближениях равным нулю:

$$P_{\perp} = \int d^3 r \left( m_i v_{i\perp} \delta n + c \frac{[EB]_{\perp}}{4\pi} \right) = 0.$$

Если пренебречь слагаемым  $\sim \Omega^2 \Delta A_z$ , описывающим дисперсию, то уравнения (13)-(14) имеют решение  $\varphi(F, t) = \frac{V_A}{c} A_z(\tau, t)$ , где  $A_z(\tau, t)$  удовлетворяет линейному уравнению  $(\partial^2/\partial t^2 - \partial^2/\partial z^2) A_z(\tau, t) = 0$ , которое описывает распространение косой альвеновской волны вдоль магнитного поля с сохранением произвольной формы.

Для косых альвеновских волн всегда можно удовлетворить распадным условиям  $\omega = \omega_1 + \omega_2$ ,  $k = k_1 + k_2$ . Однако, если не учитывать слагаемых  $\sim \Omega^2$ , то все нелинейности компенсируются и волна не распадается, что соответствует сделанному выше замечанию. Чтобы рассмот-



реть распадные процессы, представим уравнения (13), (14) в  $k$ -пространстве, нормировав  $\psi = \frac{V_A}{c} \sum_K \psi_K \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r})$ :

$$\frac{\partial}{\partial t} \psi_K + i V_A k_z A_K = \sum_{K=K_1+K_2} \frac{V_A [k_1, k_2]_z}{2B_0} \frac{k_1^2 - k_2^2}{k^2} (A_{K_1} A_{K_2} - \psi_{K_1} \psi_{K_2}), \quad (20)$$

$$(1 + \alpha^2 k^2) \frac{\partial}{\partial t} A_K + i V_A k_z \psi_K = \sum_{K=K_1+K_2} \frac{V_A [k_1, k_2]_z}{2B_0} (1 + \alpha^2 k_2^2) \psi_{K_1} A_{K_2}. \quad (21)$$

Делая подстановку  $A_K = A_K(t) \exp(-i\omega_K t)$ , где  $A_K(t)$  — медленно меняющаяся амплитуда альвеновской волны, и  $\psi_K(t) = \frac{V_A k_z}{\omega_K} A_K(t)$ , после несложных преобразований получаем

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} A_K(t) &= \sum_{K=K_1+K_2} V_{K_1, K_2} A_{K_1}(t) A_{K_2}(t) \exp[i(\omega_K - \omega_{K_1} - \omega_{K_2})t], \\ V_{K_1, K_2} &= \frac{V_A [k_1, k_2]_z}{2B_0} \alpha^2 (k_2^2 - k_1^2) \left(1 + \frac{k_1^2 + k_2^2}{k^2}\right). \end{aligned} \quad (22)$$

Отсюда нетрудно определить инкремент распадной неустойчивости альвеновской волны  $\gamma_d$ , который оказывается порядка

$$\begin{aligned} \gamma_d^2 &= - \left( \frac{\omega_K - \omega_{K_1} - \omega_{K_2}}{2} \right)^2 + V_{K_1, -K_1} V_{K_1, -K_2} |A_K|^2, \\ \gamma_d &\approx V_A \alpha^2 k_1^2 B_1 / B_0. \end{aligned} \quad (23)$$

Хотя инкремент неустойчивости оказывается пропорционален малой дисперсионной поправке  $\alpha^2 k_1^2$ , он все же достаточно велик ( $\gamma/\omega \sim \alpha^2 k_1^3 B_1 / k_z B_0$ ) и при  $B_1/B_0 \sim 10^{-2}$ ,  $k_1/k_z \sim 10^2 \div 10^3$ ,  $\alpha^2 k_1^2 \sim 10^{-2}$   $\gamma/\omega \approx 10^{-1} \div 10^2$ . Можно ожидать проявления этих распадных процессов в авроральной магнитосфере.

В условиях, когда дисперсия альвеновских волн определяется конечным ионным ларморовским радиусом, инкремент распада косых альвеновских волн был вычислен в работе [12]. Уравнения, описывающие динамику косых альвеновских волн в этом случае, могут быть получены так же, как уравнения (13), (14), если учесть в уравнениях движения силу давления [13, 14]. Соответственно следует произвести замену в уравнении (13)  $\varphi \rightarrow \varphi + p_i / e n_0$  и (14)  $\varphi \rightarrow \varphi - p_e / e n_0$ . При этом необходимо добавить уравнения состояния, описывающие изменения давления электронов и ионов:

$$\frac{d}{dt} p_i = 0, \quad \frac{dp_e}{dt} = \frac{T_e}{e n_0} \frac{d}{dz} j_z. \quad (24)$$

Строго говоря, для описания альвеновских волн с учетом конечного ларморовского радиуса, такой подход не последователен. Так,

вклад от недиагональной части тензора напряжений — от так называемой "магнитной вязкости" ионов — оказывается сравнимым с вкладом давления  $P_i$ . Получить правильный закон дисперсии альвеновских волн (3) из гидродинамического подхода не удастся даже с учетом "магнитной вязкости" (Заметим, что если ее не учитывать, то в линейном приближении из уравнения (24) следует  $\frac{\partial}{\partial t} P_i = 0$  и полное отсутствие дисперсии альвеновских волн, связанной с тепловым движением ионов). В отсутствие строгого кинетического подхода и с учетом изложенного представляется возможным получить приближенное описание тепловых эффектов, если представить  $P_{i,e} = T_{i,e} \delta n = -\frac{T_{i,e}}{m_i \omega_i^2} \nabla_{\perp}^2 \psi$  (см. (15)). Далее, переобозначив  $\bar{\psi} = (1 - \beta_{\perp}^2 \nabla_{\perp}^2) \psi$ , получаем уравнения, описывающие нелинейные косые альвеновские волны при  $\beta > m_e / m_i$ :

$$\frac{d}{dt} A_{\pm} + c \frac{\partial}{\partial x} (1 - R^2 \nabla_{\perp}^2) \bar{\psi} = 0, \quad (25)$$

$$\frac{d}{dt} \nabla_{\perp}^2 \bar{\psi} + \frac{V_A^2}{c} \cdot \frac{d}{dx} \nabla_{\perp}^2 A_{\pm}. \quad (26)$$

Эти уравнения очень похожи на (13), (14). Отсюда можно аналогично случаю холодной плазмы получить для инкремента распаднoй неустойчивости выражение

$$\gamma \sim V_A k_{\perp}^3 R^2 \frac{B_{\perp}}{B_0}. \quad (27)$$

В случае, когда инкремент превышает частоту одной из взаимодействующих волн (при  $k_{z\pm} = 0$ ), связь между колебаниями магнитного и электрического полей в такой волне нарушается, и такое низкочастотное возмущение можно рассматривать как совокупность несобственных конвективной моды (ячейки) и магнитостатической моды (трубки с электрическим током). При рассмотрении распада альвеновской волны  $(\omega, k)$  на низкочастотное несобственное возмущение  $(\gamma, \alpha)$  и другие альвеновские волны необходимо учитывать два альвеновских сателлита  $(\omega_-, k - \alpha)$  и  $(\omega_+, k + \alpha)$ . Из уравнений (25), (26) для амплитуд возмущений получаем

$$\frac{\partial}{\partial t} A_{\pm} = \pm \frac{V_A [k, \alpha]_{\pm}}{2B_0} A_k (A_{\pm\alpha} - \psi_{\pm\alpha}) \exp(-i\Delta_{\pm} t) \left( 1 + \frac{k^2 - \alpha^2}{k_{\pm}^2} \right), \quad (28)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \psi_{\pm} = \frac{V_A [k, \alpha]_{\pm}}{2B_0} [R^2 (k^2 - k_{\pm}^2) \frac{k^2 + k_{\pm}^2}{\alpha^2} A_k^* A_{\pm} \exp(+i\Delta_{\pm} t) - R^2 (k^2 - k_{\mp}^2) \frac{k^2 + k_{\mp}^2}{\alpha^2} A_k A_{\mp}^* \exp(-i\Delta_{\mp} t)], \quad (29)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} A_{\pm} = \frac{V_A [k, \alpha]_{\pm}}{2B_0} [R^2 (k^2 - k_{\pm}^2) A_k^* A_{\pm} \exp(+i\Delta_{\pm} t) - R^2 (k^2 - k_{\mp}^2) A_k A_{\mp}^* \exp(-i\Delta_{\mp} t)], \quad (30)$$

$$\Delta_{\pm} = \omega_{\kappa} - \omega_{\kappa_{\pm}},$$

где  $\varphi_{\pm} = \varphi_{\pm}^*$  описывает конвективную моду, а  $A_{\pm} = A_{\pm}^*$  - магнитостатическую моду. Полагая  $A_{\pm} \sim \varphi_{\pm} \sim e^{-\gamma t}$ , для определения  $\gamma$  получаем дисперсионное уравнение

$$\gamma = \sum_{\pm} \left( \frac{V_A [k_{\pm}]}{2B_0} \right)^2 |A_{\kappa}|^2 \left\{ \frac{R^2 (\kappa^2 - \kappa_{\pm}^2) [(\kappa_{\pm}^2 + \kappa^2)^2 - \kappa^4]}{(\gamma \pm i \Delta_{\pm}) \kappa_{\pm}^2 \kappa^2} \right\}. \quad (31)$$

Исследование этого уравнения [15] показывает, что максимум инкремента неустойчивости достигает значений

$$\gamma \sim V_A \kappa_{\pm}^2 R \frac{B_{\perp}}{B_0}. \quad (32)$$

Наличие такой, более сильной, чем распадная, неустойчивости существенно зависит от знака дисперсионной поправки к частоте волны. В случае  $\beta < \pi_e/\pi_i$  аналогичный анализ неустойчивости альвеновской волны при взаимодействии с конвективной и магнитостатическими модами приводит к уравнению для  $\gamma$ , отличающемуся от уравнения (31) знаком в правой части (замена  $R^2 \rightarrow -\Omega^2$ ), и в этом случае неустойчивость отсутствует. Тем не менее при наличии развитого спектра альвеновских волн конвективная и магнитостатическая моды генерируются биениями альвеновских волн [16]. Используя (13), (14), приводя их к виду, аналогичному (29) (30), нетрудно получить следующую оценку для конвективной моды:

$$\begin{aligned} \varphi_{\pm} &= - \sum_{\kappa = \kappa_1 + \kappa_2} \int dt \frac{V_A [k_1, k_2]_{\pm}}{2B_0} (\kappa_1^2 - \kappa_2^2) \Omega^2 \frac{\kappa_1^2 + \kappa_2^2}{2\kappa^2} A_{\kappa_1}^* A_{\kappa_2}^* \\ &\times \exp [i (\omega_{\kappa_1} - \omega_{\kappa_2}) t] \approx i \sum_{\kappa_1 = \kappa - \kappa_2} \frac{V_A [k_1, k_2]_{\pm}}{4B_0} \frac{\kappa_1^2 + \kappa_2^2}{\kappa^2} \frac{\Omega^2 (\kappa_1^2 - \kappa_2^2)}{\omega_{\kappa_1} - \omega_{\kappa_2}} A_{\kappa_1}^* A_{\kappa_2}^* \\ &\approx i \sum \frac{V_A}{\omega_{\kappa}^2 B_0} [B_{\kappa_1}^* B_{\kappa_2}]_{\pm} \frac{\kappa_1^2 + \kappa_2^2}{\kappa^2}. \end{aligned} \quad (33)$$

Здесь предполагается, что  $\omega_{\kappa_1} - \omega_{\kappa_2} \approx \omega_{\kappa} \Omega^2 (\kappa_1^2 - \kappa_2^2) / 2$ . Согласно этой оценке амплитуда поля в конвективной ячейке может достигать значений

$$\tilde{E}_{\perp} \sim \frac{\kappa_1}{\kappa_2} \frac{B_1^* B_2}{B_0} \approx \frac{\kappa_1}{\kappa_2} \frac{c}{V_A} \frac{B_2}{B_0} E_1^*, \quad (34)$$

сравнимых с амплитудами альвеновских волн. Аналогично можно получить оценку амплитуды магнитостатической моды [16]

$$\tilde{B}_{\perp} \sim \frac{\kappa_1}{\kappa_2} \frac{B_1^* B_2}{B_0}. \quad (35)$$

Таким образом, турбулентность альвеновских волн на авроральных силовых линиях магнитного поля можно рассматривать как ансамбль альвеновских волн, взаимодействующих не только между собой, но также взаимодействующих и с ансамблем несобственных конвективной и магнитостатических мод. Взаимодействие альвеновских волн между собой можно было бы попытаться описать в рамках теории слабой турбулентности, но их взаимодействие с конвективными модами, а также конвективных мод между собой, относится к области сильной турбулентности.

5. Возможно, что одним из структурных элементов альвеновской турбулентности являются альвеновские вихри, которые строятся по аналогии с вихрями в двухмерной гидродинамике вращающейся жидкости [17,18]. В работах [19,20] были построены решения, описывающие локальные по всем направлениям нелинейные волны — дипольные альвеновские вихри, которые распространяются под углом к магнитному полю, сохраняя свою форму. В этих решениях физические величины (ток и др.) имеют скачок на границе между внутренней и внешней областями вихри. Этот недостаток удалось устранить в работах [12, 21], следуя которым рассмотрим уединенные вихри в холодной плазме:  $\beta < m_e / m_i$ .

Предполагая, что вихрь движется под малым углом  $\theta$  по отношению к невозмущенному магнитному полю, ищем решения вида  $\psi = \psi(\bar{x}, \bar{y})$ , где  $\bar{x} = x$ ,  $\bar{y} = y - \theta(z - ut)$ . Тогда

$$\frac{d}{dt} = \theta u \frac{\partial}{\partial \bar{y}} + \frac{c}{B_0} [\nabla \psi, \nabla]_z = c [\nabla \tilde{\psi}, \nabla]_z, \quad (36)$$

$$\frac{d}{dz} = -\theta \frac{\partial}{\partial \bar{y}} - \frac{1}{B_0} [\nabla A_z, \nabla]_z = -[\nabla \tilde{A}, \nabla]_z,$$

где  $\tilde{A} = A_z / B_0 + \theta z$ ,  $\tilde{\psi} = \psi / B_0 + \theta z \frac{u}{c}$ , и уравнения (13), (14) принимают вид

$$[\nabla \tilde{\psi}, \nabla \Delta \psi] = \frac{V_A^2}{c^2} [\nabla \tilde{A}, \nabla \Delta A]_z, \quad (37)$$

$$[\nabla \tilde{\psi}, \nabla(\tilde{A} + \alpha^2 \Delta A)]_z = 0. \quad (38)$$

Уравнение (38) есть равенство нулю якобиана, что означает наличие некоторой функциональной связи между  $\tilde{\psi}$  и  $\tilde{A} + \alpha^2 \Delta A$ :

$$\tilde{A} + \alpha^2 \Delta A = \alpha^2 f(\tilde{\psi}). \quad (39)$$

Тогда из (37) следует уравнение

$$[\nabla \tilde{\psi}, \nabla \Delta \psi] = \frac{V_A^2}{c^2} f'(\tilde{\psi}) [\nabla \tilde{A}, \nabla \tilde{\psi}], \quad (40)$$

которое удовлетворяется, если

$$\Delta \psi = \frac{V_A^2}{c^2} f'(\tilde{\psi}) \tilde{A} + g(\tilde{\psi}), \quad (41)$$

где  $f(\tilde{\varphi})$  и  $g(\tilde{\varphi})$  - произвольные функции, которые выбираются таким образом, чтобы уравнения (40), (41) имели достаточно гладкие и локальные решения.

Можно положить  $g$  и  $f$  кусочно-линейными функциями, принимая к ним разный вид во внутренней и внешней областях вихря. При этом удастся в качестве границы между разными областями вихря выбрать окружность радиуса  $r_0$  и удовлетворить требованию непрерывности  $\varphi$  и  $A$  и их производных до второго порядка включительно.

Во внешней области вид решения определяется из условия отсутствия поля вихря на бесконечности. Тогда при  $r > r_0$  из формулы (39) находим  $f' = \frac{c}{u \Omega^2}$ , а из формулы (41)  $g = -V_A^2 / u^2 \Omega^2$ , и соответственно уравнения принимают вид

$$\Delta \varphi = \frac{V_A^2}{c u \Omega^2} \left( \tilde{A}_z - \frac{c}{u} \tilde{\varphi} \right), \quad \Delta A_z = \frac{1}{u} \left( \tilde{A}_z - \frac{c}{u} \tilde{\varphi} \right). \quad (42)$$

Ограниченное при  $r = (\tilde{x}^2 + \tilde{y}^2)^{1/2}$  решение уравнений (42) имеет вид

$$A_z = \frac{c u}{V_A^2} \varphi = A_0 K_1(s r) \cos \psi, \quad (43)$$

где  $K_1(s r)$  - функция Макдональда  $\cos \psi = \frac{x}{r}$  и внешнее волновое число удовлетворяет уравнению

$$\Omega^2 s^2 = 1 - V_A^2 / u^2. \quad (44)$$

Во внутренней ( $r < r_0$ ) области решение имеет вид

$$\varphi = \left[ \alpha_1 J_1(k_1 r) + \alpha_2 J_1(k_2 r) - \beta \frac{u}{c} r \right] \cos \psi, \quad (45)$$

$$\varphi_z = \left[ \beta_1 J_1(k_1 r) + \beta_2 J_1(k_2 r) - \beta r \right] \cos \psi.$$

Внутренние волновые числа  $k_{1,2}$  являются корнями уравнения

$$(k^2 - g')(1 + k^2 \Omega^2) = (V_A^2 / c^2) f'^2.$$

Для определения девяти параметров решения (вихря) -  $\beta$ ;  $u$ ;  $A_0$ ;  $\alpha_{1,2}$ ;  $\beta_{1,2}$ ;  $k_{1,2}$  - есть шесть условий непрерывности  $\varphi$ ,  $A$  и их производных до второго порядка. Кроме того, есть еще два дополнительных условия: одно на величину скачка функций  $f'$  и  $g'$ , второе на  $A$ , следующих из непрерывности  $\Delta \varphi$ ,  $\Delta A$ ,  $\tilde{\varphi}$ ,  $\tilde{A}$  и уравнений (39), (41). Из уравнения (41) следует

$$\frac{V_A^2}{c^2} (f'_{out} - f'_{in}) = g'_{in} - g'_{out},$$

а из (39) следует

$$A + \beta r \Big|_{r=r_0} = 0, \quad \text{или} \quad A_0 = - \frac{\beta r_0}{K_1(s r_0)}. \quad (46)$$

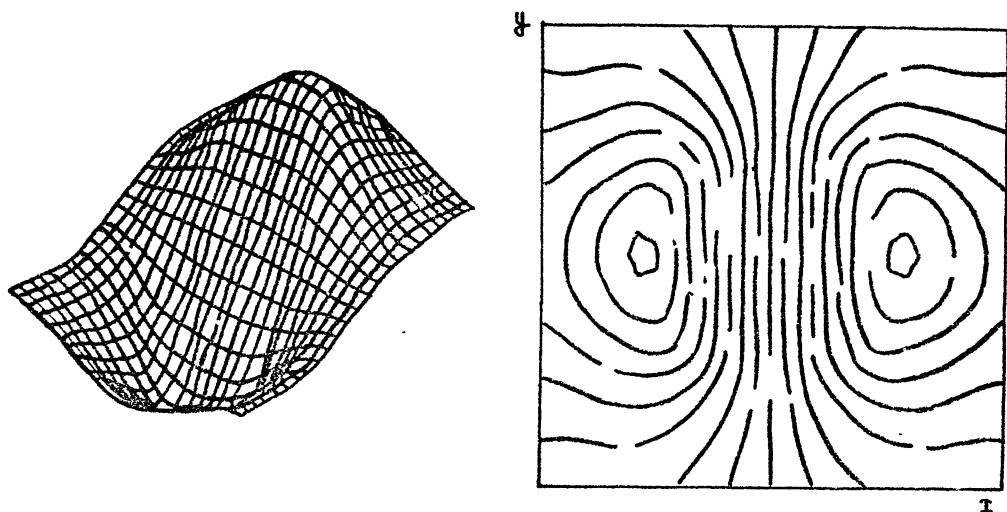


Рис. 2

То, что эти условия разрешены, показано в работе [22]. Таким образом, дипольный альвеновский вихрь характеризуется тремя независимыми параметрами: амплитудой  $A_0$ , радиусом  $r_0$  и скоростью  $u_0$ . В этом состоит существенное отличие вихря от солитона. Для последнего характерно наличие определенной связи между амплитудой, скоростью и характерным размером. На рис.2 показаны графики линий уровня  $\psi$  (они же линии тока и силовые линии  $B$ ) дипольного вихря из работы [22].

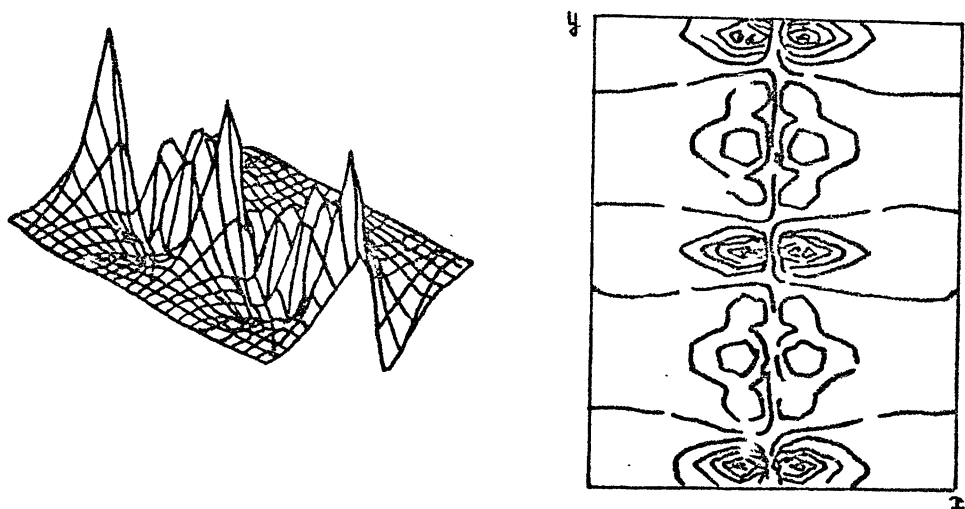


Рис. 3

В этой же работе показано, что альвеновские вихри могут образовывать цепочки (рис.3) подобные цепочкам вихрей Кармана. Для получения соответствующих решений надо использовать нелинейные

функции  $f(x), q(x)$  вида  $f = c_1 e^{-(2x/a)}, q = c_2 e^{-(2x/b)} + c_3, c_{1,2,3} = \text{const.}$

Аналогично рассмотренным выше могут быть получены решения, описывающие дипольные альвеновские вихри в плазме с  $\beta > m_e / m_i$  [20, 22, 23]. Интересные следствия появляются при учете фоновой неоднородности плазмы  $\frac{d}{dx} \ln n = \alpha_n \neq 0$ . В этом случае в уравнении непрерывности (13) появляется дополнительное слагаемое  $\sim (v_i \nabla) \ln n_y = \frac{c \alpha_n}{\omega_{Bi} B_0} \frac{d}{dx} \psi$ , что не позволяет исключить флуктуации плотности с помощью соотношения (15). Альвеновские волны в неоднородной плазме (для простоты рассмотрим случай  $T_i = 0$ ) описываются уравнениями

$$\frac{d}{dt} V_{\perp}^2 \psi + \frac{V_A^2}{c} \frac{d}{dx} V_{\perp}^2 A = 0, \quad (47)$$

$$\frac{d}{dt} (1 - \alpha^2 \Delta) A_z + c \frac{d}{dz} \left( \psi - \frac{T_e}{e} \ln n \right) = 0, \quad (48)$$

$$\frac{d}{dt} \ln n + \frac{d}{dz} v_{ez} = \frac{d}{dt} \ln n + \frac{c}{4\pi e n_0} \frac{d}{dz} \Delta A_z = 0. \quad (49)$$

В линейном приближении из уравнений (47)-(49) получается закон дисперсии

$$\omega^2 = V_A^2 k_z^2 [1 + (\rho^2 - \alpha^2) k_{\perp}^2 + \omega_* / \omega], \quad (50)$$

который описывает переход альвеновских волн в области малых частот ( $\omega \sim \omega_*$ ) в дрейфовые колебания плазмы с частотой  $\omega_* = k_y v_d = (T_e \alpha_n k_y) / (m_i \omega_{Bi})$ .

Наличие дополнительного слагаемого в уравнении (49) не препятствует существованию уединенных дрейфово-альвеновских вихрей [22, 23, 20], однако энергия такого вихря может оказаться отрицательной. Действительно, как нетрудно проверить, в интеграле энергии (17) в неоднородной плазме возникает дополнительное знакопеременное слагаемое

$$\delta H = \int d^3 r (\alpha_n r) i_e \delta n = \frac{c T_e n_0 \alpha_n}{\omega_{Bi} B_0} \int x \Delta \psi d^3 r, \quad (51)$$

которое может превысить положительную часть энергии вихря. Полагая согласно (46) для амплитуды вихря  $A_0 \sim \theta v_b B_0$ , оценим

$$\delta H = - \frac{c T_e n_0 \alpha_n}{\omega_{Bi} B_0} \frac{V_A}{c} \tau_0^2 B_0 \theta. \quad (52)$$

Сравнивая (52) с положительной частью энергии вихря  $H \approx \frac{\theta^2 B_0^2}{4\pi} \tau_0^2$ , видим, что полная энергия вихря становится отрицательной при

$$\alpha_n > \theta / \beta. \quad (53)$$

В работе [23] на основе детальных вычислений получено следующее пороговое значение неоднородности плазмы, при котором энергия вихря становится отрицательной:

$$\rho z_n > 0,6 \theta / \sqrt{\beta}.$$

(53')

При выполнении неравенства (53) возможна самоорганизация альвеновских вихревых структур с участием диссипативных процессов. Условие (53) довольно жесткое, но в периферийных областях магнитосферы, где имеется горячая плазма, оно может выполняться. Например, в хвосте магнитосферы типично  $\beta \approx 0,1, z_n = L^{-1} \approx 10^{-3}$  км.

6. Выше были рассмотрены основные процессы взаимодействия

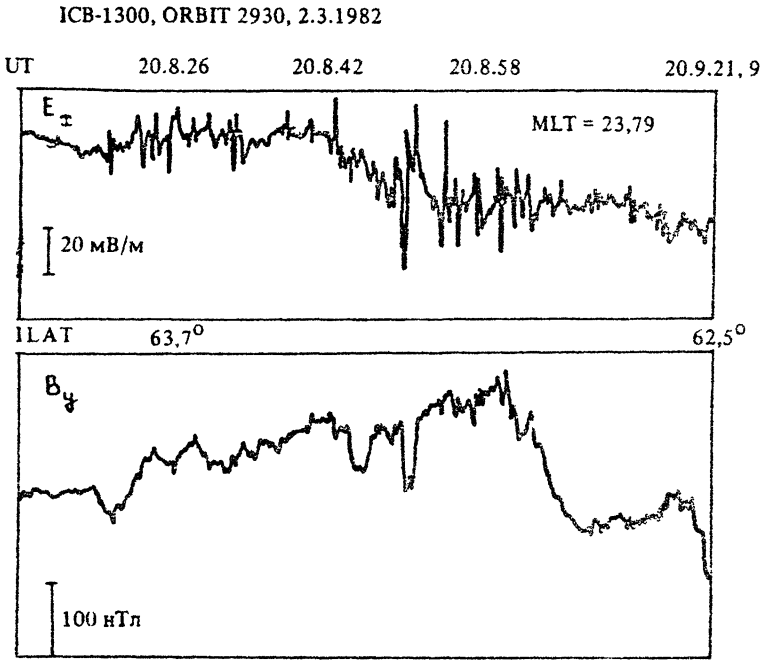


Рис. 4

альвеновских волн, которые представляются существенными для образования наблюдаемых в полярной магнитосфере мелкомасштабных структур электрического и магнитного полей. Один из примеров таких наблюдений на спутнике "Интеркосмос-Болгария-1300" представлен на рис.4. Поскольку измерения, проводимые на одном спутнике, не позволяют разделить пространственные и временные вариации полей, то детальная интерпретация наблюдений в терминах взаимодействующих волн, альвеновских вихрей, конвективных и магнито-статических мод оказывается затруднительной. С другой стороны, и теория турбулентного состояния сильно взаимодействующих волн находится на начальном этапе своего развития. Для случая развитого турбулентного состояния, когда происходит перекачка энергии волн по спектру поперечных масштабов, можно ожидать наличия в инерционном интервале степенных спектров полей  $E_k^2 \sim B_k^2 \sim k^{-p}$ . К такому заключению приводит имеющаяся глубокая аналогия между уравне-



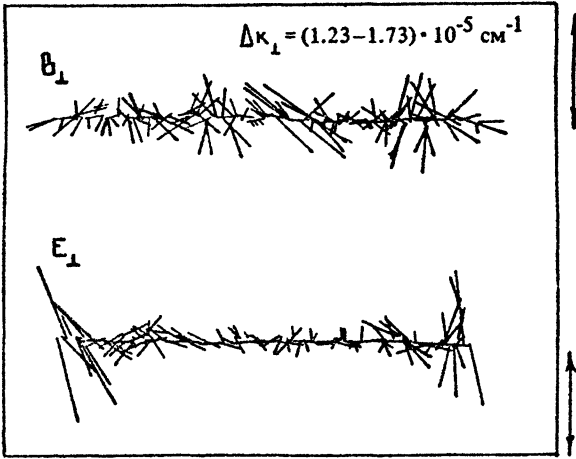


Рис. 5

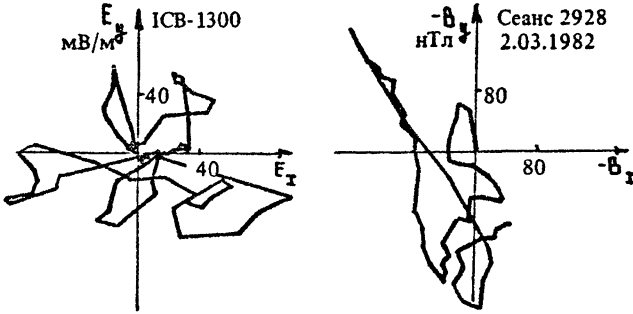


Рис. 6

ниями косых альвеновских волн (13), (14) и уравнениями двумерной магнитной гидродинамики, турбулентные спектры которой имеют степенной вид [24]. Наблюдения в полярной магнитосфере [6,25] также указывают на наличие степенных спектров  $E_{\perp}^2$  и  $B_{\perp}^2$ .

Если имеющиеся случаи наблюдения уединенных (обычно парных) импульсов полей можно попытаться интерпретировать как наблюдение распространяющихся дипольных альвеновских вихрей [23], то случаи, подобные представленному на рис.4, скорее всего, отвечают развитой турбулентности альвеновских волн на авроральных силовых линиях. Здесь в целом выполняется соотношение  $E_{\perp} \sim \frac{V_A}{c} B_{\perp}$ , характерное для альвеновских волн, имеется определенная корреляция между векторами  $E_{\perp}$  и  $B_{\perp}$ . Однако  $E_{\perp}$  и  $B_{\perp}$  не всегда оказываются взаимно перпендикулярны, как должно для альвеновских волн (см. рис.5, на котором представлены вектора  $E_{\perp}$  и  $B_{\perp}$  вдоль траектории спутника, и на рис.6, на котором показаны годографы  $E_{\perp}$  и  $B_{\perp}$  [16]). Отмеченное обстоятельство указывает, по-видимому, на присутствие конвективных и магнитоэлектрических мод.

## Литература

1. Нишида А. Геомагнитный диагноз магнитосферы. М.: Мир, 1980.
2. Беспалов П. А., Трахтенгерц В. Ю. Альфвеновские мазеры / ИПФ АН СССР. Горький, 1986.
3. Волокитин А. С., Красносельских В. В., Мишин Е. В. и др. О мелкомасштабной структуре интенсивных продольных токов в высоких широтах // Космические исследования. 1984. Т. 22, № 5. С. 749 – 757.
4. Дубинин Э. М., Подгорный И. М., Балебанов В. М. и др. Интенсивные локализованные возмущения авральной ионосферы // Космические исследования. 1985. Т. 23, № 3. С. 449 – 458.
5. Chmyrev V. M., Oraevskiy V. N., Bilichenko S. V. et al. The fine structure of smallscale electric and magnetic fields in the high-latitude ionosphere as observed by "Intercosmos-Bulgaria-1300" // Planet. Space Sci. 1985. V. 33, N 11. P. 1383 – 1397.
6. Weimer D. R., Goertz C. K., Gurnett D. A. et al. Auroral Zone Electric Fields from DE 1 and DE 2 at Magnetic Conjunctions // J. Geophys. Res. 1985. V. 90, N A7. P. 7479 – 7497.
7. Block L. P., C-G. Fulthammer, P. A. Lindquist et al. Electric field measurements on Viking: first results // Geophys. Res. Lett. 1987. V. 14, N 4. P. 435 – 438.
8. Трахтенгерц В. Ю., Фельдштейн Ф. Я. О расщеплении магнитосферной конвекции // Физика плазмы. 1982. Т. 8, № 1. С. 40 – 45; Те же. Турбулентный режим магнитосферной конвекции // Геомагнетизм и аэронавтика. 1987. Т. 27, № 2. С. 258 – 264.
9. Mio K., Ogino T., K. Minamy, S. Takeda. Modified Schrödinger equation for alfvén waves propagating along magnetic field in cold plasmas // J. Phys. Soc. Japan. 1976. V. 41, N 1. P. 265 – 271.
10. Kaup E. J., Newell A. J. An exact solution for a derivative, nonlinear Schrödinger equation // J. Math., Phys. 1978. V. 19, N 4. P. 798 – 801.
11. Mann G. On nonlinear circularly polarized Alfvén waves // J. Plasma Phys. 1988. V. 40, N 2. P. 281 – 287.
12. Ерохин Н. С., Монсеев С. С., Мухин В. В. Распадная неустойчивость альфвеновских волн в горячей плазме // Физика плазмы. 1976. Т. 5, № 12. С. 1178 – 1180.
13. Петвиашвили В. И., Похотелов О. А. Альфвеновские дипольные вихри // Письма ЖЭТФ. 1985. Т. 42, № 2. С. 47 – 50.
14. Hsu C. T., Hazeltine R. D., Morrison P. J. A generalized reduced fluid model with finite ion gyroradius effects // Phys. Fluids. 1986. V. 29, N 5. P. 1481 – 1492.
15. Volokitin A. S., Dubinin E. M. Alfvén wave turbulence in the auroral magnetosphere // Planet. Space Sci. 1989 (to be published).
16. Volokitin A. S., Dubinin E. M., Izraelevich P. I., Nikolaeva N. S. Auroral electromagnetic disturbances at altitudes of 900 km: alfvén wave turbulence // Planet. Space Sci. 1988. V. 36, N 10. P. 949 – 962.
17. Ларичев В. Д., Резник Г. М. О двумерных уединенных волнах Россби // ДАН СССР. 1976. Т. 231, № 5. С. 1077 – 1079.
18. Петвиашвили В. И., Похотелов О. А. Уединенные вихри в плазме // Физика плазмы. 1986. Т. 12, № 9. С. 1127 – 1143.
19. Mikhailovskii A. B., Onishenko O. E., Aburdzaniya C. D., Churikov A. V. Alfvén vortex solution in a homogeneous magnetized plasma // Phys. Lett. 1984. V. 104A, N 5. P. 263 – 264.
20. Shukla D. K., Yu M. Y., Varma P. K., Alfvén vortices // Phys. Lett. 1985. V. 109A, N 7. P. 322 – 324.
21. Liu J., Horton W. The intrinsic electromagnetic solitary vortices in magnetized plasma. DOE/ET-58088-222. 1986.
22. Kaladze T. D., Marchenko V. A., Pokhotelov O. A., Petviashvili V. I. // Plasma Phys. Contr. Fusion. 1987. V. 29, N 5. P. 589 – 593.
23. Chmyrev V. M., Bilichenko S. V., Pokhotelov O. A. et al. Alfvén vortices and related phenomena in the ionosphere and magnetosphere // Physica Scripta. 1988. V. 48, N 6. P. 611 – 859.
24. Kraichnan R. H. Inertial – range spectrum of hydromagnetic turbulence // Phys. Fluids. 1965. V. 8, N 7. P. 1385 – 1387.
25. Burke W. J., Silevitch M., Hardy D. A. Observations of smallscale auroral vortices by S3-2 satellite // J. Geophys. Res. 1983. V. 88, N A4. P. 3127 – 3138.

#### УДК 551.510.535

Л ю Ч.-Х. Акустико-гравитационные волны в системе ионосфера-термосфера // Неустойчивости и волновые явления в системе ионосфера - термосфера / ИПФ АН СССР. Горький, 1989. С. 9.

Хорошо известно, что система ионосфера - термосфера испытывает возмущения под действием распространяющихся через нее акустико-гравитационных волн (АГВ). На высоких широтах основным источником АГВ служат полярные сияния. С другой стороны, считается существенным и приток энергии из нижней атмосферы, обусловленный метеорологическими явлениями. В обоих случаях АГВ, генерируемые в нейтральной атмосфере, взаимодействуют с ионосферой, приводя к возмущениям плотности, скорости и степени ионизации. Поэтому изучение ионосферных возмущений, обусловленных АГВ, включает исследование магнитосферно-ионосферного взаимодействия (сверху вниз) и взаимодействия средней атмосферы с ионосферой (снизу вверх), а также одновременно взаимодействие между термосферой и ионосферой. Излагаются особенности этих процессов взаимодействия, основанные на теории АГВ. Определены наиболее существенные параметры, характеризующие активность АГВ, описана техника измерений этих параметров. Обсуждается влияние АГВ на систему ионосфера - термосфера. Представлены некоторые результаты, полученные в ходе эксперимента WAGS на установке Сондрестром.

Ил. 5, табл. 7, список лит. 74 назв.

#### УДК 551.51:534.1

Г р и г о р ь е в Г. И., С а в и н а О. Н. О механизмах генерации акустико-гравитационных волн в изотермической атмосфере // Неустойчивости и волновые явления в системе ионосфера - термосфера / ИПФ АН СССР. Горький, 1989. С. 26.

Для модели изотермической атмосферы рассмотрены механизмы генерации акустико-гравитационных волн и поверхностной волны Ламба локализованными в пространстве монохроматическими, импульсными и прямолинейно движущимися источниками. Получены и проанализированы частотные и пространственно-временные характеристики генерируемых возмущений.

Ил. 5, список лит. 23 назв.

#### УДК 551.511.3

П е т в и а ш в и л и В. И., Ф е л ь д ш г е й н А. Я. Трехмерные автосолитоны Россби в верхней атмосфере // Неустойчивости и волновые явления в системе ионосфера - термосфера / ИПФ АН СССР. Горький, 1989. С.41.

Исследовано распространение в атмосфере Земли трехмерных солитонов Россби. Солитоны имеют характерные горизонтальный и вер-

тикальный размеры тысячи и несколько километров соответственно. Построено распределение течения внутри солитона. Показано, что на высотах 70 – 100 км в качестве источника энергии для поддержания солитона могут служить экзотермические реакции рекомбинации атомарного кислорода. При этом солитон сам влияет на скорости реакций, т. е. реализуется естественный химический реактор.

Ил. 2, список лит. 12 назв.

### УДК 551.511.3

Г и н з б у р г Э. И., С т е п а н о в Б. Е. Планетарные волны в средней атмосфере // Неустойчивости и волновые явления в системе ионосфера – термосфера / ИПФ АН СССР. Горький, 1989. С. 49.

Дан обзор современного состояния теории распространения планетарных волн (ПВ) в средней атмосфере. Отмечается, в частности, что кривизна Земли формирует глобальный (широтный) волновод для ПВ в каждом из полушарий; определенные структуры зональных течений приводят к образованию локальных волноводов (к широтной локализации возмущений), а также допускают значительное просачивание ПВ в область восточных ветров. Изменения фазовых соотношений для возмущений на нижней границе изменяют амплитуды ПВ в средней атмосфере в несколько раз – эффект, который может быть связан с внезапными стратосферными потеплениями.

Ил. 5, список лит. 25 назв.

### УДК 550.388.2

Б е л и к о в и ч В. В., Б е н е д и к т о в Е. А., В я х и р е в В. Д., Г о н ч а р о в Н. П. Методы и результаты изучения неоднородностей в слое D // Неустойчивости и волновые явления в системе ионосфера – термосфера / ИПФ АН СССР. Горький, 1989. С. 61.

Представлены результаты исследований неоднородностей области D проведенных с помощью установки частичных отражений в Горьком. Изучались неоднородности различных горизонтальных масштабов от десятков метров до ~ 1000 км. Получены высотные распределения мелкомасштабных неоднородностей, ответственных за появление частичных отражений. В предположении о равномерном заполнении рассеивающего объема исследована относительная интенсивность рассеивающих неоднородностей. Измерения частотных спектров обратно-рассеянных сигналов дают дополнительную информацию о неоднородностях области D.

Ил. 8, список лит. 14 назв.

### УДК 551.510.535:551.501.8

Б а б и ч е н к о А. М., К о т и к Д. С., М и г я - к о в С. Н., М и р о н е н к о Л. Ф., Р а п о п о р т В. О.

О возможности использования эффекта генерации электромагнитных сигналов комбинационных частот в ионосфере для исследования динамики мезосферы // Неустойчивости и волновые явления в системе ионосфера – термосфера / ИПФ АН СССР. Горький, 1989. С.71.

Проанализированы результаты ряда экспериментов по генерации ОНЧ-сигналов комбинационных частот в ионосфере мощным КВ-средством вблизи г. Горького. Показано, что суточная вариация амплитуды, направление главной оси эллипса поляризации и спектр мощности флуктуаций амплитуды тесно связаны с геомагнитной активностью и ветровыми движениями на высотах 70 – 80 км. Предложены новые методики по исследованию динамического режима ветровых систем на высотах 70 – 80 км и внутренних гравитационных волн, основанные на измерениях ряда параметров ионосферных ОНЧ-сигналов.

Ил. 13, список лит. 16 назв.

УДК 551.510.535:551.501.8

М а з о д ь е К. О результатах наблюдений на установке некогерентного рассеяния в Сен-Сантене: 1966 – 1987 гг. // Н.-устойчивости и волновые явления в системе ионосфера – термосфера / ИПФ АН СССР. Горький, 1989. С.84.

Представлены некоторые результаты наблюдений на установке некогерентного рассеяния в Сен-Сантене (Франция,  $44^{\circ}38'55''$ ,  $2^{\circ}11'38''$ ), работавшей с 1966 по 1987 гг. Эти наблюдения позволили сделать ряд важных выводов о структуре и динамике ионосферы и термосферы. Показана необходимость учитывать нелокальный характер теплопереноса в ионосфере, обусловленный движением фотоэлектронов вдоль силовых линий, и влияние тонкой структуры уровней атомарного кислорода на электрон-нейтральные столкновения. Детально исследовано поведение ветров в термосфере в зависимости от сезона, времени суток и магнитной возмущенности. Обсуждаются также результаты изучения динамики ионосферных токов в магнитно-спокойные периоды. Найдено, что при малой магнитной возмущенности имеется значительная асимметрия север – юг, связанная с продольными токами, текущими между полушариями.

Ил. 18, список лит. 32 назв.

УДК 551.510.535:550.385

Ш у ш ч е в и ч Э. П. Влияние магнитосферы и термосферы на локальные ионосферные процессы, приводящие к образованию плазменных неоднородностей // Неустойчивости и волновые явления в системе ионосфера – термосфера / ИПФ АН СССР. Горький, 1989. С.107.

Дан краткий обзор сегодняшних представлений о природе и морфологии ионосферных неоднородностей, а также их спектральном рас-

пределении в области высоких и экваториальных широт. Обсуждаются причинно-следственные связи в системе магнитосфера – ионосфера – термосфера, ведущие к генерации различных типов неоднородностей. В авроральных широтах важную роль играют высыпания энергичных частиц, мощность которых коррелирует с величиной электрического потенциала, приложенного к полярной шапке. Динамика среднеширотной и экваториальной ионосферы существенным образом зависит от так называемого "реликтового" ветра (fossil-wind), обусловленного формированием системы термосферных ветров при интенсификациях магнитосферной конвекции. В подтверждение вышесказанного приводятся некоторые экспериментальные результаты, полученные в рамках программы SUNDIAL. Обсуждаются направления дальнейших исследований.

Ил. 15; список лит. 32 назв.

#### УДК 551.510.535

Беленов А. Ф., Ерухимов Л. М., Мигяков Н. А., Мясников Е. Н., Фролов В. Л. Проблемы турбулентности верхней ионосферы и искусственная ионосферная турбулентность // Неустойчивости и волновые явления в системе ионосфера – термосфера, / ИПФ АН СССР. Горький, 1989. С. 132.

Представлены результаты экспериментальных исследований спектров флуктуаций концентрации естественных и искусственных неоднородностей верхней ионосферы. Рассмотрены вопросы, связанные с генерацией и релаксацией неоднородностей различных масштабов. Исследуются возможности использования искусственной ионосферной турбулентности для понимания физических механизмов формирования спектров флуктуаций электронной концентрации.

Ил. 13, список лит. 13 назв.

#### УДК 550.388.2

Гершман Б. Н., Понятов А. А. Градиентно-дрейфовые неустойчивости ионосферной плазмы // Неустойчивости и волновые явления в системе ионосфера – термосфера / ИПФ АН СССР. Горький, 1989. С. 145.

На основе квазигидродинамического описания рассмотрены теоретические аспекты градиентно-дрейфовой неустойчивости ( $\vec{E} \times \vec{H}$  неустойчивости) применительно к областям E и H ионосферы на всех широтах как в линейном, так и в нелинейном приближениях. В нелинейном квазистационарном режиме, определяемом трехволновым взаимодействием м.д., приведены выражения для двумерного изотропного энергетического спектра флуктуаций электронной концентрации.

Список лит. 18 назв.

УДК 550.385:551.510.535

Гринвальд Р. А., Бейкер К. Б., Рюхониemi И. М., Дьюдени Дж. Р., Пиннок М. Дж., Леонард Дж. М. Нестационарная магнитосферная конвекция и ее ионосферные проявления в сопряженных областях // Неустойчивости и волновые явления в системе ионосфера – термосфера / ИПФ АН СССР, Горький, 1989. С. 156.

Представлены результаты наблюдений конвекции в каспе, проводившихся с помощью двух КВ-радаров одновременно в обоих сопряженных областях. При квазистационарном межпланетном магнитном поле картина конвекции соответствует теории Хелпнера–Мейнарда. Изменение  $V_{\psi}$  компоненты ММП приводят после некоторой задержки, связанной с распространением возмущений от границы магнитосферы до ионосферы, к практически одновременной для обоих полушарий смене типа конвекции. причем характер этой смены зависит от направления смены знака  $V_{\psi}$ . Если направление  $V_{\psi}$  меняется с отрицательного на положительное, то изменение типа конвекции происходит как вторжение области с новым типом с восточной стороны; этот процесс длится более 5 мин. При обратной же смене знака  $V_{\psi}$  новый тип конвекции формируется почти одновременно во всем полушарии и затем эта область расширяется к полюсу и к экватору.

Ил. 7, список лит. 10 назв.

УДК 551.510.535

Фулер – Роуэлл Т. Дж., Рис Д. Моделирование газодинамики и электродинамики термосферы и ионосферы // Неустойчивости и волновые явления в системе ионосфера – термосфера / ИПФ АН СССР, Горький, 1989. С. 171.

С помощью трехмерной нестационарной модели системы ионосфера – термосфера исследуется отклик этой системы на солнечные, магнитосферные и приливные воздействия. Особое внимание уделяется тем особенностям этого отклика, которые отражают сильное электродинамическое взаимодействие нейтральной среды и плазмы. Приведен ряд вычислительных экспериментов, позволивших описать и интерпретировать широкий круг наблюдаемых явлений и тем самым составить целостную картину процессов в этой области атмосферы. В верхней термосфере глобальные ветры, температурное распределение и композиционный состав определяются в первую очередь притоком солнечной энергии и сезонными изменениями энергобаланса. На меньших высотах важными источниками импульса и энергии являются приливные воздействия, а также планетарные и гравитационные волны, распространяющиеся вверх из нижней и средней атмосферы. Однако наиболее интенсивное газодинамическое и электродинамическое взаимодействие разных подсистем имеет место на высоких широтах,

где непосредственно проявляются сильно нестационарные магнитосферные процессы. На всех уровнях трение между ионами и нейтралами порождает интенсивные ветры с большим преобладанием циклонов (что обусловлено так называемым эффектом инерционного резонанса). Распределение ветров, температур, композиционного состава и плотности плазмы существенным образом зависит от времени года, гринвичского времени и от направления межпланетного магнитного поля. На джоулеву диссипацию сильно влияет электрическое поле, индуцированное нейтральным ветром, особенно в вечернем закатном секторе, где индуцированные эффекты велики, и по дивергенции горизонтального тока можно определять продольный ток.

Ил. 7, список лит. 25 назв.

УДК 551.510.535:551.501.8

Б р е к к е А. Изучение проводимостей и токов в авроральной ионосфере с помощью установки EISCAT // Неустойчивости и волновые явления в системе ионосфера – термосфера / ИПФ АН СССР. Горький, 1989. С. 189.

Представлены результаты исследований проводимостей и токов в авроральной ионосфере, полученные в последнее время на установке EISCAT. Найдено, что в магнитоспокойные периоды величины интегральных (по высоте) проводимостей изменяются довольно регулярным образом в соответствии с изменениями солнечного зенитного угла. Показана возможность использовать отношение холловской и педерсеновской интегральных проводимостей для оценки характерной энергии выпадающих частиц, найдено соотношение между этими величинами. Определены величины плотности тока в ионосфере на четырех различных высотах в E-слое. В ночное время ток обусловлен главным образом локальным электрическим полем, днем ток ведет себя таким образом, как будто электрическим полем можно пренебречь.

Ил. 9, табл. 2, список лит. 8 назв.

УДК 551.501.8:551.510.535

К у с т о в А. В., У с п е н с к и й М. В., К а н г а с Й., Х у с к о н е н А., Н и л ь с е н Э., Ф е й е р Б. Г. Высотный профиль аврорального рассеяния и фазовая скорость неоднородностей: эксперимент STARE // Неустойчивости и волновые явления в системе ионосфера – термосфера / ИПФ АН СССР. Горький, 1987. С. 205.

Исследуются данные одновременных наблюдений STARE/EUSCAT в общей зоне над Тромсё. Подтвержден факт недооценки ионосферного дрейфа электронов по измерениям STARE в соответствии с более ранними результатами Нильсена и Шлегеля (1985). В настоящей работе это явление рассматривается как следствие так называемого



ellipse and the power spectrum of amplitude fluctuations are associated with the geomagnetic activity and the wind motion at 70-80 km heights. New methods are proposed for the investigation of the dynamic regime of wind systems at 70-80 km heights and internal gravity waves, based on measuring some parameters of ionospheric VLF signals.

**M a z a u d i e r C.** On the Saint-Santin incoherent scatter sounder results 1966-1987.

This paper presents selected observations obtained with the Incoherent Scatter Sounder (ICS) of Saint-Santin (France, 44 38 55 2 18 38 ), which was operated from 1966 to 1987. Those observations lead to some important conclusions on the structure and the dynamics of the ionosphere and the thermosphere. The non-local heat transfer due to photoelectrons traveling along the magnetic field lines, and the influence of the fine structure of atomic oxygen on the electron-atomic collision term were shown to be important for data interpretation. The dependence of thermospheric neutral winds on the season, the local time and the magnetic disturbance level was investigated in detail. Results of studying the dynamics of ionospheric currents during magnetically quiet periods are presented. A significant North-South asymmetry was found to exist even when the magnetic activity is very low. That asymmetry was explained by the parallel current flowing between two hemispheres.

**S z u s z c z e w i c z E. I.** Magnetospheric and thermospheric controls of local ionospheric processes resulting in instabilities and plasma irregularities.

A brief review of our current understanding of irregularity distribution functions at high and equatorial latitudes is presented. Contribution of various coupling processes in the magnetosphere-ionosphere-thermosphere system to the dynamics of ionospheric irregularities is discussed. At high latitude, the energetic particle precipitations correlated with the polar cap potential play an important role while the mid-latitude and the equatorial ionospheres are strongly influenced by the "fossil-wind" caused by the poleward retreat of the shielding layer during the convection decrease. As an illustration, some experimental results obtained within the SUNDIAL program are presented and future activities and research efforts are discussed.

B e l e n o v A. F., E r u k h i m o v L. M., M i t y a -  
k o v N. A., M y a s n i k o v E. N., F r o l o v V. L.  
Problems of the upper ionosphere turbulence and the artificial iono-  
spheric turbulence.

Experimental results are presented for the investigation of the fluctuation spectra of natural and artificial irregularity density in the upper ionosphere. Problems associated with the generation and relaxation of irregularities of various scales are considered. Possibilities for using the artificial ionospheric turbulence for better understanding of the physical mechanisms of the electron density fluctuation spectrum formation are investigated.

G e r s h m a n B. N., P o n y a t o v A. A. Gradient-  
drift instabilities of ionospheric plasmas.

On the basis of a quasihydrodynamical description, theoretical aspects of the gradient-drift instability (E H instability) are considered as applied to the ionospheric E and F regions at all latitudes both in the linear and in the nonlinear approximation. In the nonlinear quasi-stationary regime determined by the three-wave interaction of modes, formulae for the two-dimensional isotropic power spectrum of electron density fluctuations are presented.

G r e e n w a l d R. A., B a k e r K. B., R u o h o n i e -  
m i J. M., D u d e n e y J. R., P i n n o c k M. J., L e o n -  
a r d J. M. Non-stationary magnetospheric convection and related conjugate ionospheric effects.

Observations of cusp-related convection made with two HF radars will be presented. The radars are located in conjugate hemispheres and provide simultaneous measurements of dayside convection near the cusps. Convection maps obtained under quasi-stationary IMF conditions are quite similar to the average conjugate convection patterns obtained by Heppner and Maynard Transitions in IMF By were accompanied, after a few minutes from the time that the IMF state change is incident on the magnetospheric boundary, by nearby simultaneous transitions in the high-latitude convection patterns in both hemispheres, and the character of the transition is dependent on the sense of the IMF By change. Positive transitions appear to be associated with the encroachment of new patterns from an east to west direction. More than 5 minutes are required for these patterns to expand across the noon local time sector. In contrast, negative transitions appear to lead to new convec-

tion patterns that form almost immediately across the entire noon local time sector and expand poleward and equatorward.

F u l l e r - R o w e l l T. J., R e e s D. Modelling the dynamics and electrodynamics of the thermosphere and ionosphere.

A three-dimensional, time-dependent, thermosphere-ionosphere model has been used to illustrate the response of the region to solar, magnetospheric, and tidal forcing. Of particular interest are features in the response which affect the electrodynamics, and which illustrate the strong coupling between the neutral fluid and the plasma. A picture of this atmospheric region will emerge from a series of simulations, to encompass and interpret the range and variability of observed phenomena. The global wind, temperature, and composition of the upper thermosphere is initially controlled by the solar radiation input, and the seasonal changes in the energy budget. Towards the lower altitudes the influence of tides, planetary waves, and gravity waves, propagating upwards from the lower and middle atmosphere, are an important source of momentum and energy. The strongest dynamical and electrodynamic interactions, however, occur at high latitudes, where the imprint of the highly variable magnetospheric sources is most profound. High velocity winds are driven at all levels by ion-drag, with a strong preference for clockwise vortices, due to an inertial resonance effect. The pattern of winds, temperature, composition and plasma density all have a strong dependence on season, Universal Time, and the direction of the Interplanetary Magnetic Field. Joule dissipation is significantly affected by the neutral wind induction field, particularly in the dusk sector where the wind response is large, and the divergence of the horizontal current provides a measure of the field-aligned current.

B r e k k e A. Studies of conductivities and currents in the auroral ionosphere by EISCAT.

A presentation of recent studies by EISCAT of the auroral ionospheric conductivities and currents is given. Quiet time values of the height integrated conductivities, conductances, are found to vary according to variation in the solar zenith angle in a rather regular manner. The Hall- to Pedersen-conductance ratio as an indicator of the hardness of the energetic particle precipitation is demonstrated and a relationship is found between this ratio and the characteristic energy of these particles. Finally ionospheric current densities are derived at 4

different E-region heights. At night, the electric field is the dominating current source, while the current behaves at day as if the electric field can be neglected.

K u s t o v A. V., U s p e n s k y M. V., H a u s k o n e n A., K a n g a s J., N i e l s e n E., F e j e r B. G.

STARE: Altitudinal profile of auroral backscatter and irregularity phase velocity.

Simultaneous STARE/EISCAT observations in a common collecting area over Tromsø are studied. The STARE irregularity drift velocity underestimation is confirmed in accordance with earlier results by Nielsen and Schlegel (1985). In this paper we consider the phenomenon as a result of so-called altitudinal profile of auroral backscatter (APB). Two effects are taken into consideration: the first one is the drift velocity depression due to the charged particle collisions with neutrals; the second effect is collection of scattered signals along the APB from different ionospheric heights. As a result the STARE irregularity drift velocities measured can be underestimated up to 10-30%. It is shown that APB effects alone can help us to understand the experimental data for moderate E-field.

M i s h i n E. V., T e l e g i n V. A. On energy transformation and modification of the upper atmosphere during auroral disturbances.

It is shown that high efficiency of the energy transformation of electric fields (currents) and precipitating electrons needed for substantial modification of the chemical composition of the upper atmosphere, which is followed by fast heating of neutrals and emission in the IR and UV, can be reached in the layer of higher plasma turbulence, which can serve as a natural plasmachemical reactor.

B e l y a e v P. P., P o l y a k o v S. V. Resonance properties of the ionosphere in the range of short period geomagnetic pulsations. The ionospheric Alfvén resonator.

The present review gives the results of theoretical and experimental investigations of the resonance properties of the ionosphere associated with the ionospheric Alfvén resonator (IAR). In particular, the main properties of IAR are described as well as the IAR effect on the Alfvén wave reflection from the ionosphere. Experimental results are

reported and the theory of the resonance structure formation of the atmospheric electromagnetic noise background spectrum in the range of short-period geomagnetic pulsations is presented.

**T r a k h t e n g e r t s V. Yu., F e l d s t e i n A. Ya.**  
Turbulent boundary layer in the polar ionosphere and substorm breakup.

Turbulent boundary layer (TBL) formation is considered in the polar ionosphere due to the interaction of magnetospheric convection with neutral atmosphere. TBL consists of short-scale oblique Alfvén waves (Alfvén vortices) trapped into an ionospheric Alfvén resonator (IAR), which is bounded by the ionospheric E-layer from below and by the region of sharp increase of the Alfvén velocity at heights up to the Earth's radius from above. It is shown that the anomalous dissipation of Alfvén vortices can serve as a powerful source of high-energy ( $VW \approx 10$  keV) electrons which can contribute appreciably to the substorm energy budget. The peculiarities of electrodynamic coincidence of IAR with the ionospheric E-layer lead to an "explosive" character of TBL development which can explain the substorm breakup at ionospheric heights. If the TBL switching threshold is reached in a local region, then the subsequent behavior of the TBL is analogous to the streamer-like development of an electric discharge in gas. The streamer-like model for the spatio-temporal development of TBL permits one to interpret the main properties of a westward traveling surge in substorm auroral activations.

**V o l o k i t i n A. S.** Alfvén turbulence and vortices on the auroral field lines.

The nonlinear theory of sheared Alfvén waves in the auroral magnetosphere is discussed. It is supposed that the most important processes are the decay of an Alfvén wave in two other Alfvén waves or the decay in another Alfvén wave and in convection and magnetostatic modes. Three cases are considered: when dispersion of waves is caused by ion inertia, by inertia of electron motion along magnetic field or by finite ion Larmor radius. It is shown that the amplitudes of Alfvén waves observed by satellite are large enough to produce strong Alfvén turbulence on auroral magnetic field lines. The theory of localized Alfvén vortices is also described and the possibility of their formation in the auroral magnetosphere is discussed.