МИНИСТЕРСТВО ОБЩЕГО И ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

Известия высших учебных заведений

РАДИОФИЗИКА

ежемесячный научно–технический журнал

Издается с апреля 1958 г.

Том XLII N 7 Нижний Новгород 1999

Содержание

Gurevich A. V. Modern problems of ionospheric modification 599

Isham B., Hagfors T., Mishin E., Rietveld M. T., LaHoz C., Kofman W., and Leyser T. A search for the location of the HF excitation of enhanced ion acoustic and Langmuir waves with EISCAT and the Tromsø heater 607

Сергеев Е. Н., Грач С. М., Комраков Г. П., ФроловВ. Л., Штуббе П., Тиде Б., Лейзер Т., Карозви Т. Влияние мелкомасштабных неоднородностей на характеристики overshoot-эффекта в эволюции искусственного радиоизлучения ионосферы. Часть I. Стадия развития 619

Frolov V. L., Kagan L. M., and Sergeev E. N. Review of SEE features: recent results obtained at the "Sura" heating facility 635

Istomin Ya. N. and Leyser T. B. Quantization of plasma density irregularities under the action of a powerful electromagnetic wave: spectrum of upper hybrid oscillations self consistently trapped in the density cavities 641

Грач С. М. О кинетических эффектах в F-области ионосферы, возмущённой мощными радиоволнами 651

Gondarenko N.A., Guzdar P.N., Milikh G.M., Sharma A.S., Papadopoulos K., and Ossakow S. L. Spatio-temporal development of filaments due to the thermal self-focusing instability near the critical surface in ionospheric plasmas 670

Бойко Г. Н., Грач С. М., Сергеев Е. Н., Комраков Г. П., Митяков Н. А., Гровс К. Искусственная полость в ионосфере, индуцированная излучением стенда "Сура" 682

Мясников Е. Н. Неустойчивость дрейфовых МГД-волн в верхней ионосфере 691

Ерёменко В. А., Черкашин Ю. Н. Нелокальное нелинейное взаимодействие высокочастотных волн с ионосферой 700

Лапин В. Г. О снижении порога нелинейного взаимодействия волн в плазме с периодическими неоднородностями 704

MODERN PROBLEMS OF IONOSPHERIC MODIFICATION

A. V. Gurevich

Rapid progress in the experiments and theory during last few years allowed to take a fundamental new step in our understanding of physical processes in the ionosphere modified by powerful radiowaves.

INTRODUCTION

One of the most important new physical phenomena discovered during ionospheric modification is the generation of a small scale irregularities — striations. Striations determine strong field aligned scattering and wide band attenuation of radiowaves, affect significantly the stimulated electromagnetic emission. The theory and observations demonstrate a whole complex of nonlinear processes in ionospheric plasma, determining the existence of striations: generation of upper hybrid waves, their trapping and decay inside striations, intensive transformation into Z-mode and electromagnetic waves. The trapped waves determine strong heating and transport along and across striations, what lead to a new type of self-focusing process of a pump wave and results in bunching of striations. The review would cover the modern methods of theoretical and experimental investigations, the future perspectives would be stressed.

1. NONLINEAR STRUCTURING OF THE MODIFIED IONOSPHERE

1.1. Experiment

In a numerous previous studies using different radio sounding methods a strong amplification of ionospheric inhomogeneties in modification experiments was established [1, 2]. This artificial "ionospheric turbulence"has a wide Fourier spectrum — from 1 m to 10 km [3–6]. It was usually divided into two main parts with large scales ($0.1 \div 10$ km) and small scales ($1 \div 20$ m). The large scale turbulence was supposed to develop as the result of selffocusing instability of the powerful pump radiowave [3–4], the small scale — of a quite different process called the resonance instability [7–10].

The new *in situ* experiments on the rockets by Kelley el al. [11] established quite a definite nonlinear structures, which develop in a wide height range of the order of 30 km around the reflection point of the ordinary pump wave.

The following main features of the structures in a modified region of ionosphere are established.

1) Existence of stationary striations alongated magnetic field lines on several kilometers. This fully agrees with the results obtained previously by radio sounding methods [6].

2) The characteristic width (full width at half maximum) of striations is of the order of $5 \div 10$ m.

3) The density perturbations N_1 inside striations are negative ($N_1 < 0$). This result was obtained on the rockets for the first time. It fully agrees with the well known theoretical prediction of resonance instability [7–9].

4). The density depletions in striations have unexpectedly large amplitudes up to $|\frac{N_{1\max}}{N_0}| \sim 10\%$, where N_0 is unperturbed electron density. The averaged value of density fluctuations according to [11, 12] is of the order of 2%. The close value of the order of 1% was estimated from the observations at Platteville,

SURA, and Tromsø facilities under conditions of strong anomalous absorption. So, an agreement with the radio observations of the rms value of density fluctuations exists. This means that in the regions filled with striations in Arecibo the pump radio wave absorption should be quite strong — more than 10 dB.

5) Striations are not everywhere. In the modified region crossed by the rocket three filled with striations large patches having dimensions of $1 \div 2$ km are seen. The distances between the patches where striations are *not* seen are of the same order. Striations in patches form groups — bunches of striations (with definite pike-type structure) which have various dimensions of the order of $0.1 \div 0.5$ km. In general, the picture inside patches agrees with the developed large scale ionospheric turbulence structure observed by radio methods [3, 6]. The new result is the existence of definite middle scale structures — bunches and very well defined kilometer scale structures (patches) — with the complete absence of striations in the regions between them.

6) Detailed comparison of a scattered radio spectrum in Arecibo, calculated from the data of measured density fluctuations in the rocket experiments [12], with the direct radio scattering measurements in Platteville [13–15] allowed to establish a significant difference in characteristic scales of striations across the Earth's magnetic field: in low-latitude ionosphere (Arecibo) striations are $6 \div 7$ times larger, than in middle and northern latitudes (Platteville, Sura, Tromso).

1.2. Theory

The generation of striations was one of the most significant new physical phenomena, discovered during ionosphere modification by powerful radio waves. The striations determine both the effective field aligned scattering of UHF and VHF radio waves (AFAS), anomalous absorption of the pump wave (AA) and a strong attenuation of a probe waves in a wide frequency band (WBA) [2, 3, 16]. A close connection of striations with a high frequency emission (SEE) of the disturbed ionosphere is also established [17–19]. Due to anomalous absorption striations determine strong damping of the Langmuir turbulence, which effectively develops in the vicinity of reflection point of an ordinary pump wave during the first $10 \div 100$ ms after the pump switching on.

Resonance instability. The resonance instability [7–10] is developing in the so-called "resonance region"of the ionosphere in the vicinity of an upper hybrid resonance. In upper hybrid (UH) resonance the frequency of natural plasma UH waves is equal to the frequency of an ordinary pump wave (PW): $f_{\rm UH} = f_{\rm PW}$. If the density depletion N_1 exist in the UH region then the pump wave would energetically excite the UH waves inside the inhomogeniety. Due to the heating of plasma by UH waves, the temperature of electrons $T_{\rm e}$ will grow up and the depletion amplitude $N_1(0)$ will grow up as well. This process is called "resonance"instability, as inhomogeniety plays role of a resonator, where the powerful ordinary waves effectively pumps on the natural plasma UH waves due to the direct linear transformation on the gradient of density inhomogeniety.

The resonance instability is nonlinear and explosive: $N_1(0) \sim (t - t_0)^{-\alpha}$, where t is time, and coefficient $\alpha \simeq 1 \div 2$ depending on the characteristics of inhomogeniety. The main features of resonance instability were confirmed by ionospheric experiments. Let us mention also, that the instability is determined by the component of the pump electric field, orthogonal the Earth's magnetic field at the upper hybrid level $E_{0\perp}^{\rm UH}$. This component is high enough for the north and middle latitudes on the Earth and diminishes strongly for the low latitudes $\lambda \leq 30°$. Due to this the conditions of resonance instability excitation at low latitudes (for example in Arecibo), are much more difficult then in middle and northern latitudes (Platteville, Sura, Tromso, HAARP).

We note that the theory another name, usually used in literature for the same resonance instability process is thermal parametric instability [20, 21].

Stationary state of striations. A fundamental problem is the nonlinear stationary state which is established after the full development of the resonance instability. Exactly this stationary state determines the main characteristics of various nonlinear phenomena in the ionosphere, which were explored using different radio methods (AFAS, WBA, SEE). Moreover, the striations were recently observed directly in experiments *in situ* on board of rockets [11].

The theory of stationary state of the striations in ionospheric plasma was developed recently by Gurevich, Lukyanov and Zybin [22–24].

The stationary state of striations is described by a system of nonlinear stationary equations for transport of particle density, electron temperature and equation for the electric field of plasma waves excited in striations in the upper hybrid resonance region. All transport processes — diffusion, thermal diffusion, thermal conductivity, together with recombination and energy exchange should be taken into account. We emphasize, that in the F-region transport is strongly anisotropic.

Solutions of this strongly nonlinear system was obtained by Gurevich, Lukyanov and Zybin [22, 23], using small parameters which arise from the concrete physical situation in the reflection region of ordinary radio wave. The obtained structure of isolated striation is shown at Fig. 2 of [23]. The threshold critical value $E_{\rm c}$ of electric field of the pump wave E_0, when stationary striation can exist ($E_0 \geq E_{\rm c}$), is determined. It is of the order $10 \div 100$ mV/m depending on ionospheric conditions and conditions of excitation. This value is easily reached in ionospheric modification experiments.

It follows from the theory, that the stationary striations are density depletions elongated along magnetic field lines on the scales $L_T \sim 10 \div 15$ km. The characteristic half-width of the striations is $l \sim 5 \div 10$ m. The depth of the density depletions $|N_1/N_0| \sim 1 \div 10\%$. The shape, depth, and width of the depletions depend on one dimensionless parameter; the width is growing with diminishing depth. The considered stationary striations exist for a finite value at $N_1 > N_{\rm min}$ only, where $N_{\rm min}/N_0 \approx 0.012$. We emphasize that the striations observed in experiments performed by Kelley et al. [11], their elongation (of the order of 10 km), the depth of density depletions ($2 \div 10\%$), and their characteristic half-width scale ($5 \div 10$ m) correspond well to the proposed theory. The minimum amplitude of the depletions observed ($1 \div 2\%$) is also in accordance with the theory.

The main prediction of the theory is a strong enhancement of electron temperature inside striations $T_{\rm e_{max}}/T_{\rm e} \sim 2 \div 4$ in the heated region near UH resonance point. This fact has not yet been observed.

We stress that the source responsible for the explosive character of resonance instability is a strong heating inside striations which is proportional to $(N_1/N_0)^2$. The stabilization comes from a nonlinear growth of the transport coefficients (mostly thermal conductivity κ) with the temperature $T_{\rm e}$. That is why the stationary solution exists only for large enough values of $T_{\rm e_{max}}/T_{\rm e} > 1.6$ (or for $N_1/N_0 > 0.012$). This nonlinear stabilization process was not considered previously.

If the frequency of the pump wave $f_{\rm PW}$ is in the vicinity of harmonics of the electron gyrofrequency ($f_{\rm PW} \approx nf_H$) new physical processes become significant. We considered in [22] the excitation of striations on the vicinity of the third gyroharmonic $f_{\rm PW} \approx 3f_H$. In this region not only upper hybrid plasma waves (UHW), but a new one mode — the Bernstein mode (BW) — could be excited by the pump wave. The significant difference between these two modes is that UHW is trapped inside the striations, but BW is not trapped. The energy of UHW being trapped heats the striations. The BW propagates freely transporting the energy out of striations. That is why the amplitude of excited striations is falling down in the close vicinity of the gyroresonance, where $f_{\rm PW} = nf_H$.

Anomalous absorbtion and wide band attenuation. The existence of striations determines the anomalous absorption of the pump wave and any other probe wave in a wide frequency range up to $200 \div 400$ kHz around the pump wave frequency — this is so called wide band attenuation (WBA). The absorption is due to the excitation of upper hybrid waves inside striations by the direct linear transformation of the pump wave or probe waves on the striation density depletions. As the excitation of striations depends nonlinearly on the

amplitude of a pump wave, and the amplitude of a pump wave is damping due to the anomalous absorption on striations, this two processes are strongly coupled. This connection depend significantly on the number (or the density) of striations. Significant is also the leakage of the part of UHW energy to the Z-mode, which is generated by the UHW in the presence of striations. All these processes were taken into account in [24]. That allowed to construct the nonlinear theory of anomalous absorption. Previously anomalous absorption was considered only in a linear form: the waves are absorbing at the given striations (see reviews [3, 6]) Now we consider nonlinear situation, when the striations depend strongly on the pump wave field E_0, but the pump wave itself is absorbed by striations. This process affects significantly the whole structure of resonance region and is changing dramatically in the vicinity of gyroharmonic $f_{\rm PW} \approx nf_H$. A strong diminishing and even full disappearance of striations and anomalous absorption in the vicinity of the third gyroharmonic $f_{\rm PW} \approx 3f_H$ is shown by Gurevich et al. [24]. This effect is in a full qualitative agreement with observations [16, 25].

Selffocusing on striations. The negative character of density disturbances in striations lead to a new type of nonlinear interaction of the pump wave with the modified ionosphere — selffocusing on striations. The process results in formation of bunches of striations [26].

When the ordinary pump wave is propagating in the direction along magnetic field a large number of striations could be excited. The dimensions of striations across magnetic field are small in comparison with length of the pump wave and the density depletion in striations N_1 depend on the pump wave amplitude E_0. Due to this the average over a large number of striations $\langle N_1 \rangle$ is negative and depend on $E_0 : \langle N_1 \rangle = \langle N_1 \rangle (E_0)$. It results in nonlinear positive correction in dielectric permitivity and lead to the focusing of pump wave on striations. The self-focused pump wave amplitude has a bell-like form. The characteristic scale of a bunch of striations $L \sim 0.1 \div 1$ km, it is growing practically linearly with the $E_{0\max}$ — maximal pump amplitude in the bunch.

Maximal large scale structures in a low latitude ionosphere (patches). In a middle and northern latitude ionosphere the striations are everywhere and the considered process of self-focusing on striations results in the developing of a wide range of large scale structures up to the maximal scales of the order of the pump beam. Only the amplitude inhomogeniety of the incendent pump beam should be taken into account to determine the form and scales of the maximal structures in the case. The last problem has not yet been considered by the theory.

Quite a different situation is in the low latitudes, where the inclination angle α of the Earth's magnetic field to the vertical is large enough, $\alpha \geq 30°$. For example, at Arecibo $\alpha \approx 40°$ and the direct generation of striations due to excitation of resonance instability is very difficult or even forbidden for a not too powerful pump wave here. The striations could be then freely excited only in the presence of a large scale inhomogenietes which by itself exist due to the excitation of striations inside them. They form a special large scale patches, where the strongly excited striations exist. Out of the patches there is no striations [27].

Thus the theory not only explains the rocket observations of Kelley et al. [11], but allows as well to reconcile the significant differences in the radio observations at Arecibo and at middle and northern latitude stations (Platteville, Sura, Tromso).

2. IONOSPHERIC TURBULENCE AND SEE

Wide spectrum of plasma turbulence is observed in the numerous ionospheric modification experiments. Mainly different radio methods of observations were used (radio scattering, radio scincillations, SEE emission, radio interferometry; see reviews of [4–6, 28]).

The following classification of the turbulent processes could be proposed

1. Low frequency turbulence $f \sim 10^{-3} \div 10^2$ Hz.
2. High frequency turbulence $f \sim 3 \div 10$ MHz.

3. Middle frequency turbulence $f \sim 1 \div 100$ kHz.

Ionospheric turbulence is extremely wide problem. Here we'll concentrate on a part of a mostly interesting new results only.

The low frequency turbulence is closely connected with nonlinear structure of modified ionosphere.

Drift type instabilities could be excited in the striations due to the significant difference in electron temperature enhancement and density depletions. Due to this plasma in striations is not in a fully equilibrium state: strong gradient of electron temperature $\mathrm{d}T_\mathrm{e}/\mathrm{d}r$ is not compensated by the density gradient $\mathrm{d}N_1/\mathrm{d}r$. It results in generation of a drift electric current, which can lead to excitation of a drift type instabilities. The excited waves are alongated the Earth's magnetic field having the scales about of 1 km along and $0.1 \div 1$ m across field lines, their characteristic frequencies are $10 \div 100$ Hz [26, 29].

Note that in the base of the spectrum of high frequency (HF) radio waves ($f \approx 50$ MHz) scattered by striations at high powers of the heater wave, characteristic dopler width about of 30 Hz is seen [30, 31]. The new mode with analogous minimal frequencies is detected in the rocket measurements as well [11, 12]. One can speculate, that these observations — both in radio wave scattering and direct *in situ* measurements support the existence of striations self-oscillations of drift waves, discussed here.

Striation turbulence is a nonlinear saturation state of the developed drift type instability [32]. This state comes as a result of effective excitation of a instability inside striations, which began to decay and interact, thus not establishing of a fully stationary state of striations. The striations turbulence frequency spectrum has the widht about of $1 \div 10$ Hz. It depends mainly on the magnetic field inclination angle and intensity of the pump wave. Striations turbulence is mostly strong at the UH resonance region, where the characteristic scales of striations both accross and along the magnetic field are several times less than in a fully developed stationary state. Due to the turbulence a transverse heat transport is strongly enhanced, what lead to the effective averaging of electron temperature distribution T_e. Temperature fluctuations ΔT_e inside striations are now not so strong, as in a fully stationary state $\Delta T_\mathrm{e}/T_\mathrm{e} \sim 0.1$, but remain always positive ($\Delta T_\mathrm{e} > 0$, desity fluctuations $\Delta N/N \sim 1 \div 3\%$ — always negative ($\Delta N < 0$).

Modulation instability could be excited in the process of nonlinear selffocusing on striations, if the ionospheric drift caused in F-region by the external electric field would be taken into account. This instability can excite a frequency spectrum $10^{-1} \div 10^{-3}$ Hz. The lowest frequency is determined by the oscillations of the whole disturbed region $f_\mathrm{min} \sim L/V_\mathrm{d}$, where L is the scale of the perturbed region, v_d is the plasma drift velocity across the magnetic field. One can speculate, that exactly these oscillations were observed in a well-known optic measurements in Arecibo by [33].

Effect of amplification of a low frequency motions in striations due to the action of a high frequency turbulence has been recently discovered. The frequency width of a field aligned scattered signal is usually very stable — of the order of $1 \div 5$ Hz. Recent experiments by Ponomarenko et al. [34] have demonstrated a significant growth of the frequency width near the third gyroharmonic. This important new result indicates on a possible connection between a weakly nonstationary state of striations with the excitation of Bernstein modes.

The high frequency and middle frequency turbulence are developing as a result of intensive pumping of plasma waves in the resonant region by the powerful ordinary heating wave. It is deeply connected with the artificial electromagnetic emission of modified ionosphere (SEE).

The main two processes are the development of a strong Langmuir turbulence near the reflection point of O-wave due to parametric decay instability and the intensive pumping of UH wave in striations in the vicinity of UH level. The wide class of nonlinear decay processes, cavitation and acceleration of electrons determine the simultaneous development of the spectrum of high frequency and middle frequency turbulence. Ion sound waves, low hybrid waves, the Bernstein modes, Z-mode are excited thus forming quite a complicated turbulent region. Many interesting features of excited plasma turbulence were established by combined experimental and theoretical analysis by Thidé, Stubbe, Leyser, Erukhimov, Frolov, DuBois,

Mjølhus, Grach et al.

A detailed reviews of the recent state of the experimental studies is given by Frolov [35] and Sergeev [36]. A fundamental new approach to the theory of decay process in upper hybrid region, taking into account the trapping of UH waves in striations is developed by Gurevich et al. [37] and Mjølhus [38, 39]. The detailed comparison of the theory and observations of SEE generated by strong Langmuir turbulence is given in [40].

3. EXPERIMENTAL PROGRAM

In conclusion it is natural to indicate on some experiments, which can significantly influence our understanding of a complicated physical processes in ionospheric modification.

1) Rocket *in situ* experiments are of the first class interest. Radio observations, using even the modest technics, give only integral characteristics and due to this ask a detailed analysis to obtain an information about physical processes. The rocket measurementrs using appropriate technics can give information not only about nonlinear structures, but about ionospheric plasma turbulence both in middle frequency and high frequency range, about spectrum of accelerated energetic electrons, electron temperatures and so on. We emphasize, that the rocket measurements are local, what make it possible much more concrete analysis of physical processes and comparison with the theory.

2) The detailed plasma line measurements for the field aligned scattered signal (AFAS) is extremely desirable. Up to now, only one measurement of the plasma line is known done more than 20 years ago by Minkoff et al. [14]. The AFAS plasma line measured with appropriate sensitivity (more than 30 dB to the main level signal) has to give a fundamental information about UH plasma turbulence which determines main physical process in modified ionosphere. Up to now it has been observed by SEE emission only.

3) Acceleration of electrons is one of the mostly interesting problems in ionospheric modification experiments. The optic methods and incoherent scatter radar (ISR) Carlson's method gave a significant information about the electrons with energies $2 \div 20$ eV.

The specific measurements to study dependence of red, green and other optic lines of artificial airglow, when the frequency of the heating wave is close to the multiple gyrofrequency ($f_{\mathrm{PW}} \approx n f_H$) could be significant. We know, that in the vicinity of the multiple gyrofrequency a dramatic reduction and even total vanishing of striations take place. Such changes lead to strong reductions of the artificial red-line airglow possibly even eliminating it, if the airglow results from the electron heating mechanism inside striations [41, 42]. On the other hand, since anomalous absorption fades significantly close to multiple cyclotron resonances, the amplitudes of heating waves in the reflection region and the corresponding electron acceleration by the Langmuir waves have to be magnified [43]. Notice that a strong asymmetry occurs in the vicinity of triple cyclotron resonance. For the upshifted frequency $f_{\mathrm{PW}} > 3f_H$ the striations that disappear at $f_{\mathrm{pW}} = 3f_H$ then come back for the upshift of about 10 kHz , while for the downshifted frequency $f_{\mathrm{PW}} < 3f_H$ the striations come back if the downshift is an order of magnitude more than above. It was also shown [44] that in the frequency range of 20 kHz around the resonance, the effective acceleration of the electrons could be influenced by the upper hybrid plasma waves trapped in the striations. Thus it is possible to expect an essential asymmetry in the observations related to the accelerated electrons in the vicinity of the resonance. Therefore detailed analysis of the airglow, excited by radio wave at frequencies close to multiple harmonics of the cyclotron frequency, are of fundamental interest.

4) The Langmuir turbulence in the reflection region is developing in a few milliseconds timescales. In a time scales of the order of 1 s the situation in the reflection region changes dramatically due to creation of strong striations in the upper hybrid resonance region, which effectively absorb the pump wave below the reflection point. It leads to a diminishing of the level of Langmuir turbulence in the reflection region that was proved by multiple experimental observations.

Quite a special situation arises in the gyroresonance $f_{\rm PW} \approx nf_H$, when striations and anomalous absorption in upper hybrid resonance region disappears. What is the time development of Langmuir turbulence, anomalous absorption, SEE emission, and striations in the reflection region in the gyroresonance conditions? What processes determine the stationary state of the system in that case? This problem is of fundamental interest.

The first preliminary results of its experimental study are reported recently by Leyser et al. [45].

The author acknowledges multiple helpful discussions with Dr. H. Carlson and Dr. K. Zybin. The work was partially sponsored by the EOARD SPC 97–4049 and RFBR 96–02–16465.

REFERENCES

1. Ultlaut W. F. // J. Geophys. Res. 1970. V. 75. P. 6402.
2. Ultlaut W. F., Cohen R. // Science. 1971. V. 174. P. 245.
3. Gurevich A. V. — Nonlinear Phenomena in the Ionosphere — Springer-Verlag, New York, 1978.
4. Fejer J. A. // Rev. Geophys. 1979.
5. Ерухимов Л. М. и др. — В кн.: Тепловые нелинейные явления в плазме — Горький: ИПФАН, 1979. С.7.
6. Robinson T. R. // Phys. Reports. 1989. V. 179. P. 79.
7. Vaskov V. V., Gurevich A. V. // Sov. Phys. JETP. 1975. V. 42. P. 91.
8. Vaskov V. V., Gurevich A. V. // Sov. Phys. JETP. 1977. V. 46. P. 487.
9. Mjølhus E. // J. Plasma Phys. 1983. V. 29. P. 195.
10. Inhester B., Das A., Feier J. // J. Geophys. Res. 1981. V. 86. P. 9101.
11. Kelley M. C. et al. // J. Geophys. Res. 1995. V. 100. P. 17367.
12. Franz T. L. nee Arce, Kelley M. C., Gurevich A. V. // Radio Sci., to be published, 1998.
13. Fialer P. A. // Radio Sci. 1974. V. 9. P. 923.
14. Minkoff J., Kugelman P., Weissman I. // Radio Sci. 1974. V. 9. P. 941.
15. Rao P. B., Thome G. D. // Radio Sci. 1974. V. 9. P. 987.
16. Stubbe P. et al. // J. Geophys. Res. 1994. V. 99. P. 6233.
17. Leyser T. B. et al. // J. Geophys. Res. 1990. V. 95. P. 17233.
18. Leyser T. B. et al. // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 68. P. 3299.
19. Bernhardt P. et al. // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 72. P. 2879.
20. Grach S. M., Trakhtengertz V. Yu. // Radiophys. Quant. Electron. 1975. V.18. P.1288.
21. Grach S. M. et al. // Radiophys. Quant. Electronics. 1977. V. 20. P. 1254.
22. Gurevich A. V., Lukyanov A. V., Zybin K. P. // Phys. Lett. A. 1995. V. 206. P. 247.
23. Gurevich A. V., Lukyanov A. V., Zybin K. P. // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 75. P. 2622.
24. Gurevich A. V., Lukyanov A. V., Zybin K. P. // Phys. Lett. A. 1996. V. 211. P. 363.
25. Stocker A. J. et al. // J. Geophys. Res. 1993. V. 98. P. 13627.
26. Gurevich A. V. et al. // Phys. Lett. A. 1998. V. 239. P. 385.
27. Gurevich A.V. et. al. // Phys. Lett. A. 1999. V. 251. P. 311.
28. Stubbe P., Hagfors T. // Surveys in Geophys. 1997. V. 18. P. 57.
29. Antoni S. N. —- In Book of Abstracts: Vth International Suzdal URSI Symposium on the Modification of Ionosphere, Suzdal, 1998. P. 14.
30. Korovin A. V. et al. // Radiophys. Quant. Electronics. 1982. V. 25. P. 195.
31. Noble S. T., Djuth F. T. // J. Geophys. Res. 1990. V. 95. P. 15195.
32. Gurevich A.V., Zybin K.P. // Phys. Lett. A. 1999. (in press)
33. Bernhardt P. A., Tepley T. A., Duncan L. M. // J. Geophys. Res. 1989. V. 94. P. 9071.
34. Ponomarenko P. V., Leyser T. B., Thidé B. // Geophys. Res. Lett. 1998. (in press).

35. Frolov V. L. — In Book of Abstracts: Vth International Suzdal URSI Symposium on the Modification of Ionosphere, Suzdal. 1998. P. 19.
36. Sergeev E. N. — In Book of Abstracts: Vth International Suzdal URSI Symposium on the Modification of Ionosphere, Suzdal. 1998. P. 21.
37. Gurevich A. V., Carlson H. et al. // Phys. Lett. A. 1997. V. 231. P. 97.
38. Mjølhus E. // J. Geophys. Res. 1998. V. 103. P. 14711.
39. Mjølhus E. — In Book of Abstracts: Vth International Suzdal URSI Symposium on the Modification of Ionosphere, Suzdal. 1998. P. 24.
40. Cheung P. Y. et al. // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 79. P. 1273.
41. Mantas G. P., Carlson H. // J. Geophys. Res. 1996. V. 101. P. 195.
42. Gurevich A. V., Milikh G. M. // J. Geophys. Res. 1997. V. 102. P. 389.
43. Gurevich A. V. et al. // J. Atmos. Terr. Phys. 1985. V. 47. P. 1057.
44. Dimant Ya. S., Gurevich A. V., Zybin K. P. // J. Atmos. Terr. Phys. 1992. V. 54. P. 425.
45. Leyser T. B. et al. — In Book of Abstracts: Vth International Suzdal URSI Symposium on the Modification of Ionosphere, Suzdal. 1998. P. 18.

P. N. Lebedev Physical Institute
of RAS, Moscow, Russia

Поступила в редакцию
25 февраля 1999 г.

A SEARCH FOR THE LOCATION OF THE HF EXCITATION OF ENHANCED ION ACOUSTIC AND LANGMUIR WAVES WITH EISCAT AND THE TROMSØ HEATER

B. Isham [1], *T. Hagfors* [2], *E. Mishin* [2], *M. T. Rietveld* [2], *C. LaHoz* [3], *W. Kofman* [4], *T. Leyser* [5]

In an effort to understand the mechanisms which give rise to the enhanced ion acoustic and Langmuir waves in HF modification experiments, measurements were made with the EISCAT Tromsø heater and the two incoherent scatter radars to locate the regions of enhancement in space. Simultaneous measurements were made of the enhancements with both the VHF (224 MHz) and the UHF (933 MHz) radars, the latter being scanned in the magnetic meridian plane between vertical and field aligned through the *Spitze* angle. The results show that enhanced bottom-side and topside ion acoustic and plasma waves at UHF and VHF are a common phenomena in these data. UHF topside enhanced plasma waves were not observed, possibly due to lack of radar sensitivity. At UHF the enhanced ion waves were strongest when the radar was pointed between the *Spitze* angle and geomagnetic field aligned direction. The topside features we believe give evidence for the production and propagation of Z-mode waves during this experiment. There is no evidence in these data for a decay of Z-mode waves into Bernstein and lower hybrid waves inside the overdense *F* layer as we believe to have observed previously.

INTRODUCTION

EISCAT ionospheric HF modification experiments occationally show evidence that features such as the outshifted plasma line, an enhancement of plasma oscillations at a frequency higher than the heater frequency by hundred to several hundred kHz [1]. There is ample evidence that effects of the HF wave is often able to penetrate the normal reflection level (critical level), travel through the ionosphere to the topside whilst retaining enough strength to cause excitation of both ion acoustic and plasma waves at a level where the plasma frequency is again close to the heater frequency [2]. An explanation of the outshifted plasma line originating from a height above the critical level has been advanced in terms of coupling of the O-mode to a Z-mode at the O-mode reflection level, a decay of this Z-mode wave into Bernstein and lower hybrid waves at the level of reflection of the Z-mode, with associated electron acceleration and enhanced plasma turbulence [3]. This type of decay ought only to take place when the heater frequency is near a multiple of the gyro-frequency, a requirement for long wavelength Bernstein waves to be excited.

In order to test these ideas, and to reaffirm certain previously obtained results, we planned a series of experiments with the Tromsø heater and with EISCAT UHF and VHF radars as diagnostics in addition to stimulated electromagnetic emission (SEE) observations. These experiments were planned to include the following.

1). Measurement at high resolution of the EISCAT HF enhanced plasma line spectra, with the goal of locating the cascade spectrum relative to the matching and reflection heights during daytime experiments. The observed frequency range must be wide enough to include the outshifted plasma line.

2). Measurement of the heater enhanced spectra, and particularly their distribution in height as the Incoherent Scatter Radar (ISR) UHF beam scanned along the magnetic meridian in steps between 13° south of zenith and 13° north of zenith (only the south of zenith scans were carried out in our experiments). The scanning would then include field aligned at the south extreme, and the two *Spitze* directions at approximately 6° north and south of the zenith. (Between the two *Spitze* directions the reflection height stays constant at the level where the heater frequency is equal to the plasma frequency. The reflection height drops beyond these limits. At the *Spitze* angles the k-vector of the heater wave is aligned with the direction of the geomagnetic field). The requirement to include the outshifted line in the spectra applies here also. We would

expect the penetration of the ionosphere to occur at defined directions associated with the close coupling of the Z-mode and the O-mode in a limited angular "window".

3). The scanning for heater frequencies close to a multiple of the electron gyro frequency, and for a heater frequency about half way between multiples of the gyrofrequency. The outshifted plasma line frequencies must be included in the observed spectra. If the scenario described above is correct, the outshifted plasma line at heights above the critical level should only be observed when the heater frequency is close to a gyroharmonic.

4). Performance of low HF duty cycle experiments with increased/lowered HF power during EISCAT experiments in order to investigate the effects of increased/lowered power on the generation processes.

5). Performance of observations with the EISCAT tristatic configuration at high altitude and horizontal resolution in order to observe the effect of the geometry on observations of the normal HF plasma line and on the outshifted plasma line.

6). Simultaneous observations of SEE. It would be particularly interesting to examine the spectra at different angles to see if the spectral features are related to particular directions of arrival (not carried out during the experiments).

7). ISR observations of electron density profiles and temperatures profiles interspersed with the observations.

8). Dynasonde measurements for continuous observations during the runs.

1. DETAILS OF THE OBSERVATIONAL PARAMETERS

The incoherent scatter radars were programmed to make a number of different measurements nearly simultaneously. The sequence of transmissions and reception periods of the UHF radar is shown in Table 1.

The UHF radar antenna system was pointed between vertical and 13° zenith angles, stepping by 2 and dwelling at each direction for 60 sec. The VHF system was pointed vertically at all times because operational restrictions prevent the stepping through a zenith angle sequence. The UHF peak power was 1÷1.2 MW, and the VHF peak power was 2 MW. The antenna gains (dBi) of the two radar systems are 48 dB and 46 dB, respectively.

The heater duty cycle was kept to a minimum in order to as much as possible avoid the creation of thermally induced effects such as the creation of field aligned striations and other electron density modifications. The heater pulse lengths used were normally 200 ms on every 10 sec. The heater peak power level (ERP) was kept at 160÷180 MW for the normal heater antenna, and 512÷576 MW for the superheater [4], giving a free space power density at the reflection height at approximately 230 km of 0.3 to 0.9 mW/m^2. The heater antenna beam was pointed in the direction of the *Spitze*, i.e., 6° to the south of zenith. The total beam width to the 3 dB points of the heater antenna was 15° and for the superheater 7°. The superheater was operated on 26 November, 1997 between 11:07 and 11:35 UT and on December 1, 1997 between 11:34 and 11:50 UT.

The Dynasonde was operated at regular time intervals in order to monitor the ionospheric conditions and to ensure that the heater frequency was kept below the maximum plasma frequency of the ionosphere at all times. SEE observations were carried out part of the time with a different heater modulation. These observations will be reported on in a separate paper elsewhere.

Table 1

Description of the ISR observations of the VHF and UHF diagnostics

Start times (μs)	Observation properties	Description of the observation
0	PRP (pulse rep. period) start	Beginning of observation cycle
1290	tx* IL+PL PP (100 μs pulse)	Ion line and plasma line power profile
3630	tx IL+PL (2 μs pulse, 20 μs spacing, 44[UHF] or 51[VHF] pulses)	Multiple ambiguous short pulse observations at UHF and VHF channels
10150	cb** IL+PL PP	Calibration of single pulse power profile
10860	tx IL+PL+OPL[UHF] MPPP (2 μs pulse, 120 μs spacing, 9 pulses)	Multiple pulse UHF and VHF power profiles of ion line, plasma lines and outshifted UHF plasma line
17130	tx IL ACF (320 μs pulse UHF, 1020 μs pulse VHF)	Long pulse observation of ion line autocorrelation functions
22230	tx PL chirped (128 μs pulse)	Chirp observations
26230	tx PL unchirped (128 μs pulse)	Observation with zero chirp rate
29330	tx IL+PL remote sites (960 μs pulse) [UHF]	Transmission of long pulse for remote site observations of ion line and plazmalines
32030	cb OPL MPPP [UHF]	Calibration of outshifted plasma line multiple pulse power profile channel
32330	cb IL ACF	Calibration of ion line autocorrelation channel
34700	cb PL chirped	Calibration of plasma line chirp channel
35600	cb PL unchirped	Calibration of plasma line zero chirp channel
38000	PRP end and repeat	End of observing cycle, repeat

*tx=transmission
*cb=calibration and background

2. OBSERVATIONAL RESULTS

The experiments were conducted in November and December, 1997. The UHF (933 MHz) incoherent scatter radar was scanned between vertical and field aligned in order to measure the height of occurrence of the enhanced plasma oscillations and possible dependence of the enhancements on the angle of incidence of the heater wave. The VHF (224 MHz) was kept pointing vertically at all times. Ample evidence was found to show that there is coupling through the ionosphere of the heater wave creating enhanced plasma and ion oscillations on the topside of the ionosphere, presumably due to Z-mode propagation. Somewhat to our surprise the penetration was not confined to specific elevation angles of the UHF radar beam which one might expect if the major O to Z mode coupling occurs near the *Spitze* angles. We shall return to other possible explanations under the discussions at the end of the paper.

In the present experiment we detected no entirely convincing evidence of a decay of the Z-mode into lower hybrid and Bernstein modes above the reflection level. However, the low peak electron density during most of the experiment most likely prevented Z-mode reflection from occurring. The excitation of plasma waves at the topside was observed with the VHF radar and the observation of ion-acoustic waves at the

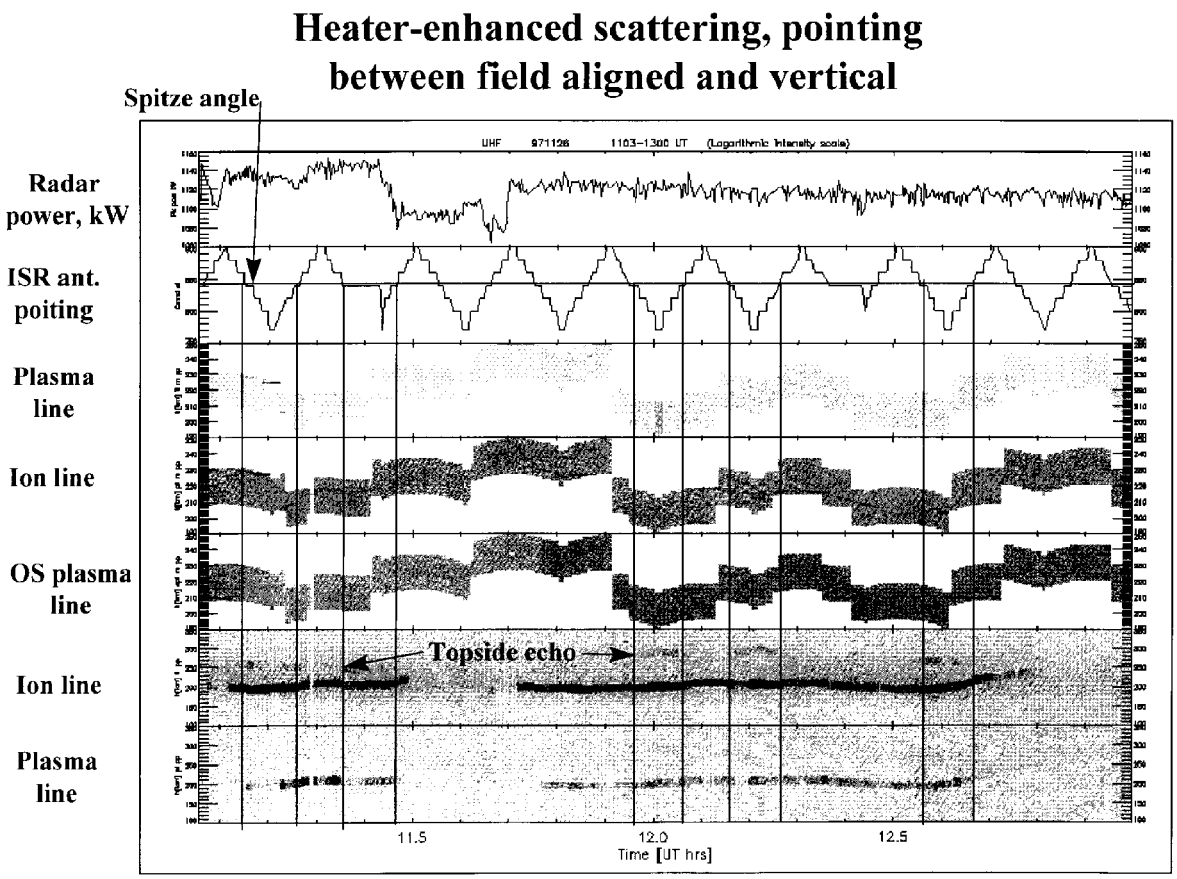

Fig. 1. Observations of high and low resolution UHF power profiles, Nov. 26, 1997.

topside was commonly observed at UHF. At UHF the excitation of ion-acoustic waves at the bottom of the ionosphere is strongest in a region near field aligned pointing. The excitation at the top of the ionosphere occurs over a wide angular range, which is surprising in view of the narrow window expected to exist for efficient coupling of the O- and Z-modes. The height where ion-acoustic waves are excited is the lowest where the UHF beam is aligned with the magnetic field. The ion line appears to originate near the critical level when the UHF beam is pointed vertically, but below this height when field aligned. In the few cases where UHF plasma lines are observed the origin appears to be below the height of the ion line oscillation by several km.

In Fig. 1 with data from November 26, 1997, the top trace shows the power in the UHF radar system as a function of time. The second trace displays the variable pointing direction of the UHF antenna with the *Spitze* direction shown as a horizontal line. The three next traces show power profiles of the ion line, the plasma line and the outshifted plasma line. The sensitivity is insufficient to give reliable data in these three channels. The two last traces show power profiles of the ion line and the plasma line with a longer pulse and higher sensitivity. The presence of a topside ion line is clearly shown, and it should be observed that the line is only clearly apparent when the UHF radar is pointed in directions between the *Spitze* and the field aligned direction. The ion line enhancement below the ionospheric maximum appears to be present for all pointing directions. The same may be seen for the plasma line, which does not have a topside counterpart, or a counterpart so weak that it is not observable.

In Fig. 2 the lower six traces show the same quantities as in Fig. 1 but for December 1, 1997. In Fig. 2 a topside feature is not in evidence, but here there appears to be a preference for bottom side plasma line excitation in directions centered on field aligned. Fig. 3 is the continuation of Fig. 2. The only remarkable

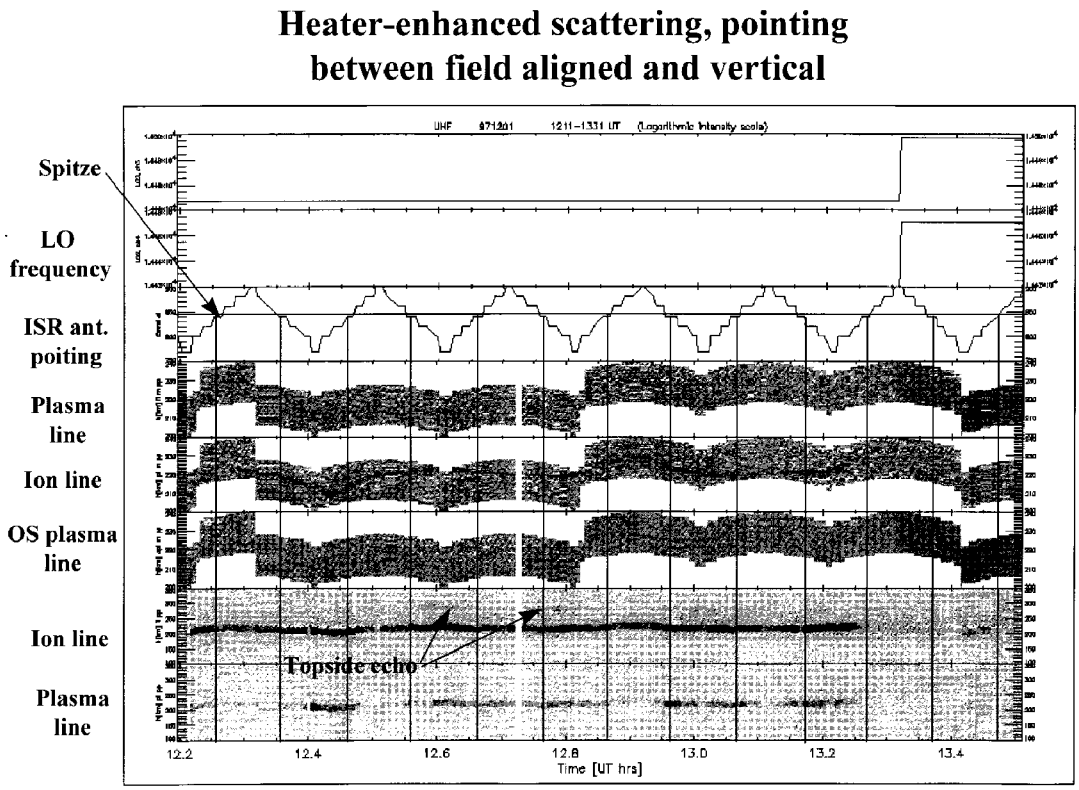

Fig. 2. Observations of high and low resolution UHF power profiles, Dec. 1, 1997.

feature is the brief reappearance of the topside ion line enhancement between 12:36 and 12:48.

In Fig. 4 the height of the heater enhanced features are shown for the VHF observations in two different height resolutions also for December 1, 1997. At the bottom of the ionosphere there are strong enhancements both at the ion line and at the plasma line frequency. A topside feature is evident in the plasma line only at 12:42, at approximately the same time as the appearance of a topside ion line feature in the UHF observations. The continuous height variations as a function of time probably only reflect natural ionospheric changes.

Figs. 5 and 6 show results from the UHF chirp observations. The left five strips show the channel with a chirp rate of 30 kHz/km, the right five with a chirp rate of zero. The total frequency interval in each strip is 1 MHz. The times when the UHF antenna is pointed in the field aligned direction are indicated by arrows. The strength of the plasma line in these observations is correlated with the pointing direction of the UHF antenna, being stronger when the antenna is pointing field aligned. Indications of an outshifted plasma line is in evidence between 12:24 and 13:12 UT. The frequency separation is approximately 130 kHz and remains remarkable constant during these observations. By comparing this frequency to the frequency separation observed in the chirp channel with a chirp rate of 30 kHz/km one can conclude that the outshifted plasma line originates some 2 km below the height of the normal plasma line. At 12:00 UT, however, there is somewhat unconvincing evidence of an outshifted line. There is a jump down in height of a few km either because of profile changes with time or because of the change in pointing of the antenna beam. It should be observed that the downward displacement in height between the normal and the outshifted lines occurs when the heater frequency is 4.544 MHz which is not an integral multiple of the electron gyro-frequency, so that the theory advanced by Mishin et al. [3] to explain such a shift cannot be invoked.

Figs. 7 and 8 show the height of the ion line enhancements as a function of time for 26 November

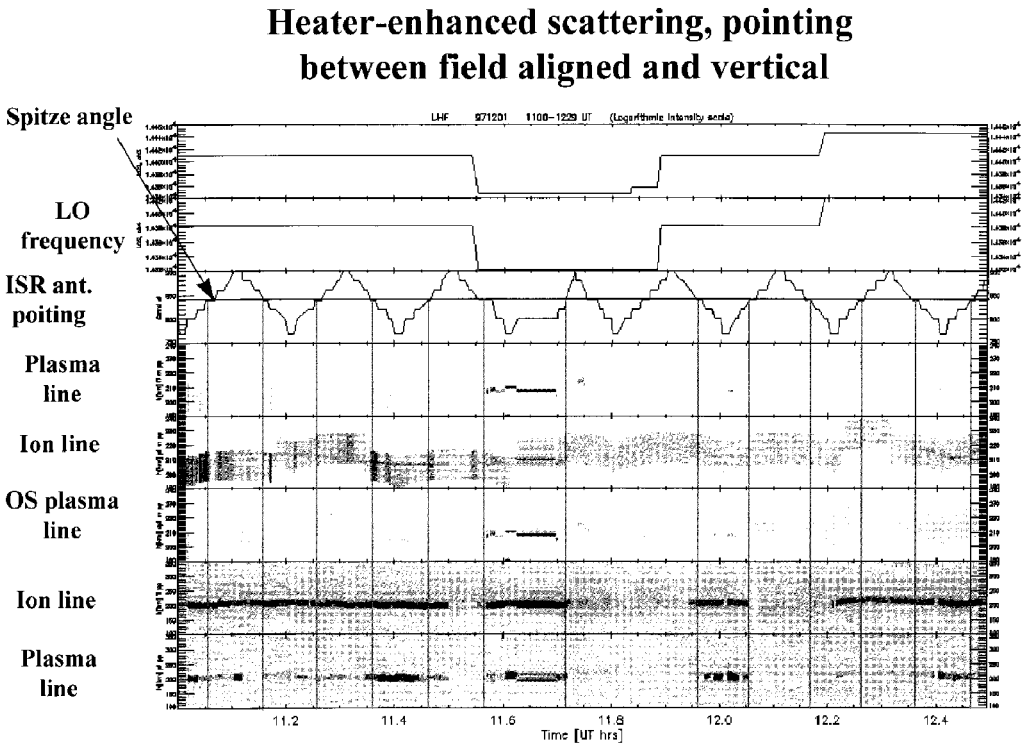

Fig. 3. Continuation of Fig. 2.

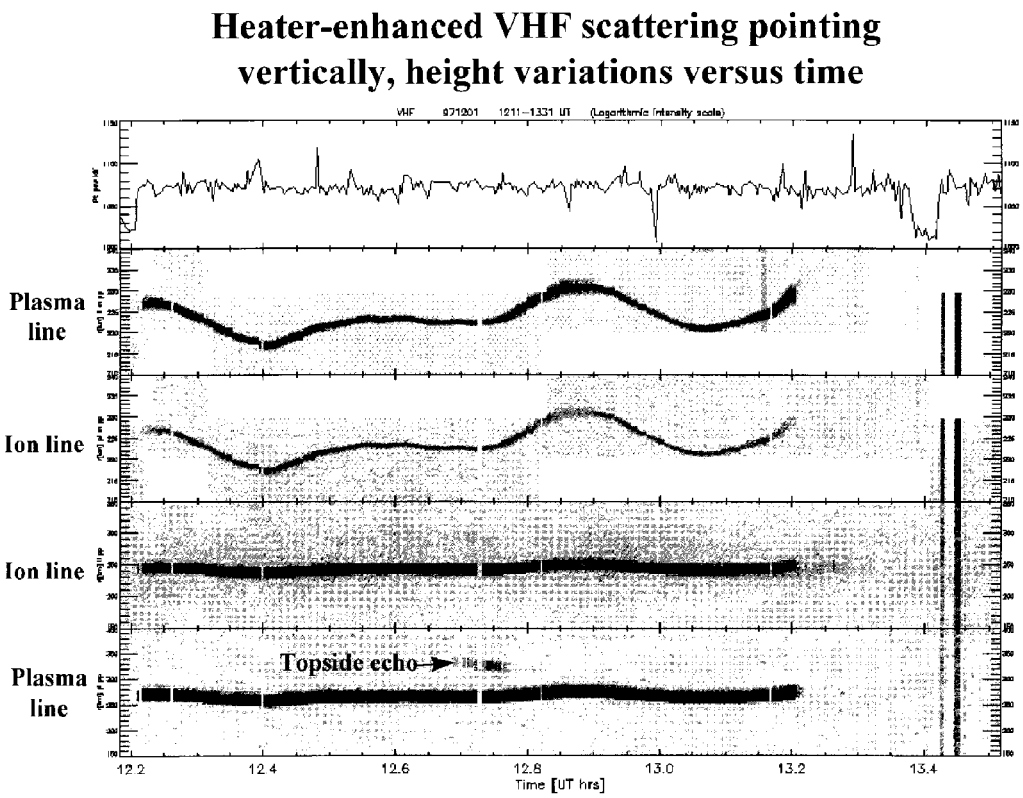

Fig. 4. Vertical looking VHF power profiles for ion and plasma lines, Dec. 1, 1997.

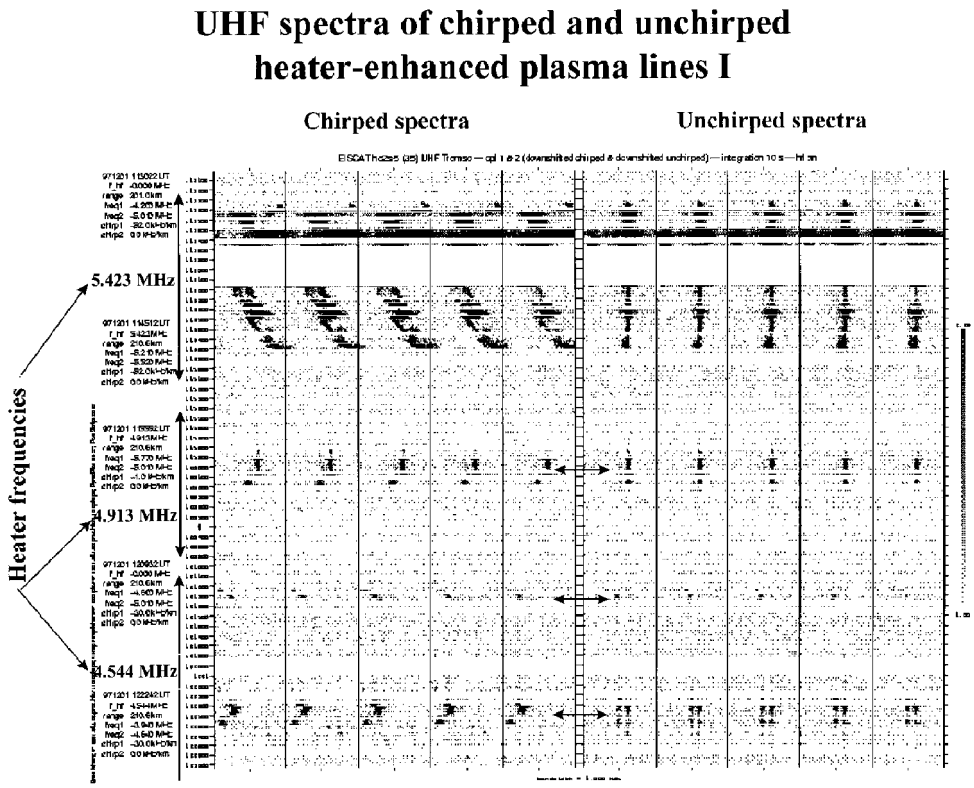

Fig. 5. Plasma line observation with two chirp rates, Dec. 1, 1997 showing a clear enhancement when the UHF antenna points along the geomagnetic field. (For explanation of terms see [1]).

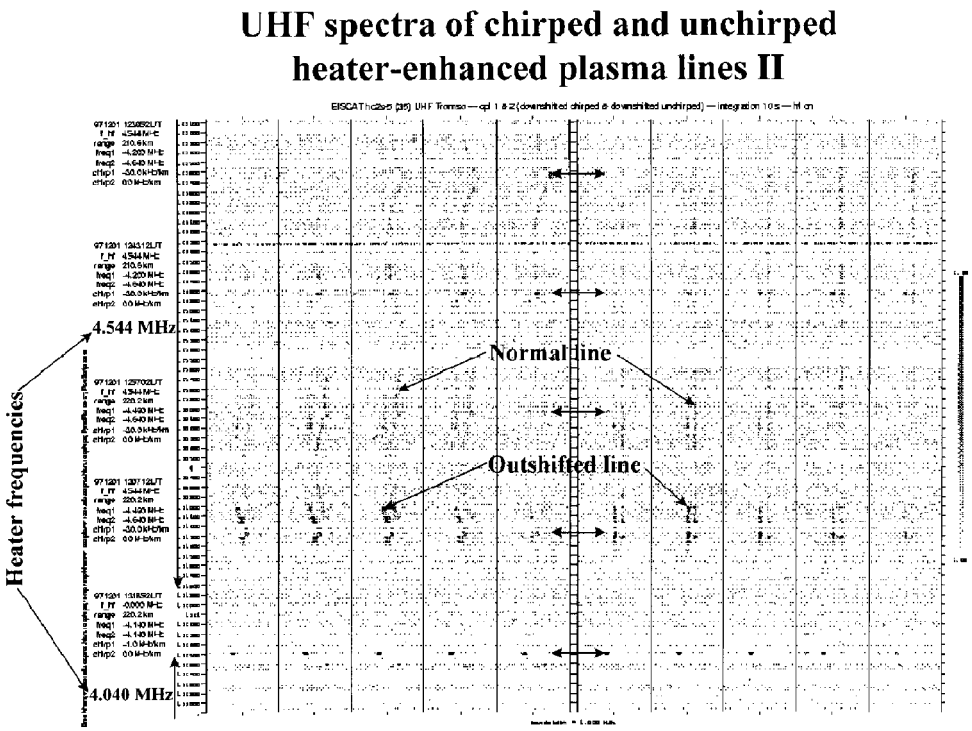

Fig. 6. Continuation of Fig. 5.

and 1 December, respectively. The heights of the two enhancements appear to be very closely the same, presumably the height of the reflection level. The UHF ion line height variation is quite difficult to determine because of the weakness of the signal. There appears to be a tendency for the UHF ion line height to fall below the VHF height, particularly when the UHF is pointed in the field aligned direction. This statement is, however, uncertain because of the subjective filtering which had to be involved in the drawing of the height variation of the UHF ion lines.

3. DISCUSSION AND CONCLUSIONS

The conventional approach used to interpret incoherent scatter radar spectra following the injection of intense ordinary mode HF radio waves is based on the paradigm that there are two main regions (layers), the matching height H_m and the reflection height H_o, where enhanced plasma waves are generated via the process of Langmuir turbulence [5]. However, experiments show that plasma line enhancements may occur anywhere between H_m and H_o, and the outshifted plasma line (HFOL) phenomenon suggests the possibility of additional processes also occurring. In some experiments the HFOL has been interpreted as coming from heights apparently above the critical level. In these cases the conditions were favorable (near *Spitze*) for the O-mode to be converted to the Z-mode, which would then propagate past the O-mode critical level to its own reflection or cutoff level and the heating frequency was close to a multiple of the electron gyro-frequency. Another suggestion involves the mode coupling through the reflection level due to irregularities formed at the critical level by the strong HF heater wave [6]. Yet other suggestions have been advanced to explain how excitation can occur above the reflection level. One of them involves kinetic effects carried through the reflection level on electron beams [7]. We believe that the most likely mechanism is through the O-mode to Z-mode coupling. The nature of the coupling mechanism is, however, not clear.

It has been shown that the Z-mode might decay into electron Bernstein and lower hybrid waves with subsequent acceleration of electrons yielding the enhancement of the Langmuir waves observed as the HFOL [3, 8]. A similar decay of the O-mode into electron Bernstein and lower hybrid waves is suggested to contribute to the stimulated electromagnetic emission phenomenon [9].

Thus the HFOL and at least some part of the SEE may be the outcomes of the same or a similar process. That is, generation of Langmuir waves by electrons accelerated in the course of the above decays below/above the critical layer when the heater frequency is close to a harmonic of the local gyro-frequency.

Intense Langmuir turbulence may also be generated due to Z-mode transformation into Langmuir waves (e.g., [10]) independent of how far the heater frequency is away from gyroharmonics either after the Z-mode is reflected and returns to the critical level or when the Z-mode penetrates the ionosphere and meets the critical level at the top side. The manifestations of strong (cavitating) or weak (cascading) turbulence, depending on the transforming power, may be expected at these transformation levels. In addition, due to the asymmetric electron acceleration by the electrostatic wave pattern, one may expect plasma line enhancement well below the transformation region.

Given the southward (toward field-aligned) displacement of the Z-mode, the horizontal displacement of the Z-mode transformation region from the O-mode conversion region may be as large as 15÷20 km (cf. [10]).

Our results may be summarized as follows. 1) Enhanced bottom-side and topside ion acoustic and plasma waves at the UHF and VHF are a common phenomena in these data. However, UHF topside enhanced plasma waves were not observed, possibly due to a lack of radar sensitivity. 2) At UHF the enhanced ion waves were strongest when the radar was pointed between the *Spitze* angle and geomagnetic field aligned direction. 3) The topside lines we believe give evidence for the production and propagation of Z-mode waves during this experiment. 4) There is no evidence in these data for a decay of Z-mode waves

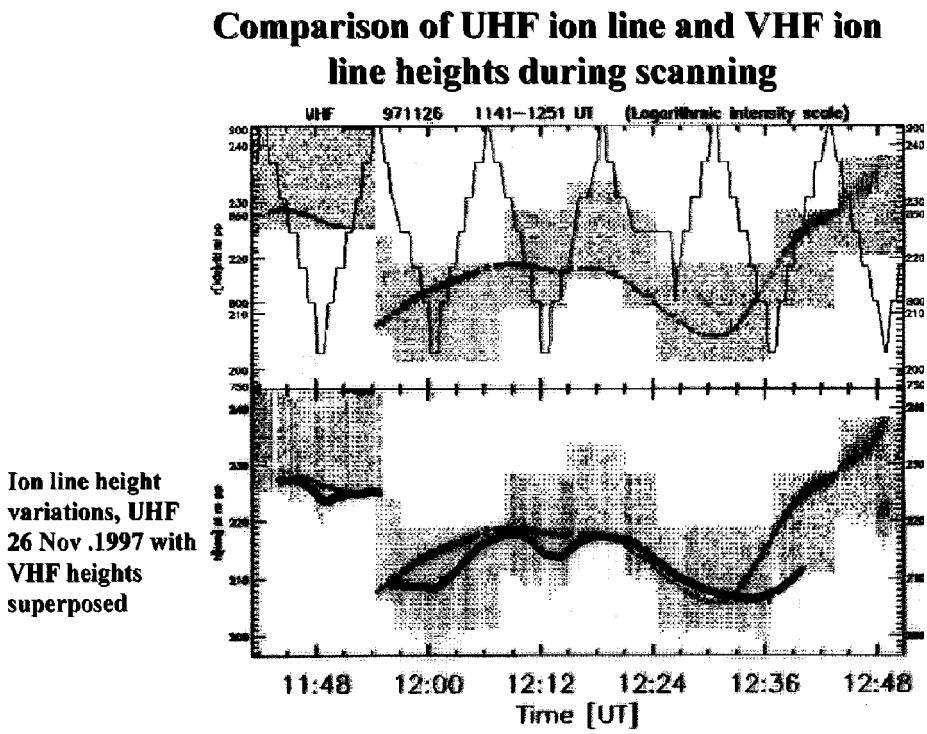

Fig. 7. Comparison of ion line heights, Nov. 26, 1997.

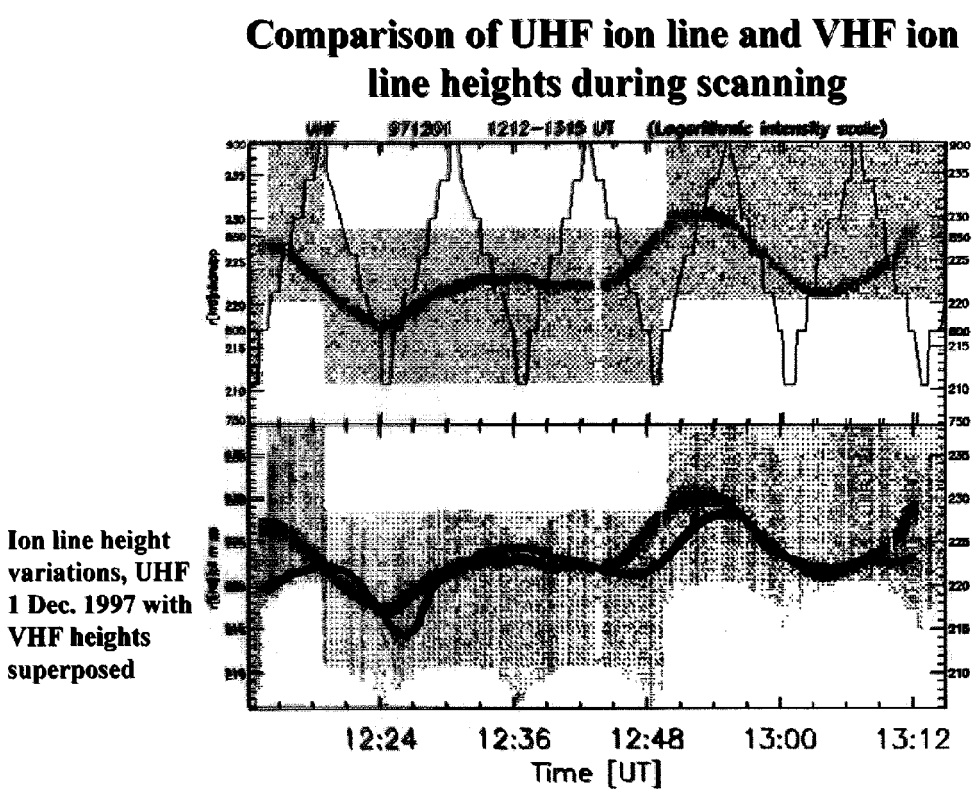

Fig. 8. As in Fig. 7 for Dec. 1, 1997.

into Bernstein and lower hybrid waves inside the overdense F layer. 5) High resolution (300 m) power profile data give evidence for a low level of irregularities during the experiment as intended with the low duty cycle used.

Perhaps the most interesting results are the observations of topside ion line enhancements with both the UHF and VHF radars, and topside plasma line enhancements with the VHF radar (although our data do not rule out UHF topside plasma line enhancements). The UHF enhancements depend on the field angle, occurring principally at angles between the *Spitze* angle and field aligned, while the VHF enhancements occurred with the VHF radar pointed vertically, where it remained during the entire experiments. These results confirm and expand on the topside UHF ion line enhancements reported by Isham et al. [2].

The standard theory of Z-mode propagation predicts O mode coupling from the bottomside into the overdense plasma in a very narrow angular range located at the *Spitze* angle [11]. However, the observations reported here show the topside excitation occurring over an angular range of many degrees, which appears to be incompatible with the existence of a very narrow coupling window. In fact, the HF ray paths at angles outside the *Spitze* region should not even reach the critical level, making it particularly hard to explain the O-mode to Z-mode coupling mechanism. By the same token, it is difficult to imagine how enhanced plasma lines can be created when the HF rays, for example, turn around several kilometers below critical at field aligned, while theories for strong Langmuir turbulence suggest that induced lines should commonly appear at the critical level . On the other hand, enhanced lines appearing near the UHF radar matching height are difficult to explain as the electric field of the HF pump remains nearly perpendicular to the geomagnetic field until within a kilometer or two of critical [12].

Note, however, the O-mode decay into electron Bernstein and lower hybrid waves [9, 13]. The optimum conditions for this process is in the vicinity of the upper hybrid layer, i.e., $X(H_{uh}) = 1 - Y^2$, where H_{uh} is the height of reflection of the upper hybrid mode, $Y = \omega_H/\omega$, ω_H is the angular electron gyrofrequency, $X = \omega_p^2/\omega^2$, and ω_p is the angular plasma frequency. This level is displaced from the reflection layer by $\delta H_{uh} \simeq -Y^2 \cdot L_n$, where L_n is the scale size of the electron density profile. For $Y = 1/4$ it yields a height difference $\delta H_{uh} \simeq -6$ km, which is of the same order as δH_m, the height difference between the critical level and the Langmuir wave matching level for the EISCAT UHF radar. In the case of injection parallel to the magnetic field B_0 for the EISCAT conditions at $Y \leq 1/3$, the reflection height $H_{\|}$ is defined by the equality $X(H_{\|}) \simeq 0.95$ which is practically equivalent to the condition $\omega_p(H_{\|}) = \omega_{HF} \cos\chi$ (χ is the angle between the wave vector and the vertical at launch, ω_{HF} is the angular frequency of the HF heater wave) valid for an unmagnetized plasma. This results in a height difference of $H_{\|} - H_O \simeq -2.5$ km, where H_0 is the height of refrection of the O-mode. Therefore the O-mode decay into electron Bernstein and lower hybrid waves may develop similarly to the vertical injection resulting in acceleration of suprathermal electrons and enhancement of Langmuir waves.

It might be argued that irregularities play a role, but as noted the high resolution power profile data argue against this, as does the sheer angular extent where coupling to what is believed to be the Z-mode is observed, as well as the question of why then the coupling should not also occur at angles between the *Spitze* and vertical.

Another phenomena in need of theoretical explanation is the mechanism which produces the topside enhancement. It is most likely Z-mode waves which are directly causing this enhancement through the excitation of plasma instabilities. Excitation after reconversion to O-mode would seem unlikely as the O-mode wave would then be above the topside critical level, with nothing to prevent it from propagating freely away into space. Satellite observations suggest that the Z-mode can convert to O-mode in the topside F region. However, even if the O-mode wave were able to excite topside instabilities, topside Z-mode to O-mode conversion is likely to be substantially less than 100% efficient. Z-mode power is already reduced due to inefficiency in the topside O-mode to Z-mode coupling process — if it were not inefficient, there would be no power left to excite bottomside enhanced lines. The Z-mode power density at the topside critical level will

also be reduced from that at the bottomside point of origin by r^2 losses. These considerations add support to the case for direct Z-mode excitation of topside instabilities. The coupling via particle kinetic effects has also been suggested as an explanation of the topside enhancement [7, 14]. We believe this to be unlikely because the memory of the plasma oscillations at the bottomside carried by electron streams to the topside must be completely lost when the electrons cover a distance corresponding to a large number of free paths between the bottom and the top of the ionosphere.

The opposite behavior of the intensity ratios of the enhanced lines on VHF and UHF is also notable. The intensities of the VHF lines behave as it is usually expected with the plasma line being stronger than the ion line, while the ion line is strongest in the UHF data, another unexplained observation.

We note that HF frequencies near multiples of the electron gyrofrequency were used about half the time. Although gyrofrequency-dependent effects have been observed during heating experiments [15], it is unlikely that such an effect might occur by chance, and in any case the ionosphere did not remain sufficiently steady for the HF frequency to match a gyroharmonic for any significant fraction of a UHF antenna scanning cycle.

As already mentioned above there is no evidence for a Z-mode to electron Bernstein and lower hybrid mode decay, which was predicted to be observable in the presence of Z-mode propagation as a type of UHF outshifted line by Mishin et al. [3].

The authors are indebted to the directors and staff of the EISCAT Scientific Association for their assistance in the operation of the EISCAT radars and heating facility. We thank Einar Mjølhus and Frank Djuth for interesting and insightsful discussions. EISCAT is operated by the EISCAT Scientific Association, which is funded by the Suomen Akatemia (SA) of Finland, the Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS) of France, the Max-Planck-Gesellschaft (MPG) of Germany, the Polar Science Research Council (PSRC) of Japan, the Norges Forskningsråd (NF) of Norway, the Naturvetenskapliga Forskningsråd (NFR) of Sweden, and the Science and Engineering Research Council (SERC) of the United Kingdom. Support for B.I. was provided by the U.S. National Science Foundation, Ionospheric Interactions Initiative grant ATM–9713775/9818280, jointly sponsored by the High Frequency Active Aurora Research Program (HAARP), and the University of Tromsø.

REFERENCES

1. Isham B., La Hoz C., Kohl H., Hagfors T., Leyser T. B., Rietveld M. T. // J. Atmos. Terr. Phys.,1996. V. 58. P. 369.
2. Isham B., Kofman W., Hagfors T., Nordling J., Thidé B., La Hoz C., Stubbe P. // Radio Sci., 1990. V. 25. P. 251.
3. Mishin E., Hagfors T., Kofman W. // J. Geophys. Res., 1997. V. 102. P. 27265.
4. Rietveld M. T., Kohl H., Kopka H., Stubbe P.. // J. Atmos. Terr Phys., 1993. V. 55. P. 577.
5. Dubois D. F., Hanssen A., Rose H. A., Russell D. // J. Geophys. Res., 1993. V. 98. P. 17543.
6. Mityakov N., Rapoport V., Trakhtengerts V. // Izv. Vuzov. Radiofizika, 1975. V. 18. P. 1273.
7. Vodyanitskij A. A., Erokhin N. S., Lisitchenko V. V., Moiseev S. S., Oraevskij V. N. // Nuclear Fusion, 1974. V. 14. P. 267.
8. Kuo S. P., Kortzky E., Lee M. C. // J. Geophys. Res., 1998. V. 103. P. 23373.
9. Istomin Y., Leyser T. // Phys. Plasmas, 1995. V. 2. P. 2084.
10. Mjølhus E., Flå T. // J. Geophys. Res., 1984. V. 89. P. 3921.
11. Mjølhus E. // Radio Sci., 1990. V. 20. P. 1321.
12. Lundborg B., Thidé B. // Radio Sci., 1986. V. 21. P. 486.

13. Tripathi V., Liu C. // J. Geophys. Res., 1993. V. 99. P. 15035.
14. Vaskov V. V., Komrakov G. P., Oraevskiy V. N., Prutenskiy I. S., Pulinets S. A., Kiraga A., Klos Z., // Geomagnetism and Aeronomy, 1995. V. 35. P. 120.
15. Stubbe P., Stocker H. A., Honary F., Robinson T., Jones T. // J. Geophys. Res., 1994. V. 99. P. 6233.

[1]Interamerican University, Rt 830 N0 500, Bayamon, PR00957, USA; formerly at Arecibo Observatory, Arecibo, PR, USA),
[2]Max Planck Institute for Aeronomy, Max-Planck-Strasse 2, D-37191 Katlenburg-Lindau, Germany,
[3]The Auroral Observatory, PO Box 952, N-9001 Tromsø, Norway)
[4]CEPHAG, BP 46, 38402 St. Martin d'Heres, France
[5]Swedish Institute of Space Physics, Uppsala Division, S-75591 Uppsala, Sweden

Поступила в редакцию
7 декабря 1998 г.

УДК 533.951, 537.868

ВЛИЯНИЕ МЕЛКОМАСШТАБНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ OVERSHOOT-ЭФФЕКТА В ЭВОЛЮЦИИ ИСКУССТВЕННОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ИОНОСФЕРЫ. ЧАСТЬ I. СТАДИЯ РАЗВИТИЯ

Е. Н. Сергеев [1], *С. М. Грач* [1], *Г. П. Комраков* [1], *В. Л. Фролов* [1], *П. Штуббе* [2], *Б. Тиде* [3], *Т. Лейзер* [3], *Т. Каросзи* [3]

Представлены результаты экспериментальных исследований эволюции искусственного радиоизлучения ионосферы (ИРИ) при модификации F-области ионосферы с помощью мощного КВ радиоизлучения в широком диапазоне частот волны накачки. Проведено сопоставление характеристик overshoot-эффекта в эволюции ИРИ с данными наблюдений эффекта аномального ослабления и ракурсного рассеяния радиоволн. Показано, что overshoot-эффект является следствием аномального ослабления излучения при рассеянии на мелкомасштабных искусственных ионосферных неоднородностях. Выявлено уменьшение характерных времен развития overshoot-эффекта и возрастание его величины при уменьшении частоты волны накачки от 6 МГц до 4 МГц, которые связываются с обнаруженным возрастанием интенсивности неоднородностей в области масштабов $l_\perp \sim 3 \div 10$ м.

ВВЕДЕНИЕ

При взаимодействии мощного КВ радиоизлучения О-поляризации с плазмой F-области ионосферы вблизи уровня отражения волны накачки (ВН) возбуждается искусственная ионосферная турбулентность — высокочастотные плазменные волны [1-5] и мелкомасштабные искусственные ионосферные неоднородности (МИИН) с $l_\perp < c/f_{\text{ВН}}$, сильно вытянутые вдоль магнитного поля $\vec{H}_0$ ($l_\perp \ll l_\parallel$) [5–15]. Здесь $f_{\text{ВН}}$ — частота ВН, $l_\parallel$ и $l_\perp$ — масштабы МИИН соответственно вдоль и поперек магнитного поля. Исследования свойств высокочастотной плазменной турбулентности проводятся с помощью некогерентного рассеяния радиоволн (НРР) УКВ диапазона [1–3]. МИИН определяют эффекты аномального ослабления (АО) [6-9] и ракурсного рассеяния волн (РРВ) в КВ и УКВ диапазонах [10–18], которые используются для диагностики свойств ионосферных неоднородностей.

В последние годы интенсивно проводятся исследования искусственной ионосферной турбулентности с помощью искусственного радиоизлучения ионосферы (ИРИ) — вторичного электромагнитного излучения с широким спектром в области отстроек $|\Delta f| = |f_{\text{ИРИ}} - f_{\text{ВН}}| \lesssim 200$ кГц [19]. Исследования процессов генерации искусственной плазменной линии, МИИН и ИРИ, в частности при проведении их одновременных наблюдений [3,11], показали, что на формирование спектра ИРИ определяющее влияние оказывают как высокочастотная плазменная турбулентность, так и низкочастотные возмущения электронной концентрации. Являясь продуктом трансформации высокочастотных плазменных волн, ИРИ несет в себе интегральную по объему возмущенной области информацию о различных нелинейных процессах, определяющих свойства искусственной ионосферной турбулентности и механизмы генерации различных его спектральных компонент [20-25]. Спектральный состав ИРИ обнаруживает заметную зависимость от частоты ВН. Для частот, достаточно удаленных от гармоник электронной гирочастоты nf_{He} ($f_{\text{He}} \simeq 1{,}25 \div 1{,}4$ МГц), основная доля излучения сосредоточена в области отрицательных отстроек от частоты ВН. Основными спектральными компонентами излучения здесь являются главный спектральный максимум (согласно терминологии [20–22] — Downshifted Maximum,

DM) с $\Delta f^-_{\rm DM} = f_{\rm ВН} - f_{\rm ИРИ} \simeq 8 \div 18$ кГц, широкополосная компонента излучения (Broad Continuum, BC [21]) с $\Delta f^-_{\rm BC} \simeq 15 \div 120$ кГц и узкополосная компонента излучения (Narrow Continuum, NC [21, 23]) с $\Delta f^-_{\rm NC} < \Delta f^-_{\rm DM}$.

В настоящей серии работ (см. также [26–27]) анализируются результаты исследований эволюции искусственной ионосферной турбулентности в широком диапазоне частот ВН (не близких к $nf_{\rm He}$), полученные с помощью метода РРВ и измерений характеристик АО радиоволн и ИРИ. При исследовании влияния МИИН на спектральные и динамические характеристики ИРИ основное внимание уделяется природе overshoot-эффектов — появлению временны́х максимумов интенсивности ИРИ с последующим уменьшением интенсивности на стадиях развития и релаксации мелкомасштабных неоднородностей. Поскольку характерные времена развития и релаксации МИИН варьируются в диапазоне 0,5÷30 с, мы не будем рассматривать более быстрые процессы (с характерными временами меньше или порядка 0,1 с), имеющих место на начальной стадии воздействия [3, 23–25]. В настоящей работе расматривается стадия развития МИИН и ИРИ при непрерывном воздействии ВН на ионосферную плазму. В [26] исследуется временно́е поведение излучения на стадии релаксации МИИН при использовании схемы дополнительного нагрева ионосферы. В [27] приводятся некоторые результаты численного моделирования динамики ИРИ, выполненного для модели "двойной трансформации-[28], которые позволяют более детально интерпретировать экспериментальные данные. Целью проведенных исследований является изучение возможностей использования измерений ИРИ для диагностики спектральных характеристик МИИН при различных частотах ВН.

Результаты экспериментальных исследований были получены на нагревных стендах НИРФИ “Зименки"(Нижний Новгород) и “Сура-(Васильсурск), а также “Гиссар-(Душанбе). В качестве регистратора спектральных характеристик принимаемых сигналов использовался спектроанализатор HP 3585A в режиме последовательного анализа (время свипирования 2÷6 с). Для исследования динамики излучения с более высоким временным разрешением порядка 100 мс на фиксированных частотах использовались КВ радиоприемники. Кроме того, для анализа использовались результаты измерений [8], полученные на стенде в Тромсе (Норвегия).

1. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

1.1 Сопоставление результатов измерений характеристик ИРИ и МИИН при различных частотах ВН

Одновременные измерения характеристик ИРИ и МИИН при воздействии на ионосферную плазму в диапазоне частот ВН от 6 МГц до 3 МГц были выполнены в период с 29 февраля по 5 марта 1988 года при использовании нагревного стенда “Зименки". Прием ракурсно рассеянных сигналов осуществлялся на регистрационном пункте “Граково” под Харьковом на частотах зондирования $f_{\text{зонд}_1} \simeq 14{,}996$ МГц (станция точного времени, Москва) и $f_{\text{зонд}_2} \simeq 49{,}7$ МГц (первый телевизионный канал), что позволило диагносцировать неоднородности с масштабами соответственно $l_\perp \approx 13$ м и $l_\perp \approx 3$ мВ. Оптимальная высота возмущенной области для ракурсных наблюдений составляла $h_{\rm BO} \approx 230 \div 250$ км. Наблюдения проводились с 16:00 до 22:00 LT, при этом уменьшение критической частоты $f_{0_{\rm F_2}}$ и изменение ракурсных условий приводило к необходимости уменьшения частоты воздействия нагревного передатчика “Ястреб"(эффективная мощность излучения $P_э \approx 10$ МВт) с $f_{\rm ВН} \simeq 6$ МГц до 4,0 МГц и для передатчика “Вяз"($P_э \approx 1$ МВт) вплоть до 2,8 МГц, что давало возможность проследить за характеристиками МИИН в центре возмущенной области на разных частотах ВН.

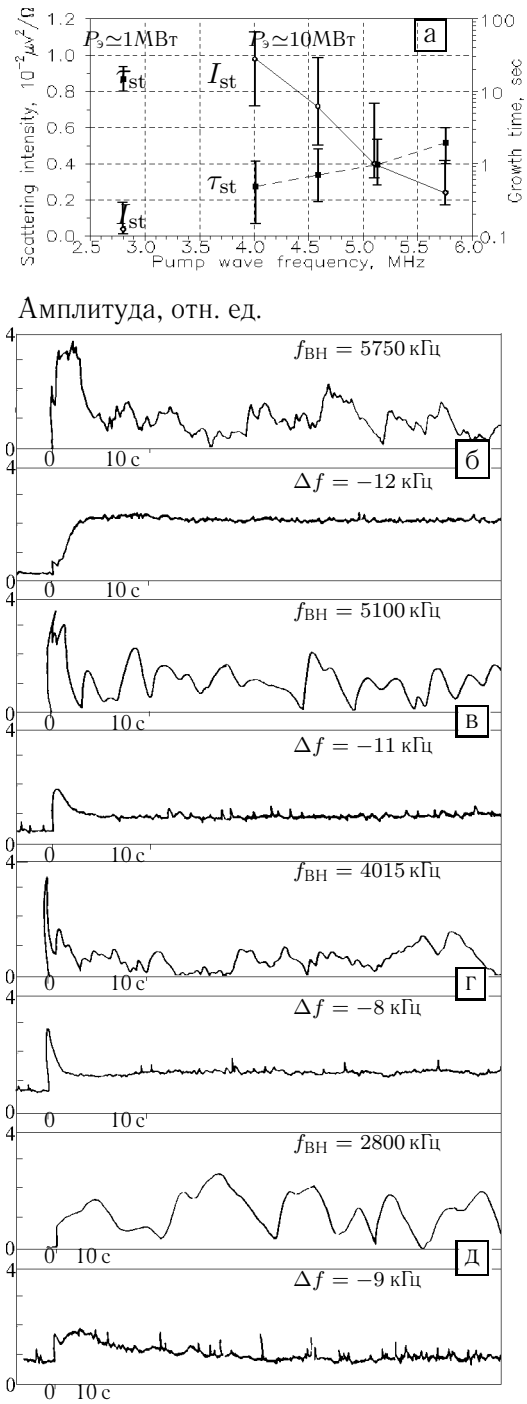

Рис. 1. Вариации времен развития (τ_{st}) и стационарной интенсивности рассеянного радиосигнала (I_{st}) для $l_\perp \simeq 3$ м (а), а также эволюция характеристик развития ИРИ и аномального ослабления ВН (б, д) при различных частотах воздействия (Зименки — Граково, 29.02.88 – 05.03.88, 16:30 – 22:00 мск).

На рис. 1 а представлены результаты обработки измерений стационарной интенсивности сигнала, рассеянного 3-метровыми неоднородностями, в зависимости от частоты ВН. Видно, что при снижении частоты ВН от 5,750 МГц до 4,015 МГц интенсивность рассеянного сигнала для $l_\perp \approx 3$ м возрастала в $k \simeq 2 \div 5$ раз. Интенсивность рассеяния для $l_\perp \approx 13$ м в данных измерениях оставалась практически неизменной. Это соответствует измерениям на стенде "Гиссар", в которых также не обнаружено зависимости интенсивности рассеяния на декаметровых неоднородностях с $l_\perp \approx 10$ м от частоты ВН [29]. Таким образом, результаты измерений показывают, что при уменьшении частоты ВН спектр МИИН становится более пологим. В предположении степенного вида спектра МИИН

$$n^2_{æ_\perp} \propto æ_\perp^{-p} \qquad (1)$$

в интервале масштабов $l_\perp = 2\pi/æ_\perp \approx 3 \div 13$ м имеет место уменьшение показателя степени p на величину 0,5÷1 при уменьшении частоты ВН от приблизительно 6 МГц до 4 МГц. Для наиболее низкой используемой частоты $f_{ВН} \simeq 2{,}8$ МГц ($f_{ВН} > 2f_{He}$, $2f_{He} \simeq 2{,}63$ МГц для $h \simeq 250$ км) интенсивность рассеяного сигнала для $l_\perp \approx 3$ м была лишь в 2÷4 раза меньше интенсивности рассеяного сигнала при $f_{ВН} \simeq 5{,}750$ МГц, хотя эффективная мощность ВН (использовался передатчик “Вяз”) уменьшалась при этом в 10 раз. Отметим, что в измерениях с использованием стенда “Сура” при воздействии на частотах $f_{ВН} \geq 8$ МГц рассеянный сигнал для $l_\perp \simeq 3$ м, как правило, наблюдался гораздо реже и имел меньшую интенсивность по сравнению с наблюдениями при $f_{ВН} \leq 6$ МГц. Таким образом, на основе существующих данных эксперимента можно сделать вывод об относительном увеличении мелкомасштабной части спектра МИИН (уменьшении показателя p) при уменьшении $f_{ВН}$. В работах [13,15] возрастание интенсивности ракурсного рассеяния 3-метровыми неоднородностями при

$f_{\text{ВН}} \simeq 2{,}8 \div 3$ МГц связывалось с близостью частоты воздействия к $2f_{\text{He}}$. Проведенные нами измерения позволяют говорить о более общей тенденции роста интенсивности неоднородностей с $l_\perp \simeq 3$ м при уменьшении частоты ВН ниже 5÷6 МГц.

Вместе с ростом интенсивности рассеянного сигнала для $l_\perp \simeq 3$ м с уменьшением частоты ВН от 6 МГц до 4 МГц наблюдается и уменьшение характерных времен его развития до стационарных значений от $\tau_{\text{st}} \simeq 1 \div 3$ с до $\tau_{\text{st}} \simeq 0{,}2 \div 1$ с при включении нагрева в условиях предварительно невозмущенной ионосферы (см. рис. 1а). Время развития декаметровых неоднородностей ($l_\perp \simeq 13$ м) в данных экспериментах слабо зависило от f_{BH}, составляя $\tau_{\text{st}} \simeq 5 \div 7$ с. Возрастание времен развития МИИН с увеличением их масштаба соответствует эмпирической модели эволюции неоднородностей [11]: $\tau_{\text{st}} \propto l_\perp^\beta$, $\langle\beta\rangle \simeq 0{,}4$. Достаточно большие вариации для значений $\beta \approx 0 \div 1$ в различных измерениях [13] могут быть следствием обнаруженной зависимости времени генерации неоднородностей с $l_\perp \simeq 3$ м от частоты ВН.

Одновременно с измерениями характеристик МИИН проводилась регистрация сигналов ВН и ИРИ на стенде "Зименки". На рис. 1б – 1д представлена серия осциллограмм эволюции излучения для разных частот ВН при включении воздействия в условиях предварительно невозмущенной ионосферы. Прежде всего, с уменьшением частоты нагрева от 5,75 МГц до 4 МГц наблюдается уменьшение характерного времени развития эффекта аномального ослабления ВН τ_{AO} и времени развития до стационарного значения ИРИ $\tau_{\text{st}}^{\text{DM}}$ в области главного спектрального максимума ($\Delta f_{\text{DM}}^- \simeq 8 \div 12$ кГц) от 5 с до 0,5÷1 с. Таким образом, времена $\tau_{\text{st}}^{\text{DM}} \simeq \tau_{\text{AO}}$, для $f_{\text{BH}} = 5{,}75$ МГц соответствующие временам τ_{st} развития декаметровых неоднородностей с $l_\perp \simeq 13$ м, с уменьшением частоты до $f_{\text{BH}} = 4{,}0$ МГц начинают отвечать временам развития метровых неоднородностей $\tau\ l_\perp \simeq 3$ м.

Другой важной особенностью изменения эволюции излучения в области DM с уменьшением частоты ВН является переход от монотонного роста интенсивности до стационарного значения к динамике, характеризуемой появлением overshoot-эффекта — временного максимума в развитии DM с характерным временем $\tau_{\text{M}}^{\text{DM}} < \tau_{\text{st}}^{\text{DM}}$ с последующим уменьшением интенсивности сигнала до стационарного уровня. Величина overshoot-эффекта, определяемая как отношение максимальной интенсивности излучения к стационарной ($S_{\text{M}}/S_{\text{st}}$), также имеет частотную зависимость, возрастая от 0 дВ (отсутствие уменьшения амплитуды) для $f_{\text{BH}} = 5{,}75$ МГц до 4÷6 дВ для $f_{\text{BH}} = 5{,}1$ МГц и до 6÷9 дВ для $f_{\text{BH}} \simeq 4{,}0$ МГц. Подобные изменения в эволюции излучения с понижением частоты ВН от 6 МГц до 4 МГц наблюдались ранее и на стенде "Гиссар-[29]. Для $f_{\text{BH}} = 2{,}8$ МГц ИРИ регистрировалось только в первые 10÷20 с нагрева в течение развития 3-метровых неоднородностей и уменьшалось до уровня эфирных шумов при выходе на стационарный уровень.

Результаты одновременных измерений динамики развития ВН, ИРИ и МИИН в условиях предварительного воздействия на ионосферную плазму тремя импульсами ВН длительностью 5 с (для $f_{\text{BH}} = 5{,}750$ МГц и 5,100 МГц) и 1 с (для $f_{\text{BH}} = 4{,}015$ МГц) с периодом повторения 20 с с последующим переходом в режим минутного непрерывного нагрева приведены на рис. 2–4. Из представленных данных видно, что времена развития ИРИ и аномального ослабления для ВН умешьшаются, а величина overshoot-эффекта несколько возрастает от импульса к импульсу, причем это возрастание оказывается значительнее при более низких частотах ВН. При развитии неоднородностей с $l_\perp \simeq 3$ м наблюдается стадия временной задержки в появлении рассеянного сигнала [11] длительностью $\tau_0 \simeq 1 \div 2$ с для $f_{\text{BH}} = 5{,}75$ МГц, уменьшающаяся до 0,5÷1 с для $f_{\text{BH}} = 5{,}1$ МГц и вплоть до 0,1÷0,4 с для $f_{\text{BH}} \simeq 4.0$ МГц. Для декаметровых неоднородностей с $l_\perp \simeq 13$ м время задержки составляло $\tau_0 \simeq 1 \div 3$ с. Времена задержки и последующего развития как метровых, так и декаметровых неоднородностей уменьшаются, а интенсивность неоднородностей может несколько возрастать при переходе от первого к последующим импуль-

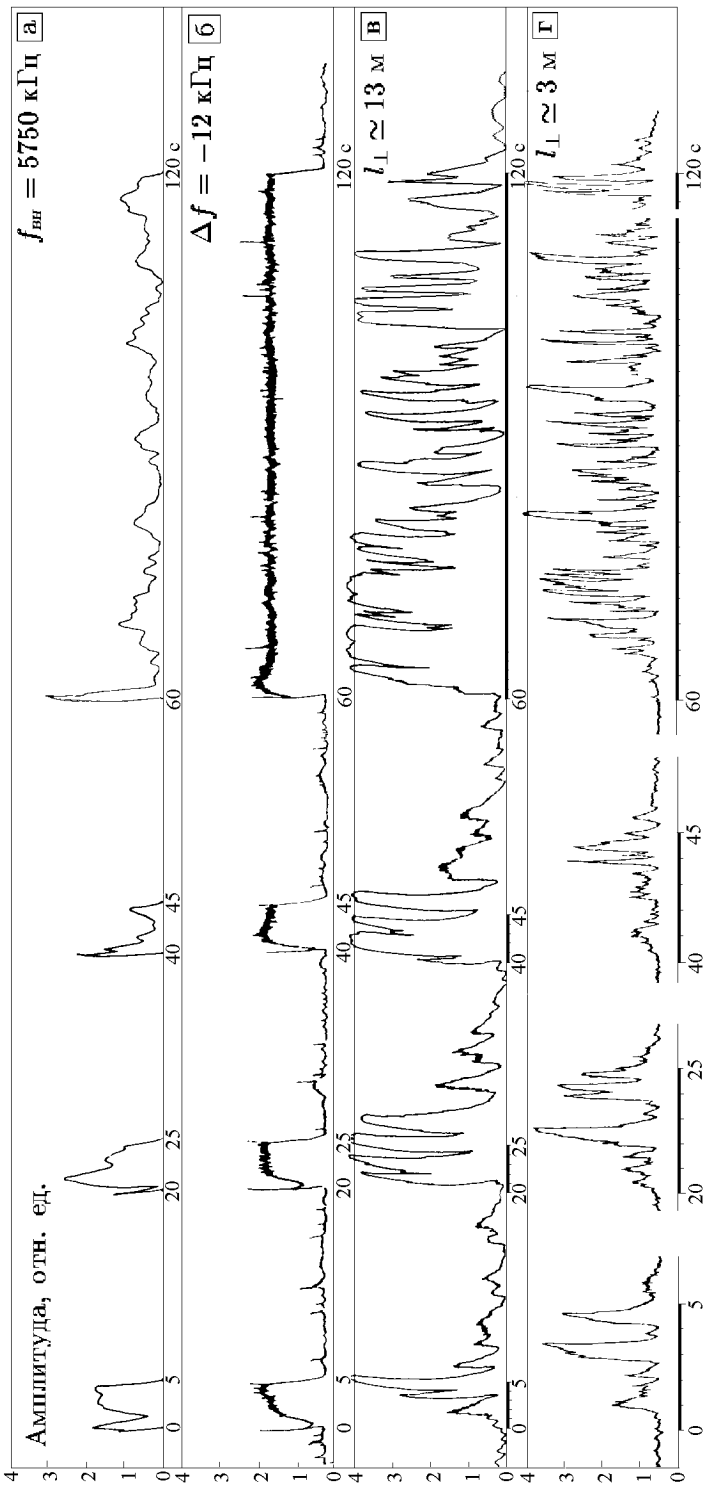

Рис. 2. Пример одновременных измерений характеристик эволюции ВН (панель *а*), ИРИ (панель *б*) и ракурсно рассеянных сигналов для $l_\perp \simeq 13$ м (панель *в*) и $l_\perp \simeq 3$ м (панель *г*) при $f_{ВН} \simeq 5.75$ МГц (Зименки — Граково, 04.03.88, 18:31 мск).

сам ВН. Подобное поведение сигналов определяется общей причиной — наличием эффектов последействия (сохранением остаточного уровня возмущений плотности ионосферной плазмы) от предшествующих импульсов нагрева.

Для МИИН с $l_\perp \simeq 3$ м также интересно отметить наблюдаемое от импульса к импульсу возрастание частоты флуктуаций рассеянного сигнала, составляющей $F_ф \simeq 1$ Гц для первого импульса воздействия и принимающей максимальные значения $F_ф \simeq 3 \div 5$ Гц для $f_{ВН} \simeq 5{,}75 \div 5{,}1$ МГц, $F_ф \simeq 5 \div 8$ Гц для $f_{ВН} \simeq 4{,}6 \div 4{,}0$ МГц при длительном нагреве. Величина $F_ф$, характеризующая в данном случае ширину частотного спектра рассеянного сигнала, возрастает в 1,5÷2 раза с уменьшением $f_{ВН}$.

Проведенное сопоставление одновременных измерений динамики развития спектра мелкомасштабных неоднородностей, эффекта аномального ослабления и эволюции излучения в области главного спектрального максимума позволяет сделать следующие выводы.

1. С уменьшением частоты ВН от 6 МГц до 4 МГц наблюдается возрастание в 2÷5 раз интенсивности мелкомасштабной части спектра МИИН с $l_\perp \simeq 3$ м при одновременном уменьшении характерного времени их развития и увеличении частоты флуктуаций (ширины частотного спектра) рассеянного сигнала $F_ф$. В то же время в экспериментах [8] при уменьшении $f_{ВН}$ наблюдалось увеличение величины аномального ослабления ВН и пробных волн (более подробно см. ниже, рис. 7) на 10÷12 дБ, что согласно [4] свидетельствует об увеличении интегральной интенсивности МИИН. Измерения

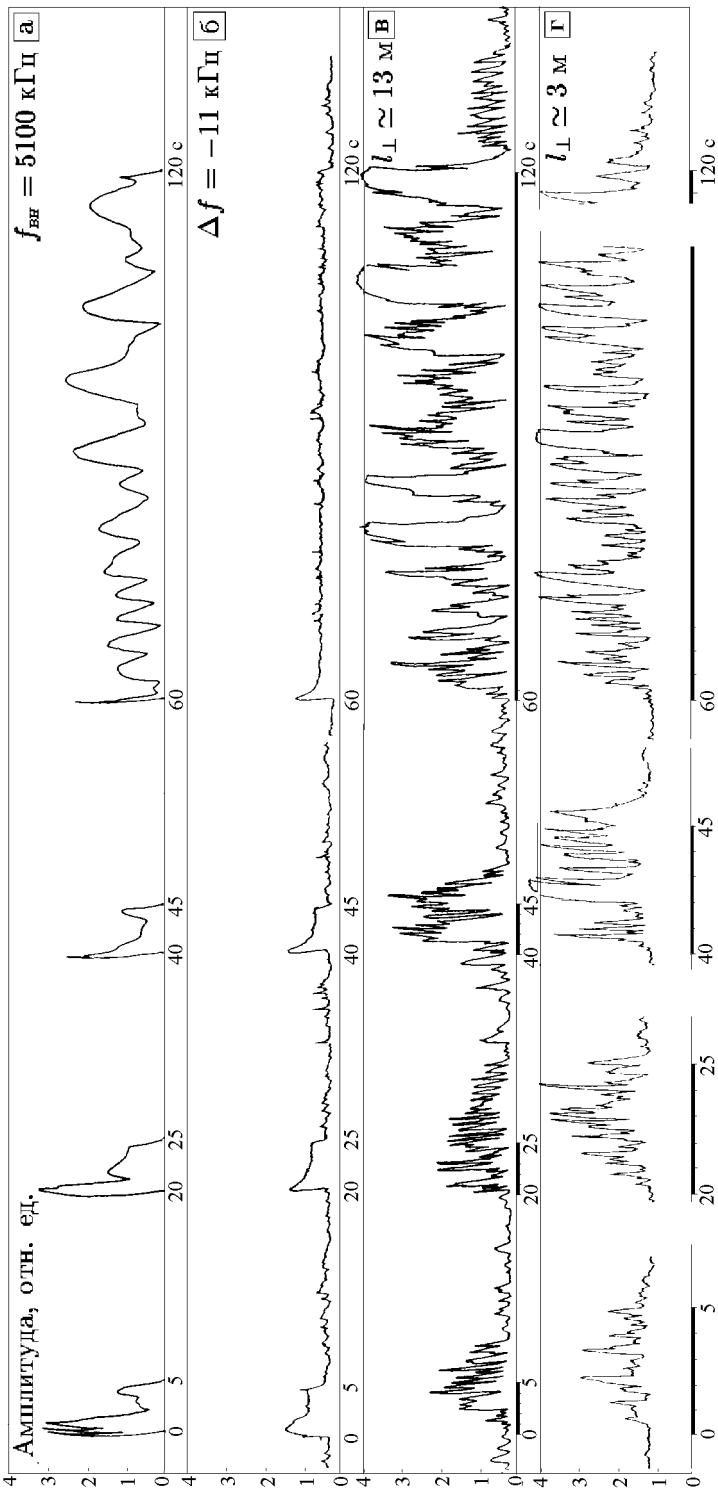

Рис. 3. Пример одновременных измерений характеристик эволюции ВН (панель *а*), ИРИ (панель *б*) и ракурсно рассеянных сигналов для $l_\perp \simeq 13$ м (панель *в*) и $l_\perp \simeq 3$ м (панель *г*) при $f_{ВН} \simeq 5{,}1$ МГц (Зименки — Граково, 03.03.88, 18:31 мск).

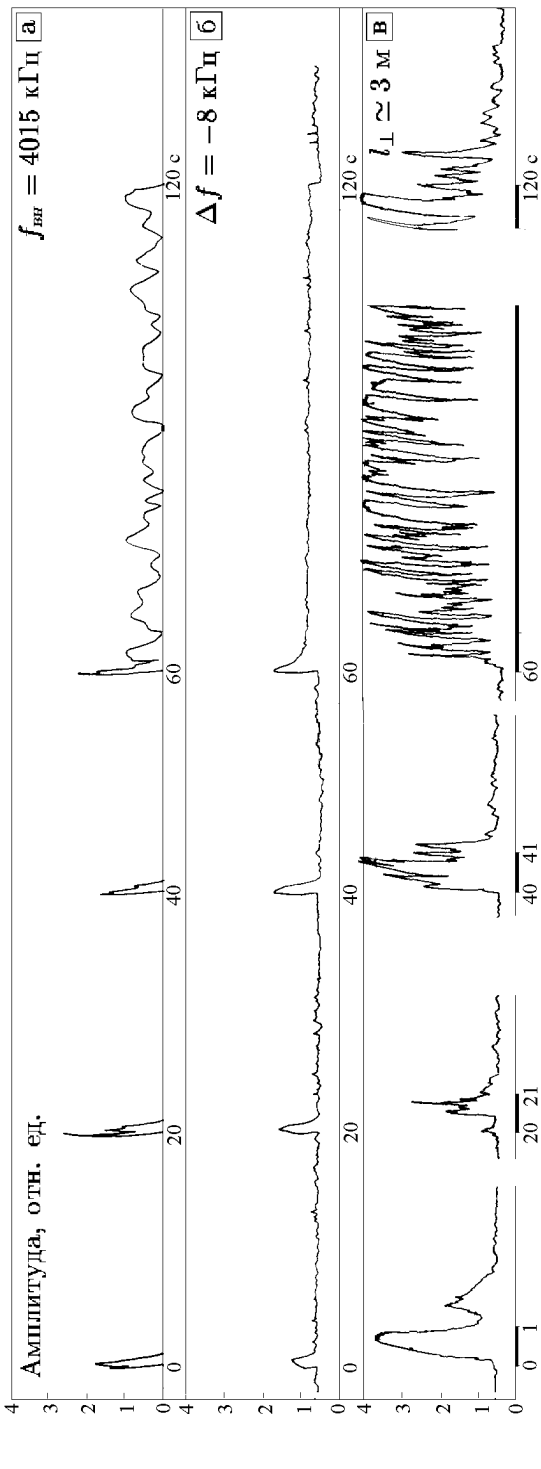

Рис. 4. Пример одновременных измерений характеристик эволюции ВН (панель *а*), ИРИ (панель *б*) и ракурсно рассеянных сигналов для $l_\perp \simeq 3$ м (панель *в*) при $f_{ВН} \simeq 4{,}015$ МГц (Зименки — Граково, 03.03.88, 19:01 мск).

частотной зависимости величины аномального ослабления ВН на стенде "Зименки"были затруднены из-за

достаточно высокого уровня излучения земной волны.

2. Характерные времена развития аномального ослабления и ИРИ имеют практически одну и ту же величину ($\tau_{\rm M}^{\rm DM} \lesssim \tau_{\rm st}^{\rm DM} \simeq \tau_{\rm AO}$), отвечая временам развития $\tau_{\rm st}$ МИИН с $l_\perp \simeq 13$ м для $f_{\rm BH} \approx 6$ МГц и $l_\perp \simeq 3$ м для $f_{\rm BH} \approx 4$ МГц, уменьшаясь от 5 с до 0,5÷1 с с уменьшением частоты ВН. Уменьшение всех характерных времен наблюдается и для фиксированной $f_{\rm BH}$ при накоплении эффектов последействия от предыдущих циклов нагрева. Отсюда следует, что все три исследуемых явления имеют одну и ту же первопричину, которой служит возбуждение мелкомасштабных неоднородностей в процессе воздействия мощного радиоизлучения на ионосферную плазму.

3. С уменьшением частоты ВН от 6 МГц до 4 МГц наблюдается возрастание величины overshoot-эффекта $S_{\rm M}/S_{\rm st}$ от 0 до 9 дБ, который можно рассматривать как аномальное ослабление излучения аналогично эффекту аномального ослабления ВН и пробных радиоволн при рассеянии на МИИН.

Таким образом, в данной серии измерений для $f_{\rm BH} = 5{,}75$ МГц эффект АО ВН и эволюция ИРИ в области главного спектрального максимума с наиболее медленными характерными временами развития и практическим отсутствием overshoot-эффекта в большей степени определяются развитием декаметровых неоднородностей. Уменьшение характерных времен развития эффекта АО ВН и ИРИ в области DM, а также более ярко выраженный overshoot-эффект в эволюции излучения, наблюдаемые с уменьшением частоты ВН от 6 МГц до 4 МГц, свидетельствуют о смещении веса источника и, главное, депрессора ИРИ, определяющего подавление излучения, в область более мелких, метровых масштабов, обнаруживая корреляцию с возрастанием интенсивности 3-х метровых неоднородностей.

1.2 Исследования эволюции ИРИ в широком диапазоне частот ВН, выполненные на нагревном стенде “Сура”

Исследования свойств ИРИ в более широком диапазоне частотных отстроек в спектре излучения, а также используемых мощностей и частот ВН были выполнены на нагревном стенде “Сура”. На рис. 5 приведены примеры стационарных спектров ИРИ для максимальных мощностей воздействия $P_э \simeq 120 \div 150$ МВт в диапазоне частот ВН 4,3÷8,3 МГц, вдали от гармоник электронной гирочастоты $|f_{\rm BH} - nf_{\rm He}| > 200$ кГц. Для более высоких частот воздействия ($f_{\rm BH} > 5f_{\rm He}$, рис. 5а, 5б) наблюдается низкая интенсивности излучения в области ВС и "каскадная"структура спектра ИРИ с наличием нескольких максимумов излучения в области отстроек, приблизительно кратных $\Delta f_{\rm DM}$. Максимальная интенсивность и ширина спектра ИРИ наблюдаются при измерениях между $4f_{\rm He}$ и $5f_{\rm He}$ в области частот $f_{\rm BH} \simeq 5{,}6 \div 6{,}3$ МГц (рис. 5в, 5г), где доминирующими компонентами излучения являются DM и ВС. При использовании более низких частот ВН ($f_{\rm BH} < 4f_{\rm He}$, рис. 5д, 5е) интенсивность спектра излучения уменьшается, сохраняя в области отстроек $\Delta f^- > \Delta f_{\rm DM}$ форму типа континуум.

На рис. 6а- 6в приведены осциллограммы развития ИРИ для нескольких отстроек при трех значениях $f_{\rm BH}$, в целом отражающие зависимость динамики развития ИРИ от частоты ВН. [1] Для частот воздействия в диапазоне 5,6÷9,3 МГц динамика развития излучения в области DM характеризуется, как правило, монотонным ростом интенсивности до стационарных значений (рис. 6а- 6б). С ростом величины отстройки в динамике развития излучения начинает формироваться overshoot-эффект. Для более низких частот ВН от 4,3 МГц до 4,8 МГц развитие излуче-

[1] Здесь и далее на рисунках интенсивность ИРИ,выраженная в дБ, приводится по отношению к величине $S_к = 3 \times 10^{-9}$ Вт/Гц — калибровочному уровню спектральной плотности мощности сигнала на выходе генератора шума.

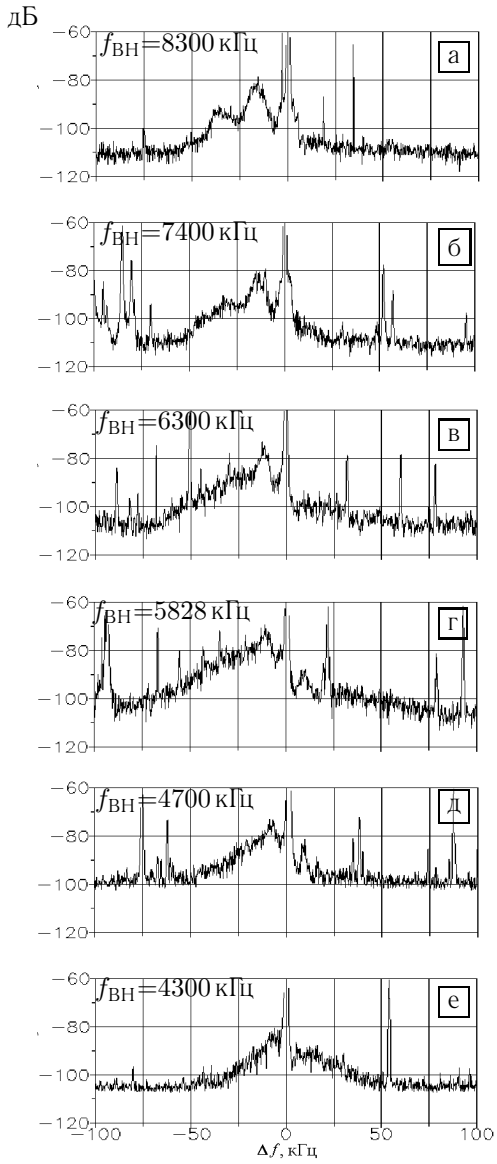

Рис. 5. Примеры стационарных спектров ИРИ, полученных на стенде "Сура"в цикле измерений 19 – 27 мая 1993 г.

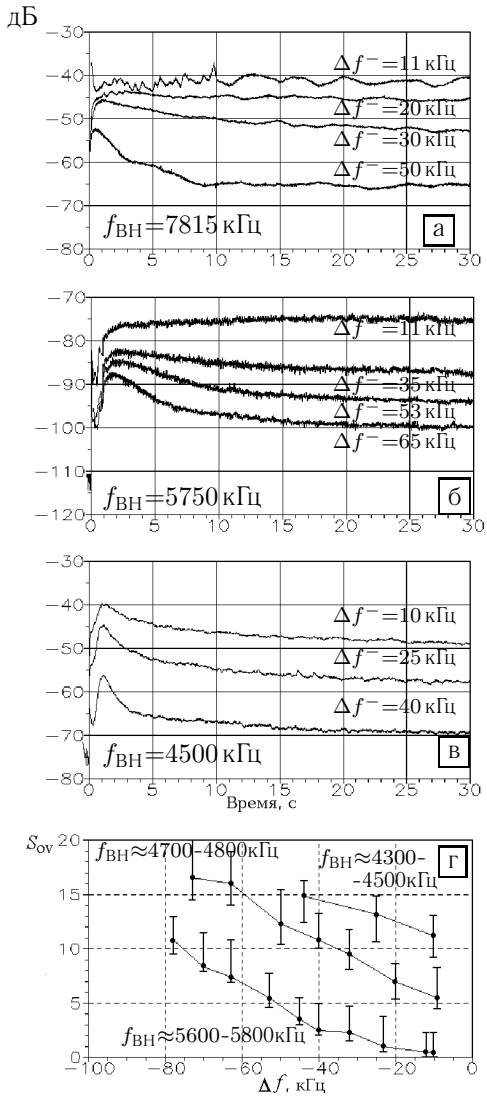

Рис. 6. Пример эволюции излучения для нескольких отстроек в спектре ИРИ (рис. а-в) и зависимость $S_{ov} = \frac{S_{rmM}}{S_{rmst}}$ от величины отстройки (рис. г) при разных частотах ВН.

ния с ярко выраженным overshoot-эффектом наблюдается во всей области отрицательных отстроек (рис. 6в). Это приводит к резкому уменьшению стационарной спектральной интенсивности ИРИ в данном диапазоне частот ВН, хотя для стадии развития временнóго максимума интенсивность излучения слабо зависит от $f_{ВН}$. На рис. 6г представлены зависимости величины overshoot-эффекта от отстройки Δf для различных диапазонов частот ВН. Из рисунка видно, что величина overshoot-эффекта возрастает на 5÷10 дБ как с ростом Δf^-, так и с уменьшением $f_{ВН}$ от 5,6÷5,8 МГц до 4,8÷4,3 МГц при фиксированном значении отстройки.

Обнаруженное в нагревных экспериментах на стенде “Зименки” возрастание интенсивности МИИН с $l_\perp \simeq$ 3 м при уменьшении частоты ВН от 6 МГц до 4 МГц для малой мощности $P_э \simeq 10$ МВт коррелирует с ускорением развития и ростом величины overshoot-эффекта в эволюции ИРИ в области отстроек $\Delta f^- \simeq 8 \div 12$ кГц. Такая же тенденция в зависимости характеристик overshoot-эффекта от $f_{ВН}$ при тех же отстройках наблюдается и для существенно бóльших мощностей на стенде “Сура” (осциллограммы ИРИ при близких Δf^- на рис. 1 и рис. 6). Таким образом, логично предположить, что зависимость интенсивности МИИН от $f_{ВН}$ сохраняется и

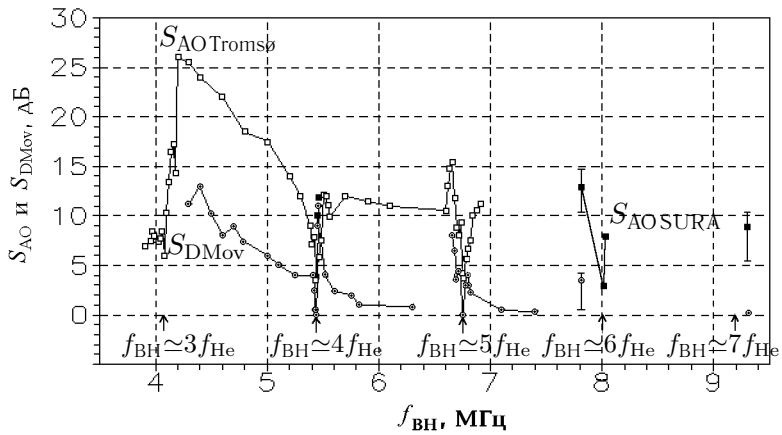

Рис. 7. Зависимость величины overshoot-эффекта в области DM (S_{DMov}) и аномального ослабления (S_{AO}) от частоты ВН.

для больших мощностей ВН.

Кроме того, частотная зависимость наблюдается и в измерениях величины АО радиоволн [8a], которая согласно [4] пропорциональна интегральной интесивность МИИН. На рис. 7 представлена зависимость величины АО радиоволн от f_{BH}, полученная в измерениях на стендах в Тромсе [8a] и “Сура”. На этом же рисунке приведена зависимость величины overshoot-эффекта в области DM от частоты ВН, полученная по результатам измерений 1991 – 1998 г.г. на стенде "Сура"в дневное время суток при $P_э \simeq 120 \div 150$ МВт, которая с погрешностью не более 10÷15% соответствует зависимости для интегральной интенсивности излучения.

В частотном диапазоне между 3-й и 4-й гармониками гирорезонанса обращает на себя внимание общая тенденция возрастания величины overshoot-эффекта (до 10 дб) и величины АО радиоволн (до 15 дБ) с понижением частоты ВН от 5,4 МГц до 4,3 МГц, что, в частности, приводит к уменьшению стационарной интенсивности излучения в области наименьших используемых частот $f_{BH} \sim 4{,}3 \div 4{,}5$ МГц (см. рис. 5).

В окрестностях гармоник гирорезонанса поведение характеристик аномального ослабления [8], overshoot-эффекта [30] и МИИН [31] в зависимости от f_{BH} достаточно своеобразно, и его обсуждение не входит в цели настоящей работы. Отметим лишь, что согласно приведенным на рис. 7 данным, увеличение аномального слабления коррелирует с появлением и усилением overshoot-эффекта в области частот $|f_{BH} - nf_{He}| < 100$ кГц.

В экспериментах на стенде "Сура"исследовалось также влиние изменения мощности воздействия на характеристики overshoot-эффекта. На рис. 8 для двух частот ВН ($f_{BH} = 5{,}6$ кГц и $f_{BH} = 4{,}5$ кГц) представлены зависимости характеристик стационарных спектров ИРИ (рис. 8*а*, 8*д*), динамики развития излучения в области DM (рис. 8*б*, 8*е*) и ВС (рис. 8*в*, 8 *ж*) от мощности ВН. Нагревный стенд работал в следующем режиме: излучение длилось 90 с, пауза — 210 с, мощность излучения увеличивалась от сеанса к сеансу на 3 дБ. В этих измерениях порогам генерации ИРИ и развития эффекта аномального ослабления соответствовали мощности ВН $P_0^э/32 \simeq 4 \div 4{,}5$ МВт (без учета регулярного поглощения в нижней ионосфере $\sim 4 \div 8$ дВ). Из рисунка видно, что при малых мощностях ($P_0^э/16$) в области DM наблюдается монотонное

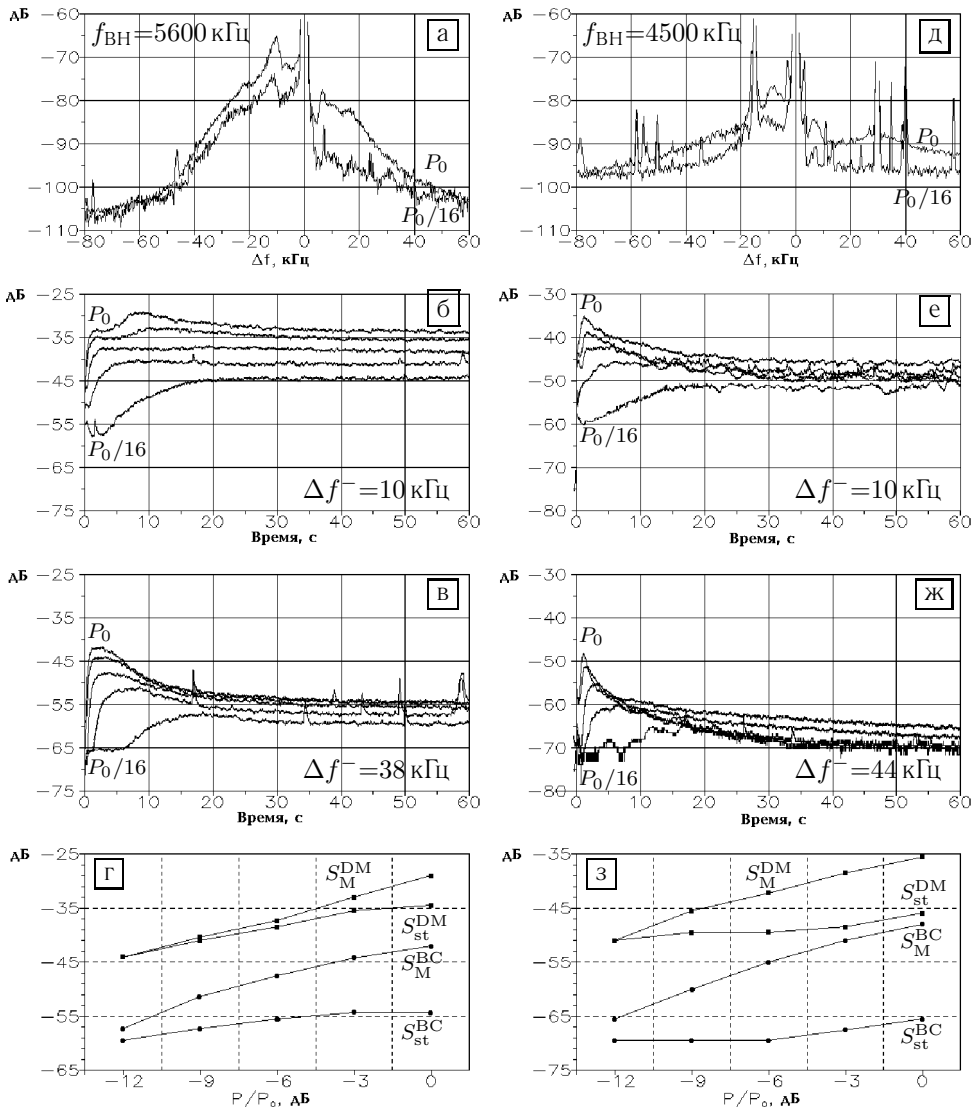

Рис. 8. Примеры стационарных спектров ИРИ рис. (а, д), эволюции излучения рис. (б, в) и рис. (е, ж) в области DM и BC, а также зависимость максимальной и стационарной интенсивности ИРИ от мощности ВН рис. (г, з) для двух частот воздействия: $f_{ВН} = 5{,}6$ МГц (стенд "Сура", 10.09.97, 16:35 – 17:01 LT рис.(а–г)) и $f_{ВН} = 4{,}5$ МГц (стенд "Сура", 18.09.96, 16:36 – 17:03 LT рис.(д–з)) при максимальной мощности ВН $P_0 \simeq 150$ МВт.

развитие ИРИ, overshoot-эффект начинает развиваться при $P_0^э/4$ для $f_{ВН} = 5{,}6$ МГц и $P_0^э/8$ для $f_{ВН} = 4{,}5$ МГц (см. рис. 8б и 8е). Для бóльших отстроек, в области BC, overshoot-эффект начинает развиваться уже при малых мощностях ВН $P_0^э/16$, имея бóльшую величину при более низкой частоте ВН, и достигает наибольших значений при максимальных мощностях воздействия (см. рис. 8в и 8ж).

В табл. 1 для двух частот ВН приведены значения времен, характеризующих динамику развития ИРИ, отвечающие осциллограммам на рис. 8: времени задержки в появлении видимого роста сигнала (τ_0'), времени достижения временного максимума излучения (τ_M) и характерного времени развития overshoot-эффекта (τ_{ov}). С ростом мощности наблюдается уменьшение

Таблица 1

Временные характеристики динамики развития ИРИ, соответствующие осциллограммам, приведенным на рис. 8.

	$f_{\text{вн}} = 5600$ кГц			$f_{\text{вн}} = 4500$ кГц		
DM ($\Delta f^- = 10$ кГц)	$\tau_0^{'}$, с	τ_{M}, с	τ_{ov}, с	$\tau_0^{'}$, с	τ_{M}, с	τ_{ov}, с
$P_0/16$	3,0	20,0	–	5,0	18,0	–
$P_0/8$	0,8	8,0	–	0,9	6,0	21,7
$P_0/4$	0,4	3,0	144,7	0,7	3,8	9,3
$P_0/2$	0,2	1,8	36,7	0,5	1,6	6,2
P_0	$< 0{,}2$	1,2	23,9	$< 0{,}2$	1,2	3,9
BC ($\Delta f^- \simeq 40$ кГц)						
$P_0/16$	5,5	18,5	26,0	7,0	18,0	17,0
$P_0/8$	0,8	8,6	10,1	1,0	6,5	9,0
$P_0/4$	0,4	3,8	8,0	0,8	3,0	4,3
$P_0/2$	0,3	2,0	5,4	0,6	1,5	1,9
P_0	0,2	1,5	3,6	0,3	1,1	0,9

значений всех характерных времен. В среднем при $P_э > P_0/16$ для них наблюдается степенная зависимость от мощности ВН $\tau_{0,\text{M},\text{ov}}^{'} \propto P_э^{-\theta}$ с показателем степени $\theta \simeq 0{,}6 \div 1$, что в целом отвечает зависимости времен развития МИИН от мощности нагрева $\tau_0^{'}$, $\tau_{0,\text{st}} \propto P_э^{-1}$ [11]. Для каждого фиксированного значения мощности время $\tau_0^{'}$ несколько уменьшается с уменьшением Δf^-, время τ_{M} слабо зависит от величины отстройки, а характерное время τ_{ov} существенно уменьшается как с возрастанием Δf^-, так и с уменьшением частоты ВН. Отметим, что значения всех времен, характеризующих развитие ИРИ, могут значительно уменьшаться при включении нагрева в условиях предварительно возмущенной ионосферы (см. п 1.1).

На рис. 8*г* и 8*з* также приведены зависимости максимальной (S_{M}) и стационарной (S_{st}) интенсивностей излучения от мощности ВН. В области DM для $f_{\text{BH}} = 5{,}6$ МГц отмечается слабое отличие зависимостей $S_{\text{M}}(P_э)$ и $S_{\text{st}}(P_э)$, в то время как для $f_{\text{BH}} = 4{,}5$ МГц наблюдается тенденция к "насыщению"уровня стационарной интенсивности ИРИ с ростом мощности нагрева. В случае степенной аппроксимации эти зависимости могут быть представлены в виде $S_{\text{M}} \propto P_{\text{BH}}^{\alpha_{\text{M}}}$, $S_{\text{st}} \propto P_{\text{BH}}^{\alpha_{\text{st}}}$. При этом величина $\alpha_{\text{M}} \simeq 1{,}1 \div 1{,}2$ практически не меняется с изменением частоты ВН, тогда как α_{st} заметно уменьшается от приблизительно 0,9до0,2 при уменьшении f_{BH} от 5,6 МГц до 4,5 МГц. Подобное соотношение α_{M} и α_{st} отвечает значительному возрастанию величины overshoot-эффекта $S_{\text{M}}/S_{\text{st}}$ как с ростом мощности, так и с уменьшением частоты ВН.

В области BC для $\Delta f^- \approx 40$ кГц overshoot-эффект выражен гораздо сильнее для обеих частот ВН, что находит свое отражение в разнице значений $\alpha_{\text{M}} \simeq 1{,}3 \div 1{,}6$ и $\alpha_{\text{st}} \simeq 0{,}3 \div 0{,}5$ для этой компоненты ИРИ. Отметим также, что в ряде экспериментов при значительных отрицательных отстройках $\Delta f^- \gtrsim 70$ кГц с ростом мощности волны накачки наблюдалось даже подавление стационарной интенсивности ИРИ ($\alpha_{\text{st}} < 0$) при максимальных мощностях воздействия [32], что отражает более общую тенденцию некоторого уменьшения значений показателей степени θ, α_{M} и α_{st} с ростом мощности ВН от пороговых значений в генерации ИРИ (см. рис. 8 и табл. 1).

2. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Анализ проведенных исследований показал, что при воздействии мощной радиоволной на ионосферную плазму возбуждение и рост интенсивности МИИН сопровождается, с одной стороны, увеличением интенсивности ИРИ, а с другой — развитием эффекта аномального ослабления радиоволн. При превышении некоторого уровня интегральной интенсивности МИИН (большего для меньших отстроек Δf^-) в динамике развития излучения начинает формироваться overshoot-эффект — уменьшение интенсивности ИРИ после достижения максимальных значений. Возрастание интегральной интенсивности МИИН при переходе к стационарному состоянию искусственной турбулентности, при увеличении мощности ВН [9-11, 18], а также с ростом интенсивности и весового вклада мелкомасштабной части спектра МИИН (метровых неоднородностей) при уменьшении

частоты ВН коррелирует с увеличением как величины аномального ослабления радиоволн [8-9], так и величины overshoot-эффекта.

Проведенное сопоставление динамики развития ИРИ и МИИН свидетельствует о двойственной роли неоднородностей в процессе генерации излучения. На стадии роста интенсивности ИРИ до максимальных значений МИИН выступают в роли источника $S_{\rm s}(t)$, поддерживающего генерацию излучения. На стадии развития overshoot-эффекта МИИН дополнительно начинают играть роль депрессора $S_{\rm d}(t)$, обуславливая аномальное ослабление излучения $\exp\{-S_{\rm d}(t)\}$ на выходе из возмущенной области. Временная эволюция интенсивности ИРИ на стадии развития МИИН может быть представлена с помощью зависимости

$$S(t) = S_{\rm s}(t)\,(1-\exp(-\frac{t-\tau_0^{'}}{\tau_s}))\exp\left(-S_{\rm d}(t)\,(1-\varepsilon(-\frac{t-\tau_0^{'}}{\tau_{\rm d}}))\right) \quad \text{для } t \geq \tau_0^{'}. \tag{2}$$

Здесь $S_{\rm d}(t) = \ln(S_{\rm s}/S_{\rm st})$, $S_{\rm s}$, $S_{\rm d}$ и $S_{\rm st}$ — величины, характеризующие интенсивность соответственно источника, депрессора и стационарного уровня излучения, $\tau_0^{'}$, $\tau_{\rm s}$ и $\tau_{\rm d}$ определяют соответственно время задержки в развитии ИРИ и характерные времена развития источника и депрессора излучения. Все эти параметры зависят, в свою очередь, как от величины отстройки Δf^-, так и от частоты ВН. В предлагаемой эмпирической модели динамики развития ИРИ время достижения и интенсивность временнóго максимума определяются существованием экстремума функции (2), а величина overshoot-эффекта $S_{\rm M}/S_{\rm st}$ в большой степени зависит от величины $\exp\{S_{\rm д}\} = S_{\rm s}/S_{\rm st}$ и соотношения $\tau_{\rm s}/\tau_{\rm d}$.

На рис. 9 представлены результаты численных расчетов значений $\tau_{\rm M}$ и $S_{\rm M}/S_{\rm st}$ в зависимости от параметров модели (2). Для трансцендентного уравнения

$$\partial S(t)/\partial t = \frac{\exp(\tau_{\rm M}/\tau_{\rm d})}{\exp(\tau_{\rm M}/\tau_{\rm s})-1} - \frac{\tau_{\rm s}}{\tau_{\rm d}}\ln(\frac{S_{\rm s}}{S_{\rm st}}) = 0 \tag{3}$$

в некоторой области значений $\tau_{\rm s}/\tau_{\rm d}$ существует два решения, одно из которых соответствует минимуму функции $S(t)$, время $\tau_{\rm m}$ достижения и относительная интенсивность $\dfrac{S_{\rm m}}{S_{st}}$ которого также приведены на рис. 9. Анализ приведенных на рисунке данных позволяет сделать следующие выводы.

1. Практически для всей области параметров выполняется соотношение $\tau_{\rm M} \lesssim \tau_{\rm d}$.

2. Динамические характеристики излучения для малых отстроек Δf^-, где наблюдается наименьшая величина overshoot-эффекта $S_{\rm M}/S_{\rm st}$, определяются такими временами развития источника и депрессора, для которых $\tau_{\rm s}/\tau_{\rm d} \gtrsim 1$; при этом монотонная динамика развития ИРИ (отсутствие максимума) не всегда соответствует отсутствию депрессии излучения.

3. Значительное возрастание величины overshoot-эффекта с увеличением Δf^- при относительно слабой зависимости $\tau_{\rm M}$ от Δf^- отвечает смещению значений функций $\tau_{\rm M}(\dfrac{\tau_{\rm s}}{\tau_{\rm d}})$ и $S_{\rm M}(\dfrac{\tau_{\rm s}}{\tau_{\rm d}})$ в область значений аргумента $\tau_{\rm s}/\tau_{\rm d} \lesssim 1$, что может обуславливаться как ростом $\tau_{\rm d}$, так и, в большей степени, уменьшением $\tau_{\rm s}$ с ростом величины отстройки.

4. Наблюдаемое возрастание величины overshoot-эффекта для всех отстроек с уменьшением частоты ВН при относительно слабой зависимости $\tau_{\rm M}$ от $f_{\rm BH}$ определяется усилением депрессора излучения $\ln(S_{\rm s}/S_{\rm st})$ при некотором уменьшении значений $\tau_{\rm d}$.

5. Динамика ИРИ при наличии минимума интенсивности, наблюдаемая в ряде экспериментов, в частности при $f_{\rm BH} \gtrsim nf_{\rm He}$ [30], может отвечать условиям генерации интенсивного депрессора излучения с $\tau_{\rm d} < \tau_{\rm s}$.

Измеряемые значения $\tau_{\rm M}$ и $S_{\rm ov}$ не позволяют однозначно определять величины $\tau_{\rm s}$, $\tau_{\rm d}$ и $S_{\rm s}/S_{st}$. В настоящее время эта задача решается путем сопоставления динамики развития ИРИ в эксперименте с результатами моделирования развития ИРИ при различных параметрах модели. Определяемые таким образом временные характеристики источника и депрессора излучения в дальнейшем могут использоваться для сопоставления с характерным временем развития МИИН τ_{st}, зависящим от $l_\perp$, $P_{\rm э}$, $f_{\rm BH}$) и определения масштабов неоднородностей, вносящих наиболее существенный вклад в генерацию и депрессию ИРИ, по эмпирической модели эволюции МИИН [11].

Более детальное обсуждение влияния развития и релаксации мелкомасштабных неоднородностей на динамические характеристики различных спектральных компонент ИРИ при использовании различных времен-

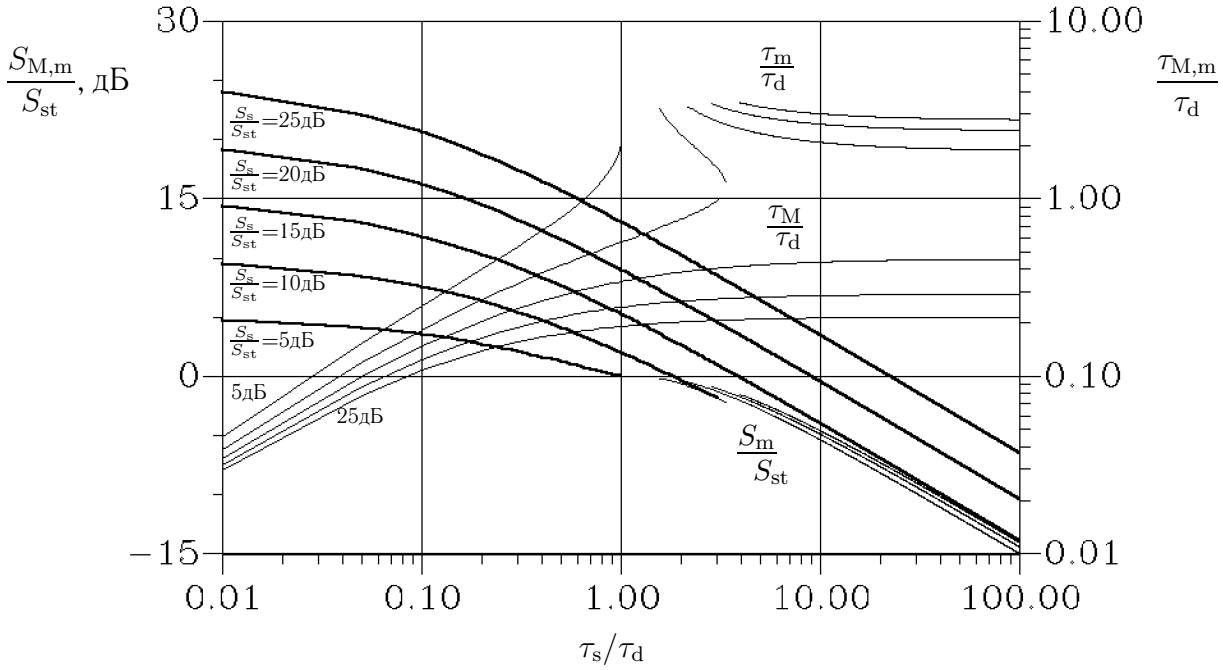

Рис. 9. Зависимость времен достижения максимума и минимума ИРИ (τ_M и τ_m) по отношению к времени развития депрессора τ_d, величины overshoot-эффекта S_M/S_{st} (толстые линии) и величины S_m/S_{st} (тонкие линии) от соотношения τ_s/τ_d, рассчитанные для эмпирической модели (2) при значениях S_s/S_{st}равных5 дБ, 10 дБ, 15 дБ, 20 дБ и 25 дБ.

ных режимов излучения ВН, мощности и частоты нагрева проведено во второй и третьей частях данной работы [26,27].

Авторы выражают глубокую признательность Российскому фонду фундаментальных исследований (проекты 96–02–18659, 97–02–16397 и 99–02–16479) и INTAS (проект INTAS–RFBR 95–0434) за оказанную финансовую поддержку при выполнении данной работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Showen R. L., Kim D. M. // J. Geoph. Res., 1978. V. A83. № 2. P. 623.
2. Djuth F. T., Sulzer M. P., Elder J. H. // Geophys. Res. Lett., 1990. V. 17. № 11. P. 1893.
3. а) Thide B., Djuth F. T., Leyser T. B., Ierkic H. M. // J. Geophys. Res., 1995. V. A100. P. 23887.
   б) Nordling J. A., Hedberg A., Vannberg G, Leyser T. B. and et. al. // Radio Sci., 1988. V. 23. № 5. P. 809.
4. Грач С. М., Караштин А. Н., Митяков Н. А., Рапопорт В. О., Трахтенгерц В. Ю. // Физика плазмы, 1978. Т. 4. С. 1321.
5. Васьков В. В., Гуревич А. В. // ЖЭТФ, 1975. Т. 69. С. 176.
6. Бойко Г. Н., Ерухимов Л. М., Зюзин В. А. и др. // Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1985. Т. 28. № 4, С. 395.
7. Фролов В. Л. // Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1988. Т. 31. № 10. С. 1164.
8. а) Stubbe P., Stocker A. J., Honary F. and et. al. // J. Geophys. Res., 1994. V. 99. № A4. P. 6233.
   б) Robinson T. R., Honary F., Stocker A. J., and et. al. // J. Atm. Terr. Phys., 1996. V. 58. № 1-4. P. 385.

9. а) Jones T. B., Robinson T. R., Stubbe P., Kopka H. // Radio Sci., 1983. V. 18. P. 835.
б) Stubbe P. // J. Atm. Terr. Phys., 1996. V. 58. № 1-4. P. 349.
10. Ерухимов Л. М., Метелев С. А., Мясников Е. Н., Митяков Н. А., Фролов В. Л. // Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1987. Т. 30. № 2. С. 208.
11. Frolov V. L., Erukhimov L. M., Metelev S. A., Sergeev E. N. // J. Atm. Terr. Phys., 1997. V. 59. No 18. P. 2317.
12. Насыров А. М. Рассеяние радиоволн анизотропными ионосферными неоднородностями. — Изд-во Казанского ун-та, 1991.
13. Беликович В. В., Ерухимов Л. М., Зюзин В. А. и др. // Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1988. Т. 31. № 3. С. 251.
14. Minkoff J., Kugelman P., Weissman I. // Radio Sci., 1974. V. 9. № 11. P. 941.
15. Fialer P. A. // Radio Sci., 1974. V. 9. № 11. P. 923.
16. Carpenter G. B. // Radio Sci., 1974. V. 9. № 11. P. 965.
17. Barry G. H. // Radio Sci., 1974. V. 9. No 11. P. 1025.
18. Rao P. B., Thome G. D. // Radio Sci., 1974. V. 9. No 11. P. 987.
19. Thide B., Kopka H., Stubbe P. // Phys. Rev. Lett., 1982. V. 49. P. 1561.
20. Stubbe P., Kopka H., Thide B., Derblom H. // J. Geophys. Res., 1984. V. 89A. P. 7523.
21. Leyser T. B., Thide B., Waldenvik M. and et. al. // J. Geophys. Res., 1993. V. A98. P. 17597.
22. Leyser T. B., Thide B., Waldenvik M., Veszelei E., Frolov V. L., Grach S. M., Komrakov G. P. // J. Geophys. Res., 1994. V. A99. P. 19555.
23. Фролов В. Л., Комраков Г. П., Сергеев Е. Н., Тиде Б., Ванделвик Л., Весзелей Е. // Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1997. Т. 40. № 9. С. 1091.
24. Сергеев Е. Н., Фролов В. Л., Бойко Г. Н., Комраков Г. П. // Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1998. Т. 41. № 3. С. 313.
25. Sergeev E. N., Frolov V. L., Komrakov G. P., Thide B., Carozzi T. // J. Atm. Terr. Phys., 1997. V. 59. № 18. P. 2383.
26. Сергеев Е. Н., Грач С. М., Комраков Г. П., Фролов В. Л., Штуббе П., Тиде Б., Лейзер Т., Кароззи Т. // Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1999 (в печати).
27. Сергеев Е. Н., Грач С. М., Шварц М. М., Влияние мелкомасштабных неоднородностей на характеристики overshoot-эффекта в эволюции искусственного радиоизлучения ионосферы. Ч. 3. Результаты численного моделирования. // Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1999 (в печати).
28. Грач С. М. // Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1985. Т. 28. № 6. С. 684.
29. а) Ерухимов Л. М., Ковалев В. Я., Куракин Е. П. и др. Результаты экспериментальных исследований искусственной ионосферной турбулентности, полученные на нагревном стенде "Гиссар."// Препринт № 290. — Горький: НИРФИ, 1989.
б) Ерухимов Л. М., Ковалев В. Я., Куракин Е. П., Марченко С. Ф., Рубцов Л. Н., Сергеев Е. Н., Фролов В. Л. // Геомагнетизм и аэрономия, 1987. Т. 27. № 5. С. 758.
30. Фролов В. Л., Грач С. М., Ерухимов Л. М., Комраков Г. П., Сергеев Е. Н., Тиде Б., Кароззи Т. // Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1996. Т. 39. № 3. С. 352.
31. Ponomarenko P. V., Thidé B., Leyser T. — In: Abs. 8th Scientific Assembly of IAGA with ICMA and STP Symposia. — Uppsala, Sweden, 1997. P. 342.
32. Grach S.M., Shvarts M.M., Sergeev E.N., Frolov V.L. // J. Atm. Terr. Phys., 1998. V. 60. № 12. P. 1233.

[1] Научно-исследовательский радиофизический институт, г. Н.Новгород, Россия
[2] Max-Planck Institut für Aeronomie, Katlenburg-Lindau, Germany
[3] Institute of Space Physics, Uppsala, Sweden

Поступила в редакцию 23 декабря 1998 г.

INFLUENCE OF SMALL-SCALE IRREGULARITIES ON CHARACTERISTICS OF THE OVERSHOOT EFFECT IN THE TEMPORAL EVOLUTION OF STIMULATED ELECTROMAGNETIC EMISSION. PART I. DEVELOPMENT STAGE

E. N. Sergeev, S. M. Grach, G. P. Komrakov, V. L. Frolov, P. Stubbe, B. Thide, T. Leyser, and T. Carozzi

We present the results of experimental studies of the evolution of stimulated electromagnetic emission (SEE) induced in the F-region of the ionosphere by powerful radio emission in a wideband frequency range. Characteristics of the overshoot effect in SEE evolution are compared with the observational data on the long anomalous absorption and backscattering of HF and VHF radio waves. It is shown that the overshoot results from the anomalous attenuation of SEE due to its scattering on artificial small-scale irregulareties (ASSI). We found that typical growth time the SEE overshoot decreases while the magnitude of this effect increases as the pump frequency decreases from 6 to 4 MHz. These features are related to the observed increase of the ASSI intensity in $l_\perp \sim 3$–10 m striation scale length.

REVIEW OF SEE FEATURES: RECENT RESULTS OBTAINED AT THE "SURA" HEATING FACILITY

V. L. Frolov, L. M. Kagan, and E. N. Sergeev

We present a short review of stimulated electromagnetic emission (SEE) features for main SEE components (DM, UM, NC, BC, BUM, and BUS) and their variations when additional X-mode heating is used. Experiments have been performed at the "Sura" heating facility (Nizhny Novgorod, Russia) during the last few years.

Since the first observations of stimulated electromagnetic emissions (SEE), excited in the ionospheric F region by a powerful high frecuency (HF) electromagnetic wave from a groundbased transmitter [1, 2], a lot of variety of spectral structures have been distinguished in the sidebands of the reflected pump wave. The first classification of the SEE structures was done in [3]. Today more than 15 SEE components are known. Among them the major SEE components on the downshifted side, with respect to the pump wave frequency f_0, are "downshifted maximum" (DM), which is the most prominent SEE spectral structure downshifted approximately $9 \div 15$ kHz from the pump [3–5], "broad continuum" (BC), which can extend up to $\Delta f^- \simeq 50 \div 80$ kHz below the DM [4, 6] and "narrow continuum" (NC^-), which occurs either in a frequency range between the DM and the pump carrier at the steady state of artificial ionospheric turbulence (AIT) development or at frequencies up to $\Delta f^- \simeq 60$ kHz below the pump frequency at the initial stage of AIT evolution showing in both cases a rapid decrease of its intensity with increasing Δf^- [4, 6–8]. On the upshifted side of SEE spectra for pump frequencies far from gyroharmonic frequency ranges, the major spectral features are "narrow continuum" (NC^+), which is observed in a frequency range up to $\Delta f^+ \simeq 20$ kHz above the carrier [6, 7], and "upshifted maximum" (UM), which is a narrow peak at frequency shifts of about $7 \div 12$ kHz [3, 9].

An important distinguishing characteristics of the SEE is a crucial dependence of the emission properties on f_0, if it is close to a harmonic of the electron cyclotron frequency nf_{ce} ($f_{\mathrm{ce}} \simeq 1350$ kHz in our measurements, n is the harmonic mode) [4]. In this case generation of "broad upshifted maximum" (BUM) is observed in SEE spectra at offset frequencies of about $15 \div 150$ kHz [4, 10]. It is believed that the generation of such an intensive emission component as the BUM is conditioned by cyclotron harmonics effects for which excitation of the Bernstein waves as a result of a four-wave interaction is of basic importance.

We can note also "upshifted wideband emission" (UWE), which is observed in the upper sideband of the pump frequency at offset frequencies up to 500 kHz [11], "downshifted wideband emission" (DWE), which is observed in the lower sideband of the pump frequency at offset frequencies from 70 to 110 kHz [6], and emission observed in a vicinity of a twice pump wave frequency [12].

In last few years, investigation of SEE properties in the upper sideband of the pump frequency plays a dominant role since these emission components can not be explained in the framework of common three-wave interaction mechanisms. Recent experiments have shown that rather intensive wideband emissions in the upper sideband of the pump frequency (like the BUM) can be produced for f_0 in a frequency range rather far from gyroharmonics. This emission component has been named "broad upshifted structure" (BUS) [13]. The existence of such emissions for pump frequencies outside the known gyroharmonic ranges is very important for the theory of SEE generation.

In ionospheric modification experiments it has been found a close relation between SEE and low-frequency (artificial small-scale irregularities or striations and low-frequency plasma waves) and high-frequency (the Langmuir, upper-hybrid, and the Bernstein plasma waves) turbulence. Basing on SEE measurements this can be used for diagnostics of AIT properties and is an alternative to incoherent radar observations.

Below we present some results obtained in our recent experiments.

1. NEW BUM FEATURES

We have performed detailed investigations of BUM features and found that the BUM is a composition of two different emission components [14]. The first component (BUM_1) is generated in the immediate vicinity of the electron cyclotron harmonic frequency and shows a weak dependence of its peak frequency, $\Delta f_{\mathrm{BUM}_1} = f_{\max}^{(\mathrm{BUM}_1)} - f_0$, on the pump frequency f_0. Its intensity is greatest for $\delta f \equiv f_0 - nf_{\mathrm{ce}} \simeq 0$. The second component ($\mathrm{BUM}_2$) is generated when $\delta f > 0$ and prevails in the BUM spectrum when the pump frequency is of about 20 kHz above the gyroharmonic frequency, showing a stronger dependence of its peak frequency on the pump frequency than the BUM_1. For $\delta f \geq 20$ kHz, the frequency shifts of the BUM_2 peak, $\Delta f_{\mathrm{BUM}_2}$, may be approximated as $\Delta f_{\mathrm{BUM}_2} = \delta f$. The BUM_2 peak intensity has its largest value for $\delta f \simeq 30 \div 40$ kHz, where an occurrence of multiple maxima (up to three, as a rule) is observed in the spectra. Experiments with additional heating have shown that superthermal electrons, accelerated up to superthermal energy in a plasma resonance layer due to thermal parametric instability development, can exert an influence on generation of the BUM_1 component [15].

2. BUS FEATURES

It has long been noted that rather intensive emissions in the upper sideband of the pump frequency can be produced in the frequency range between gyroharmonics. This emission component has been named "broad upshifted structure" (BUS) [13]. Generation of the BUS shows definitely its dependence on the gyroharmonic mode number n. With growth of n the frequency band of BUS generation becomes more narrow, first of all, through a decrease of its upper boundary from $\delta f \equiv f_0 - nf_{\mathrm{ce}} \simeq 700$ kHz $\simeq 0.5 f_{\mathrm{ce}}$ to approximately 520 kHz $\simeq 0.4 f_{\mathrm{ce}}$, and to about 260 kHz $\simeq 0.2 f_{\mathrm{ce}}$ for the $3f_{\mathrm{ce}} \div 4f_{\mathrm{ce}}$, $4f_{\mathrm{ce}} \div 5f_{\mathrm{ce}}$, and $5f_{\mathrm{ce}} \div 6f_{\mathrm{ce}}$ frequency ranges, respectively. Along with that the frequency subrange where the BUS has the highest intensity approaches to a gyroharmonic. These results may be considered as a hint that the BUS is also a gyroharmonic feature. It has been found that the BUS becomes detectable when the effective radiated power (ERP) exceeds a magnitude of about $P \simeq 5$ MW. For the BUS, no hysteresis effect in its intensity–power dependence has been observed. The rise time for the BUS is a few seconds similar to the DM, but the BUS reaches the maximum of its development only after $15 \div 30$ s of pumping when the DM has already reached steady state following an initial overshoot. Measurements performed have shown that the striations do not play such a crucial role in the BUS generation as for the DM. It has been found also that BUS can be exited by underdense heating, when the F_2-region critical frequency f_{0F_2} is below the pump frequency by up to 200 kHz, which corresponds for these measurements to the difference between the upper hybrid resonance frequency and the plasma resonance frequency. Basing on this fact it may be concluded that the BUS, as well as the DM and BUM, is generated near the upper hybrid resonance layer. It can be seen, on the experimental grounds, that the BUS and BUM have a number of common features, in spite of the fact that the generation of the BUM occurs only when a pump frequency is close to an electron cyclotron harmonic frequency, while the generation of the BUS occurs when a pump frequency is rather far from a gyroharmonic frequency. Among the similarities are the form of their spectra, the limited influence of the striations on their evolution, the absence of a hysteresis effect in its emission intensity-pump power dependence, and the faster relaxation rate after a pump wave switch-off the time of relaxation ($\tau_{\mathrm{rel}} \leq 1$ ms) compared to the DM. Taking into account all obtained experimental data we can not exclude that the BUS is a gyrofeature like the BUM.

3. RELATIONSHIP BETWEEN DM AND UM FREQUENCY SHIFTS

We have studied a dependence of DM and UM positions in the SEE spectrum on the pump frequency in the wide frequency range $f_0 = 4.5 \div 9.5$ MHz [16]. It should be noted that the most part of measurements have been carried out in gyroharmonic frequency ranges for n equal to 4, 5, 6, and 7. To characterize the position of the DM and UM in SEE spectra we have chosen frequencies corresponding to their peaks of the spectral power density, $\Delta f_{\max}^{\mathrm{DM}} \simeq -(9 \div 15)$ kHz and $\Delta f_{\max}^{\mathrm{UM}} \simeq 7 \div 12$ kHz, as well as to minima of the spectral power density located between the maxima and the pump frequency, $\Delta f_{\min}^{\mathrm{DM}} \simeq -(7 \div 8)$ kHz and $\Delta f_{\min}^{\mathrm{UM}} \simeq 5 \div 6$ kHz. It has been found the following. First, for both the DM and UM a linear dependence of their peak frequencies on the pump frequency is the same in the analyzed frequency range: $\Delta f_{\max}^{\mathrm{DM,UM}} \simeq \mp[F + 1.1 \cdot 10^{-3}\ (f_0 - 4500)]$, where f_0 is expressed in kHz, F is equal to 9 kHz and 7 kHz for DM and UM, respectively, i.e. the difference $|\Delta f_{\max}^{\mathrm{DM}}| - |\Delta f_{\max}^{\mathrm{UM}}|$ is kept constant and is of about 2 kHz. Second, the frequencies of the minimum spectral power density do not almost depend on the pump frequency while the difference $|\Delta f_{\min}^{\mathrm{DM}}| - |\Delta f_{\min}^{\mathrm{UM}}|$ is also of about 2 kHz. These experimental data permit us to conclude that the UM is not a mirror structure relative to the DM but a common instability may play a significant role in the generation mechanism for both SEE components.

4. EXPERIMENTS WITH X-MODE PUMP WAVE FOR ADDITIONAL HEATING OF THE IONOSPHERE

In F-region modification experiments, powerful HF radio waves with O-mode polarization have been almost always used. This is because of the fact that in the vicinity of a plasma resonance these waves effectively interact with the ionospheric plasma, resulting in the growth of the thermal (resonance) and parametric decay instabilities and, consequently, in the generation of the AIT. In the case of X-mode wave pumping, the lack of resonant interaction between the X-mode waves and the plasma significantly limits possible mechanisms of AIT generation. However, recent experiments carried out at the "Sura" heating facility have allowed to reveal that phenomena, induced in the ionosphere modified by powerful X-mode waves, have complex nature [17]. Performed measurements have shown that the switch-on of the additional X-heating leads to a decrease in the O-wave-induced HF turbulence level of both pondermotive and thermal origin. In the latter case it also causes a decrease in the intensity of artificial small-scale striations. The measurements have shown also the following. 1). The most effect of the X-wave heating take place when the X-wave reflects from the ionosphere in a vicinity of the reflection level of the O-wave. 2). An influence of the X-wave modification on features of the AIT, induced by O-wave, is observed in a wide frequency range of about ± 500 kHz around the optimum frequency. 3). This phenomenon is not a result of a modification of the lower ionosphere (of the D and E regions). 4). The effect of the X-wave heating becomes detectable when the X-wave power is more than of 20 MW ERP. 5). A typical time of SEE evolution under the additional X-mode modification can last from 0.1 s to a few seconds depending on level of the AIT induced by the O-mode diagnostic wave. 6). An aftereffect of the X-wave modification is kept lasting up to 60 s. It is found also that the X-mode modification before O-mode pumping creates preconditioning effects, expressed as both a decrease of the intensity of the DM and BC emission components and a retardation of their development. However, the effect is noticeably weaker than in the case of simultaneous radiation of the X- and O-mode waves. Thus, it is reasonable to conclude that X-mode modification can itself effect the AIT evolution, and the influence is essentially amplified in the presence of O-wave excited turbulence.

The first experiments regarding studies of the X-wave—plasma interaction have shown a great complexity and multiplicity of the observed phenomena the nature of which is still unknown.

5. STUDY OF TEMPORAL EVOLUTION OF HF-EXCITED PLASMA WAVES BY MEANS OF THE SEE

Until recently, the experimental studies of the temporal evolution of HF-excited plasma waves were carried out almost exclusively by means of incoherent scatter radars. In our measurements, based on the SEE evolution researches, a new method has been elaborated and applied for investigation of HF plasma turbulence (the Langmuir and upper-hybrid plasma waves) with the high temporal resolution of about of 0.3 ms [18]. To investigate pondermotive SEE components (NC_{st}, NC^{+}) a pump pulse modification with the pulse duration of $10 \div 200$ ms and the interpulse period of $1 \div 10$ s is used to guarantee the "could start" conditions for development of the parametric decay instability. Measurements, in which a time mode with the switch-on interval of $80 \div 180$ ms and the switch-off interval of 20 ms is used, are carried out to study such thermal SEE components as the DM and BC related to the development of the upper-hybrid turbulence. This scheme is used also for studying features of the BUM and BUS emission components. The presence of the 20-ms-long pauses for the quasi-continuous pumping provides a way for repeated multiple measurements of the emission evolution after the pump turn-on and turn-off. Because the SEE has the noise nature, averaging its intensity over more than 10 pulse data sets is usually made to improve clarity.

Our results allow to make the following conclusions.

1). The SEE temporal development (the growth time and the overshoot magnitude) depends essentially on both the emission component observed and the frequency shift for the chosen component [8, 18].

2). A typical decay time, τ_d, after the pump switch-off depends on the emission component, the pump power and timing for pump wave radiation. In [8] it has been found that for the pondermotive part of the NC a value of the τ_d decreases abruptly from of about of 4 ms at low pump powers (the time is close to plasma wave collisional damping under conditions of our measurements) down to of about 1 ms if the pump power exceeds a threshold value ($P_{th} \simeq 5 \div 20$ MW ERP), which depends on the pump timing being larger for the shorter pump pulse duration. It is reasonable to believe that such decay time variations are dictated by the strong influence of photoelectrons and HF-accelerated electrons on plasma wave damping.

3). The decay time exhibits its smallest magnitude of about 0.3 ms when a pump frequency is very close to a gyroharmonic frequency and grows gradually with an increasing frequency shift from the gyroharmonic frequency for both the lower (DM and BC) and upper (BUM) sidebands [18]. It may indicate that in the gyroharmonic frequency range the cyclotron damping of plasma waves plays a dominant role.

The elaborated diagnostic SEE (DSEE) technique [19] can be used for studying features of the small-scale turbulence of both artificial [19] and natural [20–21] origin, as well as for measuring transport of HF-induced disturbances along the geomagnetic field line in the upper ionosphere [15]. In this field of investigations extremely interesting results may be expected from simultaneous measurements by means of both incoherent scatter radar, providing information on additional ionospheric parameters (electron and ion temperatures, and plasma drift velocities) and ionospheric modification by HF powerful radio waves. Such kinds of measurements can be performed today in Arecibo, Puerto Rico (mid-latitudes) and Tromsø, Norway (high latitudes).

The all above examples show the enormous richness of the SEE properties reflecting features of plasma instabilities excited in the ionosphere by HF powerful waves. Taken together, performed observations show that, first, many processes occur simultaneously in the ionospheric plasma modified by a powerful HF wave and, second, generation of the SEE reflects directly these processes' development representing an ideal test for our understanding of nonlinear processes. The fresh results open new ways for experimental and theoretical work and are important not only for plasma physics in general but for its application to solar and stellar plasma surroundings as well.

This work has been supported by Russian Foundation for Basic Research (project №s. 98–05–64509

and 99–02–16479.

REFERENCES

1. Belikovich V. V., Benedictov E. A., Grach S. M, Terina G. I. — In: Abstracts of XXIIIth All-Union Conference on Radio Wave Propagation. — M.: Nauka, 1981. V. 1, P. 107.
2. Thidé B., Kopka H., Stubbe P. // Phys. Rev. Lett., 1982. V. 49. P. 1561.
3. Stubbe P., Kopka H., Thidé B., Derblom H. // J. Geophys. Res., 1984, V. 89. P. 7523.
4. Leyser T. B., Thidé B., Waldenvik M., Goodman S., Frolov V. L., Grach S. M., Karashtin A. N., Komrakov G. P., Kotik D. S. // J. Geophys. Res., 1993. V. 98. P. 17597.
5. Leyser T. B., Thidé B., Waldenvik M., Veszelei E., Frolov V. L., Grach S. M., Komrakov G. P. // J. Geophys. Res., 1994. V. 99. P. 19555.
6. Boiko G. N., Erukhimov L. M., Zyuzin V. A., Komrakov G. P., Metelev S. A., Mityakov N. A., Nikonov V. A., Ryzhov V. A., Tokarev Yu. V., Frolov V. L. // Izv. Vyssh. Uchebn. Zaved. Radiofiz., 1985. V. 28. P. 395.
7. Frolov V. L., Komrakov G. P., Sergeev E. N., Thidé B., Waldenvik M., Veszelei E. // Izv. Vyssh. Uchebn. Zaved. Radiofiz., 1997. V. 40. P. 1091.
8. Sergeev E. N. , Frolov V. L., Boiko G. N., Komrakov G. P. // Izv. Vyssh. Uchebn. Zaved. Radiofiz., 1998. V. 41. P. 313.
9. Frolov V. L., Thidé B., Carozzi T. — In: Abstracts of IVth Suzdal URSI Symposium on artificial modification of the ionosphere. Uppsala, Sweden, 1994. P. 40.
10. Frolov V. L., Grach S. M., Erukhimov L. M., Komrakov G. P., Sergeeev E. N., Thidé B., Carozzi T. // Izv. Vyssh. Uchebn. Zaved. Radiofiz., 1996. V. 39. P. 352.
11. Frolov V. L. // Geomag. Aeron., 1990. V. 30. P. 975.
12. Karashtin A. N., Korobkov Yu. S., Frolov V. L., Tsimring M. Sh. // Izv. Vyssh. Uchebn. Zaved. Radiofiz., 1986. V. 29. P. 28.
13. Frolov V. L., Erukhimov L. M., Ermakova E. N., Komrakov G. P., Sergeev E. N., Stubbe P. // Geophys. Res. Lett., 1997. V. 24. P. 1647.
14. Frolov V. L., Erukhimov L. M., Kagan L. M., Komrakov G. P., Sergeev E. N., Stubbe P. // Phys. Rev. Lett., 1998. V. 81. P. 1630.
15. Frolov V. L., Erukhimov L. M., Komrakov G. P., Sergeev E. N., Thidé B., Bernhardt P. A., Wagner L. S., Goldstain G. A., Selcher G. A. // Izv. Vyssh. Uchebn. Zaved. Radiofiz., 1997. V. 40. P. 561.
16. Frolov V. L., Sergeev E. N., Stubbe P., Thidé B., Leyser T. B. — In: Ext. Abstracts of 5th European Heating Seminar, Sodankylä, Finland, 1997. P. 17.
17. Frolov V. L., Kagan L. M., Sergeev E. N., Komrakov G. P., Bernhardt P. A., Goldstein G. A., Wagner L. A., Selcher C. A., Stubbe P. // J. Geophys. Res., 1999 (in press).
18. Sergeev E. N., Frolov V. L., Komrakov G. P., Thidé B. // J. Atmos. Solar-Terr. Phys., 1997. V. 59. P. 2383.
19. Frolov V. L., Boiko G. N., Metelev S. A., Sergeev E. N. // Izv. Vyssh. Uchebn. Zaved. Radiofiz., 1994. V. 37. P. 909.
20. Kagan L. M., Frolov V. L. // J. Atmos. Terr. Phys., 1996. V. 58. P. 1465.
21. Kagan L. M. — In: Ext. Abstracts of 5th European Heating Seminar, Sodankylä, Finland, 1997. P. 22.

Radiophysical Research Institute
(NIRFI), Nizhny Novgorod, Russia

Поступила в редакцию
3 февраля 1999 г.

QUANTIZATION OF PLASMA DENSITY IRREGULARITIES UNDER THE ACTION OF A POWERFUL ELECTROMAGNETIC WAVE: SPECTRUM OF UPPER HYBRID OSCILLATIONS SELF CONSISTENTLY TRAPPED IN THE DENSITY CAVITIES

Ya. N. Istomin[1] *and T. B. Leyser*[2]

A theoretical model of the self localization of upper hybrid (UH) oscillations in plasma density depletions, due to thermal nonlinearities driven by a homogeneous and monochromatic pump electric field is presented. The Bohr–Sommerfeld condition for the trapped UH oscillations demands that the parameters of the density cavity are quantized. The depth and square of the width of the depletion across the magnetic field is proportional to an integer. For a parabolically shaped cavity, the cavity depth is proportional to the square of the width. The characteristic relative value of the density minimum is a few percents and the width is of the order of one meter, for the pump wave amplitudes used in ionospheric F-region experiments. We consider also the parametric decay of the primary localized UH oscillations trapped in the quantized plasma density depletions into secondary UH oscillations and lower hybrid waves. We have calculated the spectrum of the nonlinear stabilized secondary UH oscillations, which are also trapped self consistently in the same density cavity. The spectrum of the UH oscillations is consistent with the observed spectrum of the downshifted (DM) and upshifted (UM) maximum in stimulated electromagnetic emissions (SEE).

INTRODUCTION

In the present treatment we discuss theoretically a complex response of magnetized plasma involving upper hybrid (UH) oscillations and the effect of thermal and ponderomotive nonlinearities, driven by a monochromatic dipole pump electric field transverse to the ambient magnetic field. The model concerns the self localization of UH oscillations in a plasma density cavity and the formation of multiple UH states through parametric interaction between two or more UH oscillations and lower hybrid (LH) waves which radiate out from the cavity. In order to facilitate discussion of the frequency spectrum of the nonlinearly stabilized secondary UH oscillations and comparison with experimental results, we briefly review the model, which has previously been presented in detail by the authors [1].

The model is based on that of small-scale magnetic field-aligned density irregularities by the present authors [2], in which the nonlinearly stabilized irregularity spectrum is obtained analytically for the case of the UH wavelength of the same order as the transverse irregularity scale, however, without considering the specific cavity shape and UH field distribution. We consider here the dynamics of the transport and ponderomotive processes transverse to the ambient magnetic field dominating over parallel dynamics, which holds for sufficiently high pump powers and small transverse scales (less than the thermal ion cyclotron radius) inside the pump–plasma interaction region [2]. In a plasma with the thermal conductivity parallel to the magnetic field much larger than that across the field, the density irregularities become field-aligned and extend far out from the pump-plasma interaction region.

The complex interaction of slow thermal plasma structuring and fast ponderomotive processes can occur during ionospheric high frequency (HF) pumping, in which a powerful HF electromagnetic pump wave is transmitted into the ionospheric plasma from the ground. The currents associated with the localized UH oscillations can cause electromagnetic emissions, which are suggested to be relevant to the stimulated electromagnetic emissions (SEE) observed during ionospheric HF pumping [3] as well as electromagnetic emissions from other plasmas.

Experimental results have shown that a number of SEE spectral features depend on the formation of pump-excited magnetic field-aligned irregularities [4–6], which occurs on a much longer time scale than

that of ponderomotive processes. The present model attempts to describe self consistently the slow irregularity formation and fast ponderomotive processes involving UH oscillations, which hitherto have been treated separately.

Parametric instabilities of driven trapped UH oscillations have previously been studied for the case of pre-formed density depletions across the ambient magnetic field. Gurevich et al. [7] calculated the instability threshold for the decay of the localized UH oscillations into UH and LH waves, and estimated the stabilized amplitude of the decay products. Mjølhus [8] identified two parametric instabilities for the trapped UH oscillations, namely the decay into UH and LH waves and the so called Stokes–antiStokes instability, which exists when the pump frequency is slightly below the arithmetic mean of the frequencies of two trapped UH oscillation resonances. Mjølhus obtained theoretically the instability thresholds and growth rates and computed numerically the spectrum of the trapped UH oscillations for a weak driver. In the present model the UH oscillations are self localized in the density irregularity due to a thermal nonlinearity, which implies a quantization of the irregularity. Both the instability threshold and spectrum of the nonlinearly stabilized amplitude of the UH oscillations are calculated.

1. SINGLE UH STATE

We describe UH waves with the electric field $\vec{E}_1 = \tilde{\vec{E}}_1 \exp(-i\omega_1 t)$ driven by the pump field $\vec{E}_0 = \tilde{\vec{E}}_0 \exp(-i\omega_0 t)$ scattering off a density irregularity η_0 (the electron density is $N_\mathrm{e} = N_0(1+\eta_0)$ where N_0 is the background density), $\omega_0 = \omega_1$. In the stationary state [2]

$$\frac{2}{\omega_\mathrm{p}}\Big(-\Delta\omega_\mathrm{uh} + \frac{3}{2}\frac{\omega_\mathrm{c}^2}{\omega_\mathrm{p}}\nabla_x^2 + i\frac{\nu_\mathrm{e}}{2}\Big)\tilde{\vec{E}}_1 = \frac{1}{2}\eta_0(\tilde{\vec{E}}_0 + \tilde{\vec{E}}_1), \tag{1}$$

where $\nabla_x = \rho_\mathrm{e}\nabla_\perp$, $x = r_\perp/\rho_\mathrm{e}$, $r_\perp$ is the transverse coordinate with respect to the magnetic field $\Delta\omega_\mathrm{uh} = \omega_\mathrm{uh} - \omega_0$, $\omega_\mathrm{uh} = (\omega_\mathrm{p}^2 + \omega_\mathrm{c}^2)^{1/2}$; ω_c, ω_p, ρ_e, and ν_e are the electron cyclotron frequency, plasma frequency, thermal cyclotron radius, and electron-ion collision frequency, respectively. Taking $\tilde{\vec{E}}_1 = \varepsilon_1\tilde{\vec{E}}_0$ and introducing $r'_\perp = (|\Delta|/s)^{1/2} r_\perp/\rho_\mathrm{e}$, ${\nabla'_\perp}^2 = (s/|\Delta|)\rho_\mathrm{e}^2\nabla_\perp^2$, $\eta'_0 = \eta_0/|\Delta|$, $\delta = 2\nu_\mathrm{e}/(|\Delta|\omega_\mathrm{p})$, $\sigma = \Delta/|\Delta|$, $\Delta = 4(\omega_\mathrm{uh} - \omega_0)/\omega_\mathrm{p}$, and $s = 6\omega_\mathrm{c}^2/\omega_\mathrm{p}^2$, the equation (1) can be reduced to

$${\nabla'_\perp}^2\varepsilon_1 = \eta'_0(1+\varepsilon_1) + (\sigma - i\delta)\varepsilon_1 \tag{2}$$

for the pump driven UH electric field ε_1 interacting with the density irregularity η'_0.

To describe the density and temperature irregularities it is convenient to introduce the diffusive eigenmodes $\xi_{1,2} = \eta_0 + \theta/a_{1,2}$ where θ is the relative electron temperature irregularity [2]. From the transport equations for a magnetized electron fluid and an unmagnetized ion fluid involving the electron and ion dynamics only transverse to the magnetic field, we obtain

$$\Big(\frac{\partial}{\partial\tau} - d_{1,2}\nabla_x^2\Big)\xi_{1,2} = \frac{2}{3a_{1,2}}\frac{\epsilon_0(|\mathbf{E}_\mathrm{h}|^2 - |\mathbf{E}_0|^2)}{N_0 T_{\mathrm{e}0}}, \tag{3}$$

where

$$a_{1,2} = \Big(\frac{2}{3}\kappa'_\perp - \frac{4}{3} - \frac{1}{K_T}\Big) \pm \Big[\Big(\frac{2}{3}\kappa'_\perp - \frac{5}{3} - \frac{1}{K_T}\Big)^2 + \frac{4}{9}\kappa'_\perp - 1\Big]^{1/2},$$

$\tau = \nu_\mathrm{e}t$, $d_{1,2} = (3a_{1,2} - 1)/(3K_T a_{1,2})$, $K_T = T_\mathrm{e}/(T_\mathrm{e} + T_\mathrm{i})$, T_e and T_i are the electron and ion temperatures, respectively, $T_\mathrm{e} = T_{\mathrm{e}0}(1+\theta)$, $T_{\mathrm{e}0}$ is the background electron temperature, $\kappa'_\perp = \kappa_\perp/(N_0\nu_\mathrm{e}\rho_\mathrm{e}^2) \approx 4.66$, $\kappa_\perp$ is the transverse electron thermal conductivity, ϵ_0 is the dielectric constant of vacuum, and $\mathbf{E}_\mathrm{h} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_1$. The effect of the ponderomotive force of the high frequency oscillations on the diffusive irregularities is

much smaller than the thermal effects [2], and is therefore not included in the Eq (3). Profile modifications due to the ponderomotive force, such as obtained for a pre-formed cavity [9], are therefore not expected to be significant for a self consistent cavity.

Noting that $\eta_0 = (a_1\xi_1 - a_2\xi_2)/(a_1 - a_2)$, the steady-state equation (3) for the primed quantities can be reduced to

$$\nabla'^2_\perp \eta'_0 = -\frac{1}{2}Q(\varepsilon_1 + \varepsilon_1^* + |\varepsilon_1|^2), \tag{4}$$

where

$$Q = \frac{2s}{3d_1 d_2 |\Delta|^2}\frac{\epsilon_0 |\vec{E}_0|^2}{N_0 T_{e0}}.$$

Equation (4) gives η'_0 in the equilibrium between the transverse transport processes and the heating/cooling from ε_1 relative to the spatially uniform heating from $\vec{E}_0$ alone. Notice that equations (2) and (4) depend only on the one parameter Q.

Neglecting the collisional damping ($\delta = 0$) in studying the self localized single UH state itself, Eqs. (2) and (4) give

$$\nabla'^2_\perp \varepsilon_1 = \eta'_0(1 + \varepsilon_1) + \sigma\varepsilon_1, \tag{5}$$

$$\nabla'^2_\perp \eta'_0 = -Q\Big(\varepsilon_1 + \frac{\varepsilon_1^2}{2}\Big). \tag{6}$$

In addition to numerically solving Eqs. (5) and (6), we analytically calculate in the geometrical optics approximation the characteristic amplitude $\tilde{\eta}'_0$ and width l'_0 of a density cavity containing a single UH state. From the numerical solution of Eqs. (5) and (6) (see, e.g., Fig. 1 below)

$$\varepsilon_1 \approx -1 + \cos\Big(\int k'_1 \mathrm{d}r'_\perp\Big). \tag{7}$$

The fact that ε_1 exhibits this spatial oscillation can be seen from Eq. (6) in which the right-hand side is non-negative only for $-2 \le \varepsilon_1 \le 0$. Averaging Eq. (6) over the spatial oscillations and using Eq. (7) one can obtain

$$\overline{\nabla'^2_\perp \eta'_0} = \frac{Q}{4}, \tag{8}$$

which is fulfilled by a parabolic density depletion

$$\eta'_0 = \tilde{\eta}'_0\Big[1 - \Big(\frac{r'_\perp}{l'_0/2}\Big)^2\Big], \tag{9}$$

where $\tilde{\eta}'_0 = -Q l'^2_0/32$. For a sufficiently deep density depletion, where multiple scattering of UH waves on the density inhomogeneity dominates over linear dispersion characteristics, Eq. (5) reduces to

$$\nabla'^2_\perp \varepsilon_1 \approx \eta'_0(1 + \varepsilon_1), \tag{10}$$

which yields

$$k'^2_1 = -\eta'_0 \tag{11}$$

and

$$\varepsilon_1 + 1 \approx \Big(\frac{k'_1(r'_\perp = 0)}{k'_1}\Big)^{1/2} \cos\Big(\rho_e \int\limits_0^{r'_\perp/\rho_e} k'_1 \mathrm{d}x - \pi\Big), \tag{12}$$

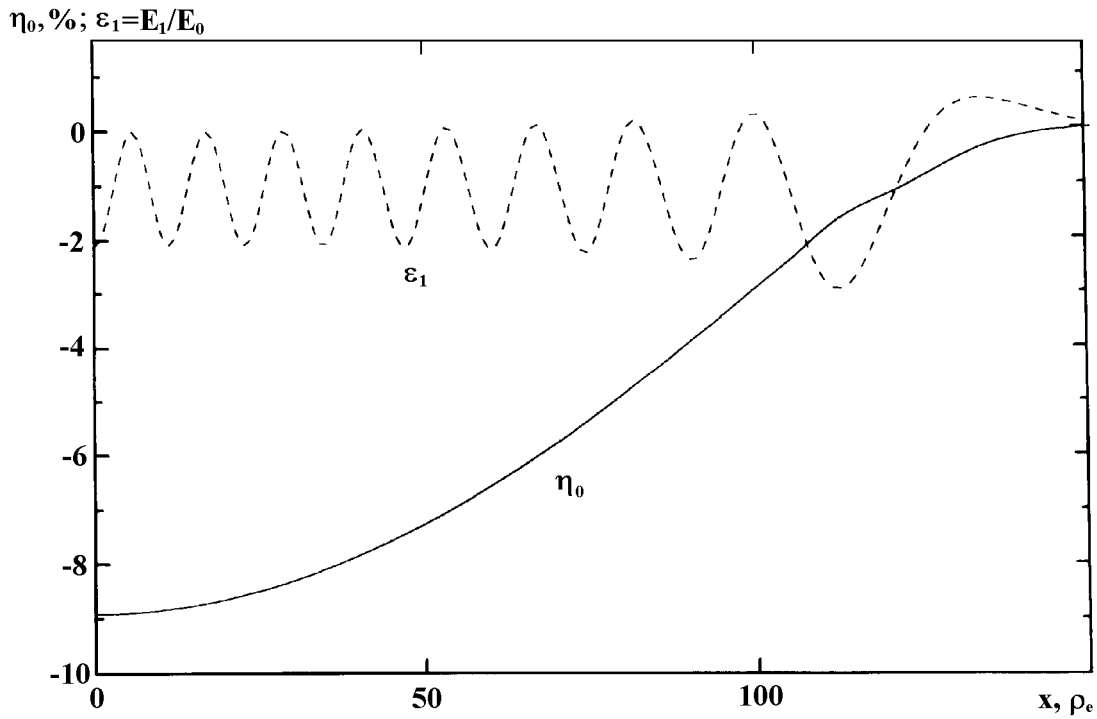

Fig. 1. Electric field amplitude ε_1 of self localized single UH state and density cavity η_0. $Q = 1$ and $\sigma = 1$ with $E_0 = 0.5$ V/m gives $\Delta = 0.0041$. The density cavity is approximately parabolic.

which coincides with the equation (7) in the central region of the cavity. The expression (11) used in Eq. (12) describes the spatial oscillations of the single UH state in a parabolic density depletion. For UH oscillations trapped in η_0 we then have the Bohr–Sommerfeld quantization condition

$$\int\limits_{-l_0'/2}^{l_0'/2} k_1' \mathrm{d}r_\perp' = \int\limits_{-l_0'/2}^{l_0'/2} |\tilde{\eta}_0'|^{1/2} \left(1 - \frac{{r_\perp'}^2}{(l_0'/2)^2}\right)^{1/2} \mathrm{d}r_\perp' = \pi(2n+1), \tag{13}$$

where n is a positive integer. Here we used that the solutions for ε_1 from Eqs. (5) and (6) are even for even η_0. We obtain the quantized depth and characteristic width of the density depletion (unprimed quantities)

$$|\tilde{\eta}_0| = |\Delta| \left(\frac{Q}{2}\right)^{1/2} (2n+1) = (2ps)^{1/2}(2n+1), \tag{14}$$

$$L_0 = \left(\frac{s}{|\Delta|}\right)^{1/2} 4 \left(\frac{2}{Q}\right)^{1/4} (2n+1)^{1/2} = 4 \left(\frac{s}{2p}\right)^{1/4} (2n+1)^{1/2}, \tag{15}$$

where

$$p = \frac{1}{6d_1d_2} \frac{\epsilon_0 |\mathbf{E}_0|^2}{N_0 T_{e0}}.$$

The present multiple nonlinear equilibria may be viewed as a *nonlinear* quantum mechanics, in which the associated Planck constant $\hbar_{\mathrm{NL}}$ is not constant, but depends on the pump power:

$$\hbar_{\mathrm{NL}} = (2ps)^{1/2}.$$

With typical parameter values for ionospheric F-region HF pumping ($s \approx 0.28$, $E_0 = 0.5$ V/m giving $p \approx 1.5 \times 10^{-5}$), we obtain the quantum density step $\Delta\eta_0 = 2(2ps)^{1/2} \approx 0.006$ and $l_0 = \rho_e L_0 \approx 0.7\,(2n+1)^{1/2}$ m. These values are consistent with experimental results. The relative amplitude of HF pump-excited small-scale magnetic field-aligned density irregularities in the ionosphere has been measured to be a few percent during daytime at high latitudes [10] and several percents at mid latitude [11].

Fig. 1 shows a density cavity η_0 and the single UH state ε_1 from numerical solution of Eqs. (5) and (6) with $Q = 1$. The density cavity is approximately parabolic and it is seen that ε_1 oscillates spatially around $\varepsilon_1 \approx -1$ with the amplitude approximately equal to unity, or $\tilde{E}_1$ oscillates around $-\tilde{E}_0$ with the amplitude $\tilde{E}_0$, as described by Eq. (12). More complex density structures resulting from the self localization of UH oscillations are also possible, such as, e.g., double wells [1].

2. DOUBLE UH STATE

If the pump amplitude is sufficiently large, the single UH state does not exist, but instead the cavity may be associated with a double UH state, which contains UH oscillations at two different frequencies. We describe this state by considering the parametric decay of the primary UH oscillations $\vec{E}_1$ into secondary trapped UH oscillations $\vec{E}_2 = \tilde{\vec{E}}_2 \exp(-i\omega_2 t)$ and LH waves with the relative electron density fluctuation $\eta_l = n_l/N_0 = \tilde{\eta}_l \exp(-i\omega_l t)$, which radiate out from the self consistent density cavity ($\omega_0 = \omega_1 = \omega_2 + \omega_l$). For LH waves strictly transverse to the ambient magnetic field, we have in the one-dimensional case [12]

$$-i2\omega_{\rm lh}\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\nu_e}{2}\right)\tilde{\eta}_l - c_s^2\nabla_\perp^2\tilde{\eta}_l = \frac{e^2}{8m_e^2\omega_p^2}\frac{\omega_{pi}^2}{\omega_p^2}\nabla_\perp^2(\tilde{E}_0 + \tilde{E}_1)\tilde{E}_2^*\exp(i\omega_l t), \tag{16}$$

where $c_s^2 = (\gamma_e T_e + \gamma_i T_i)/m_i$, $\gamma_e = 3/4$, $\gamma_i = 3$, e — is an elementary charge, m_e and m_i are the electron and ion mass, respectively, $\omega_{\rm lh} = \omega_c\omega_{pi}/(\omega_p^2 + \omega_c^2)^{1/2}$ is the LH resonance frequency, ω_{pi} is ion plasma frequency. Here an ion componenet contains O^+ ions in the ionospheric bottomside F-region.

The HF equation for the secondary UH oscillations is

$$\frac{2}{\omega_p}\Big(i\frac{\partial}{\partial t} - \Delta\omega_{\rm uh}2 + \frac{3}{2}\frac{\omega_c^2}{\omega_p}\nabla_x^2 + i\frac{\nu_e}{2}\Big)\vec{E}_2 - \frac{1}{2}\eta\vec{E}_h = 0, \tag{17}$$

where $\eta = \eta_0 + \eta_l$, $\Delta\omega_{\rm uh}2 = \omega_{\rm uh} - (\omega_0 - \omega_{\rm lh}) = \Delta\omega_{\rm uh} + \omega_{\rm lh}$, and $\vec{E}_h = \vec{E}_0 + \vec{E}_1 + \vec{E}_2$.

We saw in Eq. (7) that in the geometrical optics approximation, $\tilde{E}_0 + \tilde{E}_1$ oscillates approximately sinusoidally ($k_1 \approx (2n+1)\pi/l_0$). For large values of n the changes of k_1 inside the cavity are small, such that $\Delta k_1/k_1 \simeq 1/n$ in the geometrical optics approximation when $n \gg 1$(the same argument holds for k_2 and the associated integer m introduced below). Because of this we neglect the violation of the phase matching in the center of the cavity. Similarly,

$$\tilde{E}_2 = |\tilde{E}_2|\cos\Big(\int k_2 {\rm d}r_\perp\Big). \tag{18}$$

The quantization condition for the secondary UH state is

$$\int\limits_{-l_2/2}^{l_2/2} k_2 {\rm d}r_\perp = (2m+1)\pi, \tag{19}$$

where the quantum number $m \geq 0$, l_2 is the spatial extent of the secondary field in the cavity, and $k_2 \approx (2m+1)\pi/l_2$. Further, the right-hand side of Eq. (16) has two spatial dependencies for the interaction of

the primary and secondary UH oscillations:

$$(\tilde{E}_0+\tilde{E}_1)\tilde{E}_2^*=\frac{1}{2}|\tilde{E}_0||\tilde{E}_2|\times\Big\{\cos\Big[\int(k_1+k_2)\mathrm{d}r_\perp\Big]+\cos\Big[\int(k_1-k_2)\mathrm{d}r_\perp\Big]\Big\}. \tag{20}$$

Thus, $\eta_{\rm l}$ too has these two spatial dependencies. Noting that near the instability threshold the linear dispersion equation for the LH waves is approximately fulfilled, Eq. (16) yields the LH wave frequencies ($\omega_{\rm l}=\omega_{\rm lh}+\Delta\omega$)

$$\Delta\omega_\pm=\frac{c_{\rm s}^2(k_1\pm k_2)^2}{2\omega_{\rm lh}}, \tag{21}$$

where $\omega_+>\omega_-$, and

$$\Big(\frac{\partial}{\partial t}\pm v_{\rm g}\frac{\partial}{\partial r_\perp}+\gamma+\frac{\nu_{\rm e}}{2}\Big)\tilde{\eta}_{\rm l\pm}=-\frac{ie^2(k_1\pm k_2)^2}{32m_{\rm e}m_{\rm i}\omega_{\rm p}\omega_{\rm lh}}|\tilde{E}_0|\tilde{E}_2^*, \tag{22}$$

where the group velocity of the LH waves

$$v_{\rm g}=\frac{\partial\Delta\omega_\pm}{\partial(k_1\pm k_2)}=\frac{c_{\rm s}^2|k_1\pm k_2|}{\omega_{\rm lh}}=\frac{2\Delta\omega_\pm}{|k_1\pm k_2|},$$

and γ is the growth rate of the parametrically excited UH and LH oscillations. Solving Eqs. (17) and (22) we obtain just above instability threshold ($\gamma\ll\nu_{\rm e}/2$) in the limit $\nu_{\rm e}\gg 2v_{\rm g}/l_2$, in which the collisional damping exceeds the convective losses of LH waves radiating out from the cavity,

$$\gamma=\frac{\nu_{\rm e}}{2}\Big(\frac{|\tilde{E}_0|}{E_{0t}}-1\Big).$$

In the opposite limit $\nu_{\rm e}\ll 2v_{\rm g}/l_2$,

$$\gamma=\frac{\nu_{\rm e}}{2}\Big(\frac{|\tilde{E}_0|^2}{E_{0t}^2}-1\Big).$$

Combining both these limits, an approximate expression of the threshold for parametric decay of the primary UH oscillation into a secondary UH oscillation and LH waves radiating out from the cavity is obtained as

$$E_{0t}^2\approx\frac{2^7m_{\rm e}m_{\rm i}\omega_{\rm p}\omega_{\rm lh}\nu_{\rm e}(\nu_{\rm e}/2+v_{\rm g}/l_2)}{e^2(k_1\pm k_2)^2}. \tag{23}$$

The threshold is proportional to $(\nu_{\rm e}/2+v_{\rm g}/l_2)$, which is the sum of the collisional damping and convective losses of LH waves. In addition, short-wavelength LH waves (for which $n,m>10$) are subject to ion Landau damping $\gamma_{\rm ion}$ which may compare to the collisional damping [13], in which case $\nu_{\rm e}$ in Eq. (23) must be replaced by $\nu_{\rm e}+2\gamma_{\rm ion}$. However, in the present treatment we do not consider large values of n and m, so that ion Landau damping by the unmagnetized ions can be neglected. Instead, the convective losses is the dominating damping mechanism. For typical ionospheric parameter values and $k_1\pm k_2\approx k_1$, Eq. (23) gives $E_{0t}\approx 0.4$ V/m for $n=5$. This threshold is likely to be exceeded in ionospheric HF pump experiments.

Further, UH energy is lost from a single cavity also due to the so called Z-mode leakage resulting from the conversion of the trapped UH mode in the UH wave reflection region inside the density cavity to the Z-mode, which escapes the cavity [14]. For the case of a high density of irregularities across the magnetic field, Z-mode energy would be transformed into UH oscillations by the inverse process of Z-mode leakage [15], thereby decreasing the effective Z-mode leakage. This is the case presently considered and we assume that the damping of the UH oscillations due to Z-mode leakage is smaller than the collisional damping.

However, a detailed investigation of the effect of Z-mode leakage in the presence of other irregularities is a worthwhile topic for future research.

Extending Eq. (1) to include $\tilde{\vec{E}}_2$ we can study the nonlinearly stabilized amplitude in the geometrical optics approximation. We have for $\tilde{\vec{E}}_1$ self consistently in the present of $\tilde{\vec{E}}_0$, $\tilde{\vec{E}}_2$, η_0 and η_1

$$\frac{2}{\omega_{\rm p}}\Big(i\frac{\partial}{\partial t} - \Delta\omega_{\rm uh} + \frac{3}{2}\frac{\omega_{\rm c}^2}{\omega_{\rm p}}\nabla_x^2 + i\frac{\nu_{\rm e}}{2}\Big)\tilde{\vec{E}}_1 - \frac{1}{2}\eta_0\tilde{\vec{E}}_1 = \frac{1}{2}\eta_0\tilde{\vec{E}}_0 + \frac{1}{2}\eta_1\tilde{\vec{E}}_2. \tag{24}$$

From Eq. (17) we obtain for the secondary UH oscillation

$$\frac{2}{\omega_{\rm p}}\Big(i\frac{\partial}{\partial t} - \Delta\omega_{\rm uh}2 + \frac{3}{2}\frac{\omega_{\rm c}^2}{\omega_{\rm p}}\nabla_x^2 + i\frac{\nu_{\rm e}}{2}\Big)\tilde{\vec{E}}_2 - \frac{1}{2}\eta_0\tilde{\vec{E}}_2 = \frac{1}{2}\eta_1^*(\tilde{\vec{E}}_0 + \tilde{\vec{E}}_1). \tag{25}$$

The LH waves are excited by the ponderomotive force of the primary and secondary UH oscillations and are described by Eq. (16). Similarly to Eq. (4), the equation for η_0 in equilibrium with the transport processes transverse to the magnetic field and the relative heating/cooling by the HF electric fields is

$$\nabla_x^2\eta_0 = -\frac{\epsilon_0(|\tilde{\vec{E}}_0 + \tilde{\vec{E}}_1|^2 - |\tilde{\vec{E}}_0|^2 + |\tilde{\vec{E}}_2|^2)}{3d_1d_2N_0T_{\rm e}}. \tag{26}$$

In the stationary state the collisional damping of $\tilde{E}_2$ must equal the parametric excitation, which can be shown to give

$$|\tilde{E}_0 + \tilde{E}_1|^2 = E_{0t}^2, \tag{27}$$

implying that in the saturated instability state $\tilde{E}_1$ oscillates spatially around $-\tilde{E}_0$ with the amplitude E_{0t}. The amplitude of the nonlinearly stabilized secondary UH oscillation can then be obtained as

$$|\tilde{E}_2| = E_{0t}\Big(\frac{\tilde{E}_0}{E_{0t}} - 1\Big)^{1/2}\Big(\frac{l_0}{l_2}\Big)^{1/2}. \tag{28}$$

The self consistent shape of the density cavity containing the double UH state is obtained by averaging Eq. (26) over the spatial oscillations of $\tilde{E}_1$ and $\tilde{E}_2$, which gives

$$\eta_0 = -p\Big[L_0^2\Big(1 - \frac{y_1}{2}\Big) - L_2^2\frac{y_2}{2} - \Big(1 - \frac{y_1}{2} - \frac{y_2}{2}\Big)x^2\Big] \tag{29}$$

for $|x| < L_2 = l_2/\rho_{\rm e}$ and

$$\eta_0 = -p\Big[L_0^2\Big(1 - \frac{y_1}{2}\Big) - \Big(1 - \frac{y_1}{2}\Big)x^2\Big] \tag{30}$$

for $L_2 < |x| < L_0$, where $y_1 = E_{0t}^2/\tilde{E}_0^2 < 1$ and $y_2 = y_1^{1/2}(1 - y_1^{1/2})l_0/l_2$ as obtained from Eq. (28). It is seen from Eqs. (29) and (30) that the cavity has a parabolic shape with two different coefficients, namely $(1 - y_1/2 - y_2/2)$ in the center of the well and $(1 - y_1/2)$ in the outer region. The parabola is thus flatter in the center in the presence of the secondary UH oscillation. The density depletion in the center is

$$\tilde{\eta}_0 = -p\Big[L_0^2\Big(1 - \frac{y_1}{2}\Big) - L_2^2\frac{y_2}{2}\Big].$$

Thus, $|\tilde{\eta}_0|$ is smaller for a double UH state compared to a single UH state. As seen from the right-hand side of Eq. (26) the total electric field and the associated heating which causes the density depletion is higher when $\tilde{E}_2 \neq 0$. Due to the thermal force associated with the transverse transport processes, electrons move in the direction of the temperature gradient [2] so that $|\tilde{\eta}_0|$ decreases as a result of heating, which makes the parabola flatter in the center. Fig. 2 illustrates schematically the double UH state in the cavity with the flatter bottom of the well as described by Eqs. (29) and (30).

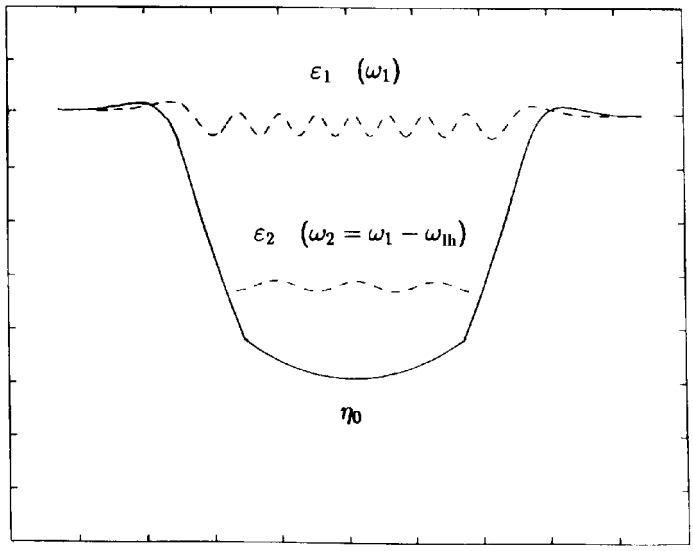

Fig. 2. Schematic illustration of a density cavity of a double UH state. The two UH oscillations differ in frequency by approximately the LH frequency. The flatter bottom of the cavity occurring for a double UH state is indicated.

3. DISCUSSION AND CONCLUSIONS

The localized UH oscillations provide net currents that radiate electromagnetic waves, which could escape the plasma. We conjecture that such emissions give rise to SEE in ionospheric HF pump experiments. It has been proposed that the downshifted maximum (DM) emission in SEE spectra could be due to UH oscillations trapped in density depletions [16].

Fig. 3 shows an example of a calculated frequency spectrum of the parametrically excited trapped UH oscillations, for different n and m ($n_{\max} = 7$ and $n > m$) and parameter values typical of ionospheric experiments. The intensity y_2 of the secondary UH oscillation is plotted as a function of the frequency downshift from the primary UH frequency. The discreteness inherent in trapped oscillation modes gives the spectrum a line structure. The highest frequency component is downshifted by approximately $1.2\omega_{lh}$ ($n = 2$, $m = 1$). A spectral peak is seen at a downshift of approximately $1.4\omega_{lh}$ at which there are overlapping contributions from $n = 5$, $m = 2$ and $n = 7$, $m = 1$. The maximum frequency downshift in Fig. 3 is determined by the maximum n used.

Assuming that irregularities with different n occur according to a binomial distribution (which have a power-law tail), and using the same parameter values as in Fig. 3, we obtain instead the spectrum of secondary UH oscillations shown in Fig. 4. The binomial distribution enhances the smaller n relative to the larger n, which makes the spectrum stronger at the high frequency side. Further, it is seen that the line structure of the spectrum is enhanced in the spectrum in Fig. 4 compared to that in Fig. 3, with notches at downshifts of, e.g., approximately $1.30\omega_{lh}$, $1.37\omega_{lh}$, and $1.50\omega_{lh}$. The calculated spectra of secondary UH oscillations are consistent with experimental results for the DM feature in SEE spectra. For comparison, Fig. 5 shows an example of an SEE spectrum exhibiting the prominent DM. With $\omega_{lh} \approx 8$ kHz the DM occurs between approximately ω_{lh} and $2.5\omega_{lh}$ below the pump frequency. Further, the notches in the spectrum in Fig. 4 appear similar to the, so called, split DM that has sometimes been observed [17, 18].

The secondary UH oscillations can in turn decay into tertiary UH oscillations and LH waves, thereby forming a triple UH state, if the UH oscillation amplitude is sufficiently large and the density cavity is

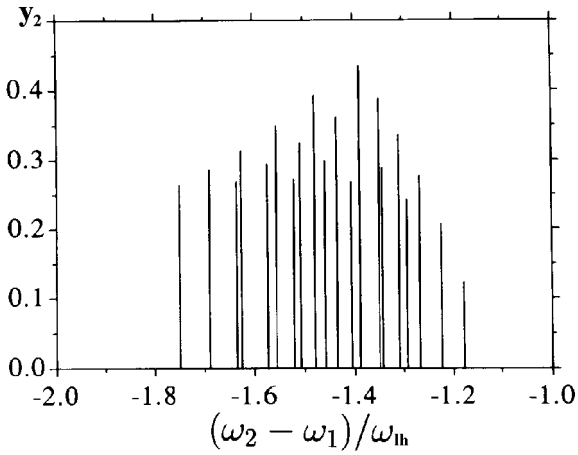

Fig. 3. Frequency spectrum of parametrically excited secondary UH oscillations for $p = 3.34 \times 10^{-5}$ and $n_{\max} = 7$, $n > m$.

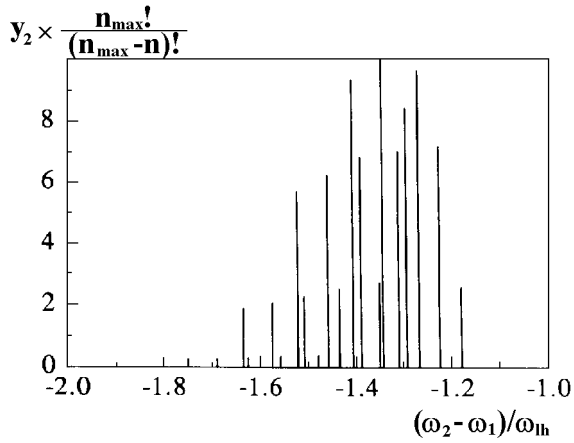

Fig. 4. Frequency spectrum of parametrically excited secondary UH oscillations, for the same parameter values as in Fig. 3 but with the different n binomially distributed.

sufficiently deep. Thus, the cavity can contain a number of UH oscillations, separated from each other by approximately the LH wave frequency. It should be noted that whereas in the present treatment we only considered the structure transverse to the ambient magnetic field, it is essential that the UH currents have a component orthogonal to the cavity density gradient (parallel to the ambient magnetic field) in order to produce radiation which can escape the plasma [19]. A parallel wave number can be inherited from the electromagnetic pump wave.

In conclusion, we have discussed a model for the self localization of UH oscillations in density cavities due to a thermal nonlinearity driven by a monochromatic dipole pump electric field. For the found multiple nonlinear equilibria, both the cavity depth and extent across the ambient magnetic field is quantized. In addition to density cavities containing a single UH state, cavities can also self consistently contain a double UH state, or a triple UH state, etc., if the pump amplitude is sufficiently large. To form a double UH state, the pump strength must exceed the instability threshold for parametric decay of the primary self trapped UH oscillation into secondary UH oscillations and LH waves. The threshold can be exceeded in electromagnetic HF pumping of the ionosphere from the ground and the calculated spectrum of secondary UH oscillations agrees with experimentally observed features of SEE spectra. The model results of quantization of the density irregularities and the existence of multiple UH states with a coexistence of several trapped and interacting UH oscillations in one cavity could be further tested, e.g., by in situ measurements in laboratory plasma experiments, by in situ measurements from sounding rockets or satellites in the ionosphere, or by using ground-based radars to scatter off the density irregularities and UH oscillations.

We are grateful to Bo Thidé for his comments on the manuscript. This research was supported by The Royal Swedish Academy of Sciences and the Swedish Natural Science Research Council.

REFERENCES

1. Istomin Ya. N., Leyser T. B. // Phys. Plasmas. 1998. V. 5. P. 921.
2. Istomin Ya. N., Leyser T. B. // Phys. Plasmas. 1997. V. 4. P. 817.
3. Thidé B., Kopka H., Stubbe P. // Phys. Rev. Lett. 1982. V. 49. P. 1561.
4. Thidé B., Derblom H., Hedberg Å., Kopka H., Stubbe P. // Radio Sci. 1983. V. 18. P. 851.

5. Erukhimov L. M., Metelev S. A., Myasnikov S. N., Mityakov N. A., Frolov V. L. // Radiophys. Quant. Electron. 1987. V. 31. P. 156.
6. Frolov V. L., Ermakova E. N., Erukhimov L. M., Komrakov G. P., Sergeev E. N., Stubbe P. // Geophys. Res. Lett. 1997. V. 24. P. 1647.
7. Gurevich A. V., Carlson H., Lukyanov A. V., Zybin K. P. // Phys. Lett. A. 1997. V. 231. P. 97.
8. Mjølhus E. // J. Plasma Phys. 1997. V. 58. P. 747.
9. Mjølhus E. // J. Geophys. Res. 1998. V. 103. P. 14711.
10. Robinson T. R. // Phys. Rep. 1989. V. 179. P. 79.
11. Kelley V. C., Arce T. L., Salowey J., Sulzer M., Armstrong W. T., Carter M., Duncan L. // J. Geophys. Res. 1995. V. 100. P. 17367.
12. Istomin Ya. N., Leyser T. B. // Phys. Plasmas. 1995. V. 2. P. 2084.
13. Shvarts M. M., Grach S. M. // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. 1997. V. 59. P. 2421.
14. Mjølhus E. // J. Plasma Phys. 1983 V. 29. P. 195.
15. Gurevich A. V., Lukyanov A. V., Zybin K. P. // Phys. Lett. A. 1996. V. 211. P. 363.
16. Leyser T. B., Thidé B., Waldenvik M., Veszelei E., Frolov V. L., Grach S. M., Komrakov G. P. // J. Geophys. Res. 1994. V. 99. P. 19555.
17. Leyser T. B., Thidé B., Derblom H., Hedberg Å., Lundborg B., Stubbe P., Kopka H. // J. Geophys. Res. 1990. V. 95. P. 17233.
18. Stubbe P., Stocker A. J., Honary F., Robinson T. R., Jones T. B. // J. Geophys. Res. 1994. V. 99. P. 6233.
19. Tidman D. A. // Phys. Rev. 1960. V. 117. P. 366.

[1] P. N. Lebedev Physical Institute, Moscow, Russia
[2] Swedish Institute of Space Physics, Uppsala Division, Uppsala, Sweden

Поступила в редакцию
12 октября 1998 г.

УДК 533.951, 537.868

О КИНЕТИЧЕСКИХ ЭФФЕКТАХ В F-ОБЛАСТИ ИОНОСФЕРЫ, ВОЗМУЩЕННОЙ МОЩНЫМИ РАДИОВОЛНАМИ

С. М. Грач

Рассмотрены некоторые эффекты, связанные с ускорением электронов высокочастотной плазменной турбулентностью при воздействии мощным радиоизлучением на F-область ионосферы. Для частот воздействия, далеких от кратного циклотронного резонанаса, найдены порог лавинообразного нарастания числа ускоренных частиц за счет дополнительной ионизации и их стационарная плотность с учетом как турбулентного удержания электронов в ускоряющем слое за счет рассеяния на плазменных волнах, так и столкновительного возврата их в ускоряющий слой. При частотах воздействия, близких к кратному циклотронному резонанасу, в результате ускорения формируется функция распределения быстрых электронов с существенной поперечной анизотропией, релаксация которой за счет столкновений с заряженными частицами за пределами ускоряющего слоя приводит к появлению максимума по поперечным скоростям в хвосте распределения. Предложен механизм генерации спектральной компоненты искусственного радиоизлучения ионосферы broad upshifted maximum, связанный с циклотронной неустойчивостью ускоренных электронов с максимумом распределения по поперечным скоростям в области двойного резонанса, где частота волны накачки близка как к верхнегибридной, так и к кратной циклотронной частотам.

ВВЕДЕНИЕ

Для описания многих явлений, происходящих в ионосфере под действием мощного КВ радиоизлучения, вполне достаточно гидродинамического описания плазмы. К таким явлениям относятся, например, регулярный нагрев и крупномасштабные перераспределения плотности плазмы [1, 2], возникновение мелкомасштабных неоднородностей плотности и плазменных волн в результате тепловых неустойчивостей [2, 3] и др. С другой стороны, многие наблюдаемые эффекты, в первую очередь ускорение электронов плазменными волнами и влияние ускоренных электронов на генерацию искусственного радиоизлучения ионосферы в КВ диапазоне [4], на возбуждение оптического свечения [5] и излучения в УКВ диапазоне [6], на дополнительную ионизацию нейтральной компоненты [7], требуют кинетического описания.

Теоретическому описаниию некоторых эффектов, связанных с ускорением электронов, и посвящена настоящая работа. Ниже, в первом разделе, рассмотрены ускорение электронов и дополнительная ионизация F-области ионосферы для случая частот воздействия, не близких к кратному циклотронному резонансу, во втором — ускорение электронов при $\omega \simeq \omega_0 \simeq n\omega_{\rm ce}$ (здесь ω — частота плазменных волн, ω_0 — частота воздействующей волны (волны накачки, ВН), $\omega_{\rm ce}$ — электронная циклотронная частота, $n \geq 3$ — целое число), в третьем — столкновительная релаксация анизотропной функции распределения электронов, приводящая к образованию горба в хвосте функции распределения, в четвертом — рассмотрена циклотронная неустойчивость надтепловых электронов в области двойного резонанса, где $\omega \sim \omega_{\rm uh} \sim n\omega_{\rm ce}$ (здесь $\omega_{\rm uh} = \sqrt{\omega_{\rm pe}^2 + \omega_{\rm ce}^2}$ — верхнегибридная частота, $\omega_{\rm pe}$ — плазменная частота).

1. УСКОРЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ И ДОПОЛНИТЕЛЬНАЯ ИОНИЗАЦИЯ F-ОБЛАСТИ ИОНОСФЕРЫ ДЛЯ СЛУЧАЯ ЧАСТОТ ВОЗДЕЙСТВИЯ, НЕ БЛИЗКИХ К КРАТНОМУ ЦИКЛОТРОННОМУ РЕЗОНАНСУ

Эволюция функции распределения быстрых электронов $f(v,z,t)$ в квазилинейной теории описывается уравнением [8]

$$\frac{\mathrm{d}}{f}\mathrm{d}t = \frac{\partial f}{\partial t} + (\vec{v}\nabla)f = \frac{\partial f}{\partial v_\alpha} D_{\alpha\beta} \frac{\partial f}{\partial v_\beta}, \tag{1}$$

где $\vec{v}$ — скорость электрона, индексы $\alpha,\ \beta$ принимают значения $x,\ y,\ z$.

Влиянием магнитного поля на ускорение электронов можно пренебречь при $k_\perp v_\perp \gg \omega_{\mathrm{ce}}$ (здесь $\vec{k}$ — волновой вектор плазменной волны, индекс "$\perp$"относится к направлению магнитного поля). Это неравенство будем считать выполненным, поэтому в коэффициенте диффузии $D_{\alpha\beta}$ учтем только черенковское взаимодействие частиц с плазменными волнами:

$$D_{\alpha\beta} = 8\pi^2 \frac{e^2}{m^2} \int \mathrm{d}\vec{k}\, W_{\vec{k}}\, \delta(\vec{k}\vec{v} - \omega). \tag{2}$$

Здесь e и m — заряд и масса электрона, $\omega = \omega(\vec{k})$ и $W_{\vec{k}}$ — частота и спектральная плотность энергии плазменных волн.

В то же время, если поперечный по отношению к направлению магнитного поля размер $L_\perp$ области турбулентности велик по сравнению с радиусом циклотронного вращения электронов ($L_\perp \gg v_\perp/\omega_{\mathrm{ce}}$), разлет частиц в области турбулентности будет одномерным и направленным вдоль магнитного поля $\vec{B}$. При этом в левой части уравнения (1) слагаемое $(\vec{v}\nabla)f$ нужно заменить на $v_z \partial f/\partial z$ (считается, что магнитное поле направлено вдоль вертикали z). Из (2) следует, что ускоряться под действием турбулентности будут лишь частицы со скоростями $v > v_0$, где $v_0 = \omega/k$ — фазовая скорость плазменных волн. При $v_0 \gg V_{\mathrm{e}}$, где $V_{\mathrm{e}} = (T_{\mathrm{e}}/m_{\mathrm{e}})^{1/2}$ — тепловая скорость электронов, T_{e} — температура электронов в энергетических единицах, в процессе взаимодействия с плазменными волнами будут участвовать только те быстрые частицы, скорость которых в момент включения ВН заметно превышала тепловую (в ионосферных экспериментах, например, такими частицами являются фотоэлектроны [9]). Эффективность ускорения электронов в ограниченном слое плазмы во многом определяется временем τ пролета ими области локализации высокочастотной плазменной турбулентности. В типичных условиях экспериментов по модификации ионосферы вертикальный размер этой области составляет $L \lesssim 1$ км, и за время порядка L/v электроны не успевают приобрести заметную энергию.

Неодномерность распределения плазменных волн в ускоряющем слое приводит к возрастанию τ вследствие рассеяния электронов на них. Такая неодномерность (изотропизация спектра) при параметрическом нагреве плазмы возникает вследствие нелинейной перекачки энергии плазменных волн по спектру при достаточно высоком уровне турбулентности [10, 11]. Например, при возбуждении в ионосфере тепловой параметрической турбулентности последняя возникает в узкой области ионосферы вблизи верхнего гибридного резонанса ВН, и распределение плотности энергии ионосферных плазменных волн в $\vec{k}$-пространстве носит существенно неодномерный характер [3]. В этом случае в результате рассеяния частицы многократно меняют направление своего движения и надолго задерживаются в области турбулентности (турбулентное удержание). Ускорение, таким образом, сопровождается изотропизацией функции распределения быстрых электронов.

Наиболее просто эффекты, связанные с неодномерным распределением плазменных волн в ограниченном слое плазмы, можно рассмотреть в случае сферически симметричного распределения спектральной плотности энергии плазменных волн

$$W_{\vec{k}} = \frac{W}{4\pi k_0^2}\delta(k - k_0). \tag{3}$$

Такое рассмотрение для частот, не близких к $n\omega_{\rm ce}$, проведено в работах [12, 13]. В этом случае анизотропию функции распределения $f(v,\mu)$ можно считать слабой и представить $f(v,\mu)$ в виде

$$f(v,\mu,z,t) = F(v,z,t) + \Phi(v,\mu,z,t), \tag{4}$$

где $F = \langle f\rangle = (1/2)\int\limits_{-1}^{1} f{\rm d}\mu$, $\mu = v_z/v = \cos\theta$, $\Phi \ll F$. Такое представление позволяет получить отдельные уравнения для изотропной (F) и анизотропной (Φ) частей функции распределения (подробнее см. [14]):

$$\frac{\partial F}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} D_1 \frac{\partial F}{\partial z} + \frac{1}{v^2}\frac{\partial}{\partial v} v^2 D_2 \frac{\partial F}{\partial v} + q(v,z) + S^+_{em}(v), \tag{5}$$

$$D_1 = \frac{v^5 mN}{6\omega W v_0}, \qquad D_2 = \frac{2\omega W v_0^3}{v^3 mN}, \tag{6}$$

$$\Phi \approx -\frac{1}{2}\,\frac{v^4 mN}{\omega W v_0}\,\frac{\partial F}{\partial z}\,\mu, \tag{7}$$

где N — концентрация электронов. В правую часть уравнения (5) включены источник быстрых частиц $q(v,z)$, который может быть связан как с поступлением частиц через границу области, занятой плазменной турбулентностью, так и с рождением частиц внутри области (например в ионосфере — вследствие фотоионизации), а также интеграл столкновений S^+_{em}, соответствующий процессу ионизации электронным ударом [9].

Из уравнения (5) легко оценить характерную энергию E^*, которую электроны должны приобретать в процессе ускорения, и время жизни τ^* электрона с такой энергией в слое с характерной толщиной L. Действительно, время жизни электрона со скоростью v в слое можно оценить из (5) как $\tau \sim L^2/D_1$, а его энергию E на выходе из слоя как $\varepsilon = E/m \sim D_2\tau$. В результате имеем

$$\varepsilon^* = \frac{E^*}{m} \sim \left(\omega L v_0^2 \frac{W}{mN}\right)^{2/5}, \quad \tau^* \sim L/v_0. \tag{8}$$

Из (8) следует, в частности, что эффективная скорость движения частицы через слой близка к фазовой скорости плазменных волн v_0.

Согласно [3, 15] при эквивалентных мощностях наземных передатчиков $P_{ef} \simeq 40 \div 50$ МВт в случае тепловой параметрической турбулентности величина $W/NT_{\rm e}$ достигает приблизительно 10^{-2} в слое толщиной $L \sim 1$ км. Фазовая скорость плазменных волн вблизи уровня верхнего гибридного резонанса ВН, где локализована турбулентность, составляет $v_0 \sim 10^8$ см/с. Взяв для оценок $\omega = 3{,}5\cdot 10^7$ рад/с, $V_{\rm e} = 2\cdot 10^7$ см/с, получаем $v^* = \sqrt{2\varepsilon^*} \sim 3\cdot 10^8$ см/с, что соответствует энергии электрона $E^* \sim 25$ эВ. Энергия ускоренных электронов E^* может, таким образом, существенно превышать потенциалы ионизации молекул нейтральной компоненты плазмы E_γ. В частности, в F-слое ионосферы для основных нейтральных компонент — атомарного кислорода O и молекулярного азота N_2 — потенциалы ионизации составляют $E_{\rm O} = 13{,}6$ эВ, $E_{\rm N_2} = 15{,}6$ эВ. При $E^* > E_\gamma$ характер ускорения электронов существенно меняется. В процессе ионизации образуются вторичные электроны, часть которых попадает в область энергий $E > E_0$ ($E_0 = m\varepsilon_0 = mv_0^2/2$), вновь ускоряется плазменными волнами вплоть до энергий $E \sim E^* > E_\gamma$ и может многократно участвовать в процессе ионизации. Потери быстрых частиц из характерного энергетического интервала ускорения $E_0 < E < E^*$ связаны с их уходом из области ускорения $|z| < L$ и с попаданием вторичных электронов в область энергий $E < E_0$. Задача об ускорении и дополнительной ионизации для случая $E^* \gtrsim 2E_\gamma$, когда рассеянный и вторичный электрон имеют после акта ионизации энергии, меньшие E_γ, но оба попадают в интервал ускорения, решена в [13]. При этом было показано, что при выполнении условия

$$\nu_{\rm ion}(\varepsilon^*)\tau^* > 20\lambda_0^2/(\pi\sqrt{3}), \tag{9}$$

когда за время жизни в ускоряющем слое электрон успевает ионизовать достаточное количество нейтралов, возникает лавинообразное нарастание числа надтепловых частиц (неустойчивость). В (9) величина λ_0 должна определяться из условий на функцию $F(\varepsilon, \mu, z, t)$ на границах ускоряющего слоя $z = \pm L$, $\nu_{\rm ion}(\varepsilon^*)$ — частота ионизирующих соударений электронов с энергией E^*,

$$\nu_{\rm ion}(\varepsilon^*) = \sqrt{2\varepsilon^*}\sigma^+(\varepsilon^*)N_m. \tag{10}$$

Здесь N_m — концентрация нейтральных частиц (предполагается, что в плазме присутствуют нейтралы только одного сорта), $\sigma^+(E) = \int I^+(E, E_2)\mathrm{d}E_2$ — парциальное сечение ионизации нейтрала электроном с энергией E, $I^+(E, E_2)$ — дифференциальное парциальное сечение ионизации первичным электроном с энергией E, в результате которой испускается электрон с энергией E_2. Величина сечения ионизации в области энергий $E_\gamma < E < 60$ эВ линейно зависит от энергии первичного электрона [16] и описывается выражением

$$\sigma^+(E) = \sigma_\alpha[(E/E_\gamma) - 1]1(E - E_\gamma), \tag{11}$$

где $1(E - E_\gamma)$ — единичная функция Хевисайда, а величина σ_α для основных нейтральных компонент ионосферы, атомарного кислорода ($\alpha = \mathrm{O}$) и молекулярного азота ($\alpha = \mathrm{N}_2$), составляет соответственно $\sigma_{\mathrm{O}} = 0{,}4 \cdot 10^{-16}$ см^2 и $\sigma_{\mathrm{N}_2} = 0{,}88 \cdot 10^{-16}$ см^2. В [13] для аналитического решения задачи о дополнительной ионизации в рамках уравнения (5) использовалось модельное представление $\sigma^+(E) = (2/9)\sigma_\alpha(E/E_\gamma)^2 1(E - E_\gamma)$, слабо отличающееся от (11) в области энергий $E_\gamma < E < 4E_\gamma$.

Согласно (9) порог неустойчивости может быть превышен как за счет увеличения плотности энергии плазменных волн W (которая, в свою очередь, увеличивается с ростом мощности ВН), так и за счет роста размера ускоряющего слоя $2L$. Стабилизация рассмотренной неустойчивости происходит за счет насыщения плотности энергии плазменных волн на пороговом уровне $W_{\rm th}$, при этом вся “избыточная"энергия передается ускоренным электронам и тратится на дополнительную ионизацию. Согласно [13] на стадии насыщения решение уравнения (5) можно записать в виде

$$F(\varepsilon, z) \simeq 0{,}1 N_{\rm a}\frac{\sqrt{\varepsilon}}{\varepsilon^{*2}}K_{1/5}(y_0)\cos(\lambda_0 z/L), \tag{12}$$

где $y_0 = 2\sqrt{2}\lambda_0(\varepsilon/\varepsilon^*)^{5/2}$, $K_{1/5}(y_0)$ — модифицированная функция Бесселя второго рода, а полная плотность ускоренных частиц $N_{\rm a}$ определяется через параметр надпороговости $W/W_{\rm th}$ — отношение “начальной"плотности энергии плазменных волн к пороговой:

$$N_{\rm a}/N \sim 0{,}9(\nu_0/\omega)(\varepsilon^{*3/2}/v_0^3)(W/W_{\rm th} - 1). \tag{13}$$

Здесь ν_0 — декремент затухания плазменных волн в отсутствие добавочных надтепловых частиц. Отметим, что решение (12) получено в предположении симметрии условий на границах ускоряющего слоя относительно точки $z = 0$.

В работах [12, 13] задача решалась в предположении существенного накопления быстрых частиц в области турбулентности, что приводило к граничному условию $F(v, L) = F(v, -L) = 0$ и значению величины $\lambda_0 = \pi/2$ в (9). При этом из области $|z| < L$ исходит стационарный поток энергичных частиц, равный $\int v\,\mu\,\Phi(v)\,\mathrm{d}\mu = D_1\partial F/\partial z$, что должно приводить к существенному нарушению изотропии функции распределения в области $|z| > L$. В этой области, однако, при рассмотрении кинетики сверхтепловых электронов необходимо учитывать столкновения [1, 17]. Важно, что направление скорости электронов при соударениях с тяжелыми частицами меняется гораздо быстрее, чем их энергия, поскольку $\delta \ll 1$, где δ — доля энергии, теряемая при таком столкновении. Поэтому за время $\Delta t \sim (\delta\nu)^{-1}$, где ν — частота столкновений, электрон успевает многократно изменить направление

своего движения, т. е. происходит изотропизация функции распределения. Это приводит, в свою очередь, к возвращению электронов в ускоряющий слой и, следовательно, к повышению эффективности ускорения. Задача о многократном ускорении электронов в узком слое турбулентности без учета турбулентного удержания для случая частот, далеких от кратного циклотронного резонанса, была рассмотрена в работах [17, 18]. В этих работах предполагалось, что за время одного пролета области турбулентности изменение энергии электрона $\Delta\varepsilon$ незначительно, ($\Delta\varepsilon \ll \varepsilon$).

Ниже исследовано влияние "столкновительного возврата"частиц в область ускорения на рассмотренную ионизационную неустойчивость. Для решения задачи в области $|z| > L$ воспользуемся уравнениями для функции распределения [17, 18]

$$\frac{\partial F}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z}\left(D_c \frac{\partial F}{\partial z}\right) = S_0(F), \qquad D_c = \frac{v^2}{3\nu^g} = \frac{2\varepsilon}{3\nu^g}, \tag{14}$$

$$\Phi = -\mu \frac{v}{\nu^g}\frac{\partial F}{\partial z}. \tag{15}$$

Здесь Φ — по-прежнему малая анизотропная часть функции распределения, $F \gg \Phi$; $F = (F^0 - f^{(0)})$ — изменение изотропной части функции распределения под влиянием ускоряющего слоя, $f^{(0)}$ — невозмущенная функция распределения. Вид интеграла столкновений $S_0(F)$ в исследуемом интервале энергий 1 эВ$< E <$ 30 эВ в ионосфере достаточно сложен [9]. В области $|z| > L$ мы, следуя [17, 18], выберем интеграл столкновений в модельном виде $S_0(F) = -\delta^g \nu^g F$, где δ^g — доля энергии, теряемая электроном при столкновении с нейтралом, ν^g — частота таких столкновений, имея в виду, что в области энергий $E \gtrsim 4 \div 5$ эВ наибольшее влияние на изотропную часть функции распределения электронов оказывают неупругие столкновения с нейтралами, и пренебрегая, в частности, появлением вторичных электронов. Кроме того, в дальнейшем будем предполагать, что в случае развития неустойчивости $F(\varepsilon) \gg f^{(0)}(\varepsilon)$ в области $\varepsilon > \varepsilon_0$.

Уравнения (14), (15) с учетом выражения для эффективной частоты ν_{eff} соударений частиц с плазменными волнами ($\nu_{\text{eff}} \sim \omega W v_0/mNv^3$) имеют вид, весьма сходный с (5), (7). Разница между уравнениями диффузии (5) и (14) заключается в том, что в последнем отсутствует диффузия частиц в пространстве скоростей. Для решения поставленной задачи об ускорении и дополнительной ионизации с учетом столкновительного возврата электронов в ускоряющий слой нужно решить уравнение (5) в области $|z| < L$, уравнение (14) в области $|z| > L$ и сшить решения при $|z| = L$. Задачу по-прежнему будем считать симметричной относительно $z = 0$, при этом $\partial F/\partial z(0) = 0$. Кроме того, для простоты будем предполагать, что $\delta^g(\varepsilon)$ и $\nu^g(\varepsilon)$ не зависят от z. В качестве граничных условий для уравнений (5) и (14) примем непрерывность потока быстрых электронов через поверхность $|z| = L$,

$$D_1 \frac{\partial F(v, L-0)}{\partial z} = D_c \frac{\partial F(v, L+0)}{\partial z}, \tag{16}$$

и непрерывность их полной концентрации на этой поверхности,

$$\int \mathrm{d}^3 v\, F(v, L-0) = \int \mathrm{d}^3 v\, F(v, L+0). \tag{17}$$

Решение задачи внутри области турбулентности ($|z| < L$) по-прежнему определяется выражением (12). Вне области турбулентности, например, при $z > L$, из (14) имеем

$$F(\varepsilon, \mu, z) = F(\varepsilon, L+0)\exp[-(z-L)/L_\varepsilon], \tag{18}$$

где $L_\varepsilon = \sqrt{2\varepsilon/3\delta^g \nu^{g\,2}}$ — характерный масштаб релаксации электронов с энергией ε. Для анизотропной части функции распределения имеем

$$\Phi(\varepsilon, \mu, z) = \mu\sqrt{3\delta^g} F(\varepsilon, z). \tag{19}$$

Отметим, что в области энергий $E \gtrsim E_\gamma$ величина δ^g превышает 10^{-1} и условие существенной изотропизации функции распределения ($F \gg \Phi$) может нарушаться.

Уравнения (16) и (17) после подстановки в них решений (12) и (18) представляют собой систему для определения λ_0 и $F(\varepsilon, L+0)$, нахождение которых решает поставленную задачу. После исключения из уравнений $F(\varepsilon, L+0)$ для λ_0 имеем

$$\lambda_0^{1/5}\mathrm{tg}\lambda_0 = \frac{2^{1/5}}{5\sqrt{3}}\frac{\sqrt{\delta^g(\varepsilon_\gamma)\varepsilon^*}}{v_0}\frac{\int y_0^{-1/5}K_{1/5}(y_0)\mathrm{d}y_0}{\int y_0^{3/5}K_{1/5}(y_0)(\delta^g(\varepsilon)/\delta^g(\varepsilon_\gamma))^{-1/2}\mathrm{d}y_0}. \tag{20}$$

Выбрав близкую к реальной модельную зависимость $\delta^g(\varepsilon) \sim \delta^g(\varepsilon_\gamma)\sqrt{\varepsilon/\varepsilon_\gamma} \approx 0{,}1\sqrt{2\varepsilon/\varepsilon^*}$ и воспользовавшись оценками для ε^* и v_0, получаем оценку на величину λ_0:

$$\lambda_0 \sim 0{,}5.$$

Это значение оказывается приблизительно в 3 раза меньше, чем полученное в приближении сильного накопления частиц в слое с турбулентностью ($\lambda_0 = \pi/2$). Таким образом, “столкновительный возврат"ускоренных электронов в область турбулентности приводит к значительному (примерно на порядок) снижению порога рассмотренной ионизационной неустойчивости (9), который при полученном значении λ_0 принимает значение

$$\nu_{\mathrm{ion}}(\varepsilon^*)\tau^* \simeq 0{,}9. \tag{21}$$

Учет ионизации ускоренными электронами вне области турбулентности ведет к дальнейшему снижению порога. Однако расчёт этого эффекта затруднен, поскольку надежные данные о виде дифференциального сечения ионизации $I^+(E_1, E_2)$ при небольших превышениях энергии первичных электронов над потенциалом ионизации в литературе отсутствуют [9].* Проведенные оценки с использованием данных [1, 9] о концентрации нейтральных компонент и сечениях ионизации показали, что на высотах порядка 200 км при $L \sim 0{,}5 \div 1$ км величина $\nu_{\mathrm{ion}}(\varepsilon^*)\tau^* \sim 0{,}2$, т. е. для уверенного достижения порога неустойчивости необходимо как увеличение мощности волны накачки, так и, самое главное, увеличение вертикального размера области возбуждения плазменных волн. Такая ситуация может иметь место при приближении частоты ВН к критической частоте F-слоя или при использовании нагрева ионосферы на разнесенных частотах и, следовательно, высотах.

2. ОБ УСКОРЕНИИ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ МОДИФИКАЦИИ ИОНОСФЕРЫ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕМ С ЧАСТОТАМИ $\omega \approx n\omega_{\mathrm{ce}}$

В предыдущих разделах ускорение электронов рассматривалось в предположении, что в квазилинейном уравнении (1) оператор диффузии можно считать изотропным ($D_{\alpha\beta} \propto \delta(\vec{k}\vec{v} - \omega)$). В длинноволновом пределе ($k_\perp v_\perp \ll \omega_{\mathrm{ce}}$), а также при приближении частоты плазменных волн к гармоникам электронной циклотронной частоты ($\omega \approx n\omega_{\mathrm{ce}}$) необходимо учитывать влияние магнитного поля на процесс ускорения. Ускорение электронов при $\omega \approx n\omega_{\mathrm{ce}}$ в приложении к экспериментам по взаимодействию мощных радиоволн с ионосферной плазмой рассматривалось в работах [19, 20]. В них, также как и в [17, 18], ускоряющий слой считался узким, т. е. предполагалось, что изменение энергии электрона $\Delta\varepsilon$ за время одного пролета области турбулентности незначительно ($\Delta\varepsilon \ll \varepsilon$). При этом вне

*В работе [13] уравнение (5) для случая $E_\gamma \lesssim E^*$ удалось проинтегрировать, не конкретизируя вид $I^+(E_1, E_2)$, а используя лишь законы сохранения энергии и числа частиц в процессе ионизации.

ускоряющего слоя происходит быстрая изотропизация функции распределения за счет соударений и анизотропную добавку $\Phi(v,\mu,t)$ можно считать малой ($\Phi(v,\mu,t) \ll F(v,t)$, см. (4)) при всех v.

В настоящем разделе рассматривается ускорение электронов плазменными волнами при $\omega \approx n\omega_{\rm ce}$ в ограниченном слое плазмы. В отличие от случая частот, далеких от электронных циклотронных гармоник (изотропное ускорение), знак продольной скорости частицы v_z не меняется в процессе взаимодействия с волнами, и эффект турбулентного удержания оказывается несущественным. С другой стороны, в процессе взаимодействия могут участвовать электроны с достаточно малыми (порядка тепловой) продольными скоростями, для которых

$$k_z v_z = \omega(\vec{k}) - n\omega_{\rm ce}. \tag{22}$$

Время жизни частицы в турбулентном слое $\tau \simeq L/v_z$ становится достаточным для заметного ускорения, которое происходит поперек магнитного поля $\vec{B}$ и приводит к появлению заметной анизотропии функции распределения в области больших энергий ($\varepsilon \gg V_{\rm e}^2/2$).

В квазилинейном приближении кинетическое уравнение (1) для функции распределения электронов в магнитоактивной плазме имеет вид [8]

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v_z\frac{\partial f}{\partial z} = \frac{e^2}{2m_{\rm e}^2}\sum_{s=-\infty}^{\infty}\int {\rm d}^3k\left(\frac{\partial}{\partial v_z}k_z + \frac{s\omega_{\rm ce}}{v_\perp}\frac{\partial}{\partial v_\perp}\right)\times$$
$$\times J_s^2\left(\frac{k_\perp v_\perp}{\omega_{\rm ce}}\right)\frac{|E_{\vec{k}}|^2}{k^2}\delta(\omega(\vec{k}) - k_z v_z - s\omega_{\rm ce})\left(\frac{\partial}{\partial v_z}k_z + \frac{s\omega_{\rm ce}}{v_\perp}\frac{\partial}{\partial v_\perp}\right)f, \tag{23}$$

где $J_s(q)$ — функция Бесселя первого рода, $E_{\vec{k}}^2$ — спектральная интенсивность плазменных волн. В дальнейшем будем рассматривать стационарную задачу ($\partial f/\partial t = 0$), полагая, что турбулентность сосредоточена в слое $0 < z < L$, достаточно узком ($L < l_{\rm e}$, где $l_{\rm e} = V_{\rm e}/\nu_{\rm e}$ — длина свободного пробега электронов), чтобы плазму можно было считать бесстолкновительной и полагать $E_{\vec{k}}^2 = E_{\vec{k}}^2(z)[1(z) - 1(z-L)]$. Кроме того, будем считать, что частота плазменных волн ω близка к кратной циклотронной частоте $n\omega_{\rm ce}$ ($n \geq 3$) и что спектральная интенсивность плазменных волн $E_{\vec{k}}^2$ не зависит от азимутального угла, а поляризованы плазменные волны почти поперек магнитного поля. При этом в правой части (23) можно ограничиться одним членом суммы с $s = n$ и пренебречь слагаемыми, содержащими $k_z\partial/\partial v_z$ по сравнению с $(n\omega_{\rm ce}/v_\perp)\partial/\partial v_\perp$. Это означает, что частица при пролете через ускоряющий слой не меняет своей продольной скорости, и величину v_z можно рассматривать как параметр задачи. Уравнение (23) при этом принимает вид

$$v_z\frac{\partial f}{\partial z} = \frac{1}{v_z}\frac{\partial}{\partial \varepsilon_\perp}\left(D\frac{\partial f}{\partial \varepsilon_\perp}\right), \tag{24}$$

где $\varepsilon_\perp = v_\perp^2/2$,

$$D = \frac{\pi e^2}{m_{\rm e}^2}n^2\omega_{\rm ce}^2\int J_n^2\left(\frac{k_\perp v_\perp}{\omega_{\rm ce}}\right)\frac{E_{\vec{k}}^2}{k^2}k_\perp {\rm d}k_\perp. \tag{25}$$

В случае изотропного ускорения резонансное условие $\omega = \vec{k}\vec{v}$ выполняется лишь для достаточно быстрых частиц со скоростями $v \gg V_{\rm e}$, в противном случае плазменные волны сильно затухают на тепловых электронах. Для эффективного ускорения, таким образом, необходимо наличие заметной “начальной"популяции надтепловых частиц. В условиях ионосферы для верхнегибридных волн $\omega(\vec{k}) = \omega_{\rm uh}(\vec{k}_{\rm uh})$ при $(\omega - n\omega_{\rm ce}) \lesssim 0{,}01 \div 0{,}1\,\omega_{\rm ce}$ резонансное условие (22) может выполняться для достаточно малых продольных скоростей частиц $v_z \lesssim V_{\rm e}$, при этом циклотронное затухание верхнегибридных волн на тепловых электронах всего в $2\div5$ раз превышает столкновительное.

Дальнейшее рассмотрение мы начнем со случая длинных волн и частиц с небольшой поперечной скоростью, когда $q = k_\perp v_\perp/\omega_{\rm ce} < 1$. При этом $J_n(q) \approx (q/2)^n/n!$ и уравнение (25) принимает простой вид

$$\frac{\partial f}{\partial \zeta} = \frac{1}{y}\frac{\partial}{\partial x} x^n \frac{\partial f}{\partial x}, \tag{26}$$

где $x = k_{\rm m}^2\varepsilon_\perp/\omega_{\rm ce}^2$, $y = k_{\rm m}^2\varepsilon_\parallel/\omega_{\rm ce}^2$, $\varepsilon_\parallel = v_z^2/2$, $\zeta = \int \widetilde{D}\,{\rm d}z$, $k_{\rm m}$ — характерное поперечное волновое число плазменных волн (для верхнегибридных волн $k_{\rm m}V_{\rm e} \sim 0{,}2\omega_{\rm ce}$),

$$\widetilde{D} = \frac{d_n\omega_{\rm pe}^2}{mN}\int \frac{k_\perp^{2n-1}\,E_{\vec{k}}^2}{\omega_{\rm ce}^4\,k_{\rm m}^{2n-6}}\,{\rm d}k_\perp, \tag{27}$$

где $d_n = \dfrac{1}{2^n[(n-1)!]^2}$. Решение уравнения (26) имеет вид

$$f(x,y,\zeta) = \frac{y}{(n-2)\zeta}\int\limits_0^\infty f_0(x',y)(xx')^{(1-n)/2}\,I_\nu\left(\frac{2y(xx')^{1-n/2}}{\zeta(2-n)^2}\right)\exp\left(-\frac{y(x^{2-n}+x'^{\,2-n})}{\zeta(2-n)^2}\right){\rm d}x'. \tag{28}$$

Здесь $f_0(x,y)$ — функция распределения электронов на входе в ускоряющий слой, I_ν — модифицированная функция Бесселя первого рода, $\nu = (1-n)/(2-n)$. При $n = 4$ и $\nu = 3/2$ решение записывается как (см. также [8])

$$f(x,y,\zeta) = \sqrt{\frac{y}{4\pi\zeta}}\int\limits_0^\infty \frac{f_0(x',y)}{xx'}\left\{\exp\left[-\frac{y}{4\zeta}\left(\frac{1}{x}-\frac{1}{x'}\right)^2\right]\left(1-\frac{2\zeta xx'}{y}\right)+\right.$$
$$\left.+\exp\left[-\frac{y}{4\zeta}\left(\frac{1}{x}+\frac{1}{x'}\right)^2\right]\left(1+\frac{2\zeta xx'}{y}\right)\right\}{\rm d}x'. \tag{29}$$

Из формул (28) и (29) следует, что, во-первых, ускорение частиц тем более эффективно, чем выше их энергия на входе в слой. Во-вторых, при достаточно больших ζ, когда

$$\zeta \gg y/x = \mu^2/(1-\mu^2),$$

что соответствует достаточно интенсивным плазменным волнам и длительному времени жизни электронов в слое (режим сильной диффузии), у функции распределения должен формироваться степенной хвост $f \propto x^{-n+1}$ по поперечным скоростям и, следовательно, появляться значительная анизотропия функции распределения.

Для оценки характера полученного решения в условиях экспериментов по воздействию на ионосферу примем, что частотный спектр плазменных волн узкий, а их интенсивность равномерно распределена по поперечным волновым векторам $\vec{k}_\perp$:

$$\frac{E_{\vec{k}}^2}{8\pi} = \frac{W}{\pi k_{\rm m}^2}\delta(k_z - k_z(k_\perp,\omega_0)). \tag{30}$$

Здесь $W(z)$ — интегральная плотность энергии плазменных волн.

Распределение (30) является решением стационарной задачи для возбуждения тепловой параметрической турбулентности в ионосфере (см. [3]). При этом для ζ имеем

$$\zeta = 8d_n\frac{\omega_{\rm pe}^2}{\omega_{\rm ce}^2}\frac{k_\perp^2V_{\rm e}^2}{\omega_{\rm ce}^2}\left|\frac{\partial k_z}{\partial k_\perp}\right|^{-1}\left(\frac{k_\perp}{k_{\rm m}}\right)^{2(n-2)}\int\frac{W(z)}{NT_{\rm e}}\,k_\perp{\rm d}z. \tag{31}$$

Значения k_z и $k_\perp$ здесь определяются резонансным условием (22) и дисперсионным уравнением плазменных волн при $\omega = \omega_0$. Поскольку для верхнегибридных волн $\partial k_z/\partial k_\perp > 0$, наиболее эффективное ускорение имеет место для максимальных $k_\perp \sim k_{\rm m}$, когда максимальна величина ζ/y. В свою очередь, согласно [3] на выходе из слоя

$$\int W(z)\mathrm{d}z \simeq cW_0/\nu_0, \tag{32}$$

где W_0 — плотность энергии волны накачки на входе в ускоряющий слой, c — скорость света, ν_0 — декремент затухания плазменных волн. Полагая далее $\partial k_z/\partial k_\perp \sim 1$, $k_\perp \sim k_{\rm m}$, $\omega_{\rm pe} \approx n\omega_{\rm ce}$, имеем

$$\frac{\zeta}{y} \simeq \frac{n^2}{2^n[(n-1)!]^2}\frac{ck_{\rm m}}{\nu_0}\,\frac{W_0}{NT_{\rm e}}\,\frac{V_{\rm e}^2}{v_z^2}. \tag{33}$$

В условиях экспериментов на третьей и четвертой циклотронных гармониках величина ζ/y оказывается достаточно большой (при $W_0/NT \sim 10^{-4}$ для $n = 3$ $\zeta/y \sim 300V_{\rm e}^2/v_z^2$ и для $n = 4$ $\zeta/y \sim 10V_{\rm e}^2/v_z^2$), и, например, при $n = 4$ число частиц со скоростями $v_\perp \gtrsim \omega_{\rm ce}/k_{\rm m}$, $v_z \sim V_{\rm e}$ на выходе из слоя превышает исходное более чем на 4 порядка. На более высоких гармониках, при $n = 6$ и $n = 7$, $\zeta/y \sim 7\cdot 10^{-2}V_{\rm e}^2/v_z^2$ и $\zeta/y \sim 10^{-3}V_{\rm e}^2/v_z^2$ соответственно, поэтому эффективно ускоряться могут только частицы, двигающиеся практически поперек ускоряющего слоя, у которых $v_z < V_{\rm e}$. При $n = 5$ $\zeta/y \sim 3V_{\rm e}^2/v_z^2$ и ускорение остается достаточно эффективным.

Как показывают приведенные оценки, значительная часть частиц в процессе ускорения должна попадать в область $q > 1$, где $v_\perp \gtrsim \omega_{\rm ce}/k_{\rm m}$. При этом уравнение (26) и, соответственно, его решения (28), (29) перестают быть справедливыми. Аналитическое решение уравнения (24) в этом случае для разумных моделей распределения $E_{\vec{k}}^2(\vec{k})$ найти не удается и приходится ограничиться качественным рассмотрением. Для распределения плазменных волн в виде (30) коэффициент диффузии (25) $D \propto J_n^2(k_\perp v_\perp/\omega_{\rm ce})$ обращается в нуль при $q_{n,j} = (k_\perp v_\perp/\omega_{\rm ce})_j$, где $j = 0, 1, 2, \ldots$, $q_{n,j}$ — корни функции Бесселя, $k_\perp$ определяется из резонансного условия (22) и дисперсионного уравнения плазменных волн при $\omega = \omega_0$. Согласно [8] в процессе квазилинейной диффузии частицы не могут переходить через точки, в которых $D = 0$, и в области $q_{n,s} < q < q_{n,s+1}$ число частиц должно сохраняться:

$$\frac{\partial}{\partial z}\int\limits_{q_s}^{q_{s+1}} f(v_z, v_\perp, z)q\,\mathrm{d}q = 0.$$

Если при $z \to \infty$ энергия плазменных волн отлична от нуля, из (24) следует, что $\partial f/\partial v_\perp = 0$, т. е. при $q_{n,s} < q < q_{n,s+1}$ на функции распределения образуются плато по поперечным скоростям. Высота этих плато различна и определяется начальным числом частиц в конкретном интервале.

В реальной ситуации величина z конечна. Однако при достаточно большой интенсивности плазменных волн и протяженном слое турбулентности тенденция к образованию плато должна проявляться. Оценим характер диффузии электронов по скоростям, положив в (24) $\partial/\partial\varepsilon_\perp \sim 1/\varepsilon_\perp$. Тогда из (24) имеем

$$\varepsilon_\perp^2 \sim \int D\,\mathrm{d}z/v_z^2, \tag{34}$$

или ($k \sim k_{\rm m}$, $\partial k_z/\partial k_\perp(\omega_0) \sim 1$)

$$q^4 \sim A\,\frac{\omega_{\rm pe}^2}{\omega_{\rm ce}^2}\,\frac{V_{\rm e}^2}{v_z^2}\,\frac{\int W_{\rm tot}(z)\,k_{\rm m}\mathrm{d}z}{NT}\,n^2J_n^2(q), \tag{35}$$

где $A \sim 1 \div 10$ — численный коэффициент. При значениях q, для которых правая часть уравнения (35) превышает левую, имеет место режим сильной диффузии, т. е. должно устанавливаться распределение электронов типа плато, при этом $\partial/\partial\varepsilon_\perp \ll 1/\varepsilon_\perp$. Для параметров, типичных для ионосферных

экспериментов, последнее неравенство выполняется вплоть до значений $q = q_n^* \sim 10 \div 20$, за исключением областей, близких к $q = q_{n,s}$ (где $q_{n,s}$ — s-й корень уравнения $J_n(q) = 0$). Эксперименты по модификации ионосферы проводятся при частотах ВН от 4 до 9,5 МГц, что перекрывает циклотронные гармоники с номерами от 3-го до 7-го. Напомним, что $q_{3,5} \approx 19$, $q_{7,5} \approx 24$. Минимальное значение q, при котором выполняется соотношение (35): $0 < \widetilde{q_n} < q_{n,1}$, определяет переход от слабой диффузии при $q \to 0$ к сильной при увеличении поперечной скорости частиц и (или) поперечных волновых чисел плазменных волн. Величины q_n^* и $\widetilde{q_n}$ увеличиваются с номером гармоники. Их значения для типичных ионосферных параметров при $v_z = V_{\rm e}$ приведены в табл. 1.

Форма функции распределения в области сильной диффузии определяется, естественно, видом зависимости коэффициента диффузии от $v_\perp$. В частности, при $q < 1$ и $\zeta q^2/y \gg 1$ имеет место, как уже указывалось, степенная зависимость $f \propto v_\perp^{-2p}$, где $p = n - 1$. При значениях $q \gtrsim 1$ рост коэффициента диффузии D с q замедляется, следовательно, величина показателя p уменьшается, а в области, где $(J_n^2(q))' \le 0$, должно иметь место плато ($\partial f/\partial v_\perp = 0$) на функции распределения вплоть до значений $q \approx q_{n,1}$, при которых нарушается приближение сильной диффузии. В области слабой диффузии, при $q \to q_{n,1}$, должен наблюдаться резкий спад функции распределения. В областях $q_{n,1} < q < q_{n,2}$, $q_{n,2} < q < q_{n,3}$ и т. д. картина должна повторяться, но значения функции распределения оказываются существенно меньшими, поскольку начальная функция распределения f_0 сосредоточена в области $v_\perp \lesssim V_{\rm e}$.

Таблица 1

n	3	4	5	6	7
$\widetilde{q_n}$	0,06	0,5	1,2	2	2,9
q_n^*	12	16,5	18	21	24

В случае широкого частотного спектра плазменных волн резонансное условие (22) при фиксированном v_z выполняется для различных k_z и коэффициент диффузии (25) нигде в нуль не обращается. При этом область плато должна протягиваться вплоть до верхней границы q_n^* области сильной диффузии. Эту границу по-прежнему надо определять из условия (34), и она должна быть близка к оценке q_n^*, приведенной в табл. 1 для распределения (30).

Таким образом, в результате ускорения электронов плазменными волнами вблизи электронных гирогармоник на выходе из ускоряющего слоя у функции распределения формируется сильно анизотропный хвост надтепловых частиц с $v_\perp \gg v_z$ с достаточно плавным распределением типа плато по поперечным скоростям. Предельная энергия ускорения в типичных условиях эксперимента может достигать 50÷100 эВ. Верхнюю оценку концентрации частиц в области плато можно получить из энергетических соображений, предполагая, что бóльшая часть энергии накачки передается ускоренным электронам, и приравняв потоки энергии накачки и частиц, уходящих через границу ускоряющего слоя. Доля энергичных частиц, оцененная таким образом, составляет $10^{-4} \div 10^{-3}$ от концентрации фоновой плазмы.

3. О РЕЛАКСАЦИИ АНИЗОТРОПНОЙ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ В СТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ ПЛАЗМЕ

Рассмотрим столкновительную релаксацию анизотропной части функции распределения, которая должна приводить к изотропизации и остыванию частиц хвоста. Уравнение для функции распределения надтепловых электронов ($v \gg V_{\rm e}$) в пренебрежении электрическими полями запишем в виде

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v_z \frac{\partial f}{\partial z} = S_{\rm ee} + S_{\rm ei} + S_{em}, \tag{36}$$

где $S_{\rm ee}$, $S_{\rm ei}$, S_{em} — интегралы междуэлектронных (ee), упругих электрон-ионных (ei) и упругих электрон-нейтральных (em) соударений. В (36) пренебрежено неупругими электрон-ионными и электрон-нейтральными соударениями, соударениями, соответствующими процессу рекомбинации, которые влияют в первую

очередь на среднюю температуру и концентрацию электронов [1, 9], а также соударениями, соответствующими процессу ионизации электронным ударом.

Согласно [1, 9] интегралы соударений в форме Ландау при $v \gg \{V_\mathrm{i}, V_\mathrm{e}\}$ могут быть записаны в виде

$$S_\mathrm{ee} = v\nu_\mathrm{e}(v)\,\frac{\partial}{\partial v}\left(f + V_\mathrm{e}^2\,\frac{1}{v}\,\frac{\partial f}{\partial v}\right) + \frac{\nu_\mathrm{e}(v)}{2}\,\frac{\partial}{\partial \mu}(1-\mu^2)\,\frac{\partial f}{\partial \mu}, \tag{37}$$

$$S_\mathrm{ei} = v\nu_\mathrm{e}(v)\,\frac{m_\mathrm{e}}{m_\mathrm{i}}\,\frac{\partial}{\partial v}\left(f + \frac{T_\mathrm{i}}{m_\mathrm{e}}\,\frac{1}{v}\,\frac{\partial f}{\partial v}\right) + \frac{\nu_\mathrm{e}(v)}{2}\,\frac{\partial}{\partial \mu}(1-\mu^2)\,\frac{\partial f}{\partial \mu}, \tag{38}$$

где $\mu = v_z/v = \cos\theta$, T_i — температура ионов,

$$\nu_\mathrm{e}(v) = \frac{4\pi N e^4 \ln\Lambda}{m_\mathrm{e}^2 v^3} = 3\sqrt{\frac{\pi}{2}}\nu_\mathrm{e}^\mathrm{eff}\,\frac{V_\mathrm{e}^3}{v^3}\,, \tag{39}$$

$\nu_\mathrm{e}^\mathrm{eff}$ — эффективная частота междуэлектронных и электрон-ионных соударений для тепловой плазмы, $\ln\Lambda$ — кулоновский логарифм. Выражение (37) справедливо, когда концентрация быстрых частиц N_a достаточно мала, $N_\mathrm{a} \ll N$, и их столкновения между собой можно не учитывать.

Следуя [1, 9], разложим уравнение (36) по полиномам Лежандра $P_j(\mu)$:

$$f(v,\mu,z) = \sum_{j=0}^{\infty} f_j(v,z)P_j(\mu). \tag{40}$$

Тогда, учитывая свойства полиномов, получим следующую цепочку уравнений ($j = 0, 1, \ldots$):

$$\frac{\partial f_j}{\partial t} + v\left(\frac{j}{2j-1}\frac{\partial f_{j-1}}{\partial z} + \frac{j+1}{2j+3}\frac{\partial f_{j+1}}{\partial z}\right) = (S_\mathrm{ee} + S_\mathrm{ei} + S_{em})_j, \tag{41}$$

где

$$(S)_j = \frac{2j+1}{2}\int\limits_{-1}^{1} S\,P_j(\mu)\,\mathrm{d}\mu. \tag{42}$$

Согласно [1] для соударений электронов с нейтралами имеем

$$(S_{em})_j = -\nu_{mj}(v)f_j;\;\; \nu_{mj} = N_m v\int \sigma_{em}(v,\mu)[1-P_j(\mu)]\,\mathrm{d}\mu. \tag{43}$$

Здесь N_m — концентрация нейтральных частиц, $\sigma_{em}(v,\mu)$ — дифференциальное эффективное сечение упругого рассеяния электронов. При соударениях с твердыми шариками радиуса a (так можно условно моделировать упругие столкновения электронов с нейтральными частицами при $q = \mathrm{const}$) $q = a^2/4$. Тогда при $j \neq 0$

$$\nu_{mj} = \nu_m = \frac{a^2 N_m}{2} = \nu_{em}^\mathrm{eff}\,\frac{3}{16\sqrt{2\pi}}\,\frac{v}{V_\mathrm{e}}. \tag{44}$$

Здесь ν_{em}^eff — эффективная частота упругих соударений электронов с нейтралами [1]. Из (43) видно, в частности, что $S_{em0} = 0$. Это является следствием пренебрежения энергообменом с молекулами при выводе формулы.

Как следует из выражений (36)–(44), столкновительная релаксация надтепловых электронов приводит к их остыванию и изотропизации. Если остывание определяется, в первую очередь, столкновениями с тепловыми электронами (первые два члена в правой части (37)), а энергообменом с ионами и

нейтральными частицами можно пренебречь, то вклад в изотропизацию электронов и ионов практически одинаков (ср. последние члены в правых частях (37) и (38)), а вклад нейтралов в этот процесс определяется отношением $\nu_{em}^{\rm eff}/\nu_{\rm e}^{\rm eff}$. Поскольку в условиях F-области ионосферы $\nu_{em}^{\rm eff}/\nu_{\rm e}^{\rm eff} \ll 1$, вклад нейтральных частиц в изотропизацию оказывается заметным лишь для электронов с достаточно большими энергиями $E \gtrsim 50$ эВ.

Для решения стационарной задачи о релаксации надтепловых электронов с сильной поперечной анизотропией за пределами ускоряющего слоя мы должны положить в (41) $\partial f_j/\partial t = 0$ и задать граничные условия для f при $z = 0$. Уравнения (41) с интегралами столкновений (37), (38), (43) образуют цепочку связанных уравнений, причем в каждых K уравнениях содержится $K + 1$ неизвестных функций f_j ($j = 0, 1, 2, \ldots, K$). Решение этой системы представляет собой значительные математические трудности (см. [9], гл. 4). В настоящем разделе для выяснения особенностей столкновительной релаксации анизотропного распределения сверхтепловых частиц ограничимся решением временной задачи с $\partial/\partial t \neq 0$ в однородной среде ($\partial/\partial z = 0$) с начальной анизотропией функции распределения, предполагая, что качественное поведение функции распределения в пространстве для исходной задачи будет подобно полученному. При $\partial/\partial z = 0$ система уравнений (41) распадается на независимые уравнения для коэффициентов разложения $f_j(v)$, причем для построения решения уравнения (36) надо суммировать достаточно большое (больше 20) число членов разложения (40). Сделаем далее следующие упрощения. Пренебрежем в правой части (37) слагаемым, пропорциональным $V_{\rm e}^2$, предполагая, что $v \gg V_{\rm e}$, а в (38) опустим слагаемые, пропорциональные $m_{\rm e}/m_{\rm i}$. Последнее соответствует тому, что электрон-ионные столкновения оказывают заметное влияние лишь на изотропизацию хвоста функции распределения, вклад же таких столкновений в его остывание за счет передачи энергии ионам оказывается малым по сравнению с электрон-электронными столкновениями. В этих приближениях уравнения (41) с учетом (37), (38), (40)–(43) принимают вид ($j \neq 0$)

$$\frac{\partial f_j}{\partial t} = \alpha \nu_{\rm e}^{\rm eff} V_{\rm e}^3 \left[\frac{1}{v^2}\frac{\partial f_j}{\partial v} - \frac{j(j+1)}{v^3} f_j\right] - \beta \nu_{em}^{\rm eff} \frac{v}{V_{\rm e}} f_j, \tag{45}$$

где $\alpha = 3\sqrt{\pi/2}$, $\beta = 3/16\sqrt{2\pi}$. При $j = 0$ последнее слагаемое в правой части (45) следует опустить.

Решение уравнения (45) записывается в виде

$$f_j(t,v) = \left(\frac{v^3}{v^3 + 3\alpha\,\nu_{\rm e}^{\rm eff} t\, V_{\rm e}^3}\right)^{\frac{j(j+1)}{3}} f_j^0[(v^3 + 3\alpha\,\nu_{\rm e}^{\rm eff} t\, V_{\rm e}^3)^{\frac{1}{3}}] \times$$
$$\times \exp\left\{\frac{\beta \nu_{em}^{\rm eff}}{\alpha \nu_{\rm e}^{\rm eff}} \frac{[v^4 - (v^3 + 3\alpha\,\nu_{\rm e}^{\rm eff} t\, V_{\rm e}^3)^{\frac{4}{3}}]}{V_{\rm e}^4}\right\}, \tag{46}$$

где $f_j^0(v) = f_j(t = 0,\, v)$.

Подставляя далее (46) в (40), мы получим выражение, описывающее столкновительную релаксацию малой ($N_{\rm a} \ll N$) популяции сверхтепловых электронов ($v \gg V_{\rm e}$) во времени от некоторого начального распределения f^0. Конечным результатом релаксации должны быть их полная изотропизация и переход из надтепловой популяции в тепловую плазму. Однако характер такого перехода зависит от вида функции $f^0(v, \mu)$. В частности, если $f^0(v, \mu)$ обладает значительной поперечной анизотропией, то более быстрая релаксация низкоэнергичных частиц за счет кулоновских соударений с заряженными частицами ($\nu_{\rm e}(v) \propto v^{-3}$) может приводить к образованию горба на хвосте функции распределения по поперечным скоростям. Действительно, при $v < (3\alpha\,\nu_{\rm e}^{\rm eff} t)^{1/3}\, V_{\rm e}$ для всех $f_j(v, t)$, кроме $j = 0$, $\partial f_j/\partial v > 0$, и при $\mu = 0$ вклад членов суммы с $j > 0$ в (40) может преобладать над вкладом нулевого члена разложения с $\partial f_0/\partial v < 0$. Пример релаксации функции распределения с поперечной анизотропией приведен на рис. 1 и 2. Расчет по формулам (46), (40) проводился для анизотропной

максвелловской начальной функции распределения

$$f^0 = \frac{m_{\rm e}^{3/2} N_{\rm a}}{(2\pi)^{3/2} T_\perp T_\parallel^{1/2}} \exp\left(-\frac{m_{\rm e} v_z^2}{2T_\parallel} - \frac{m_{\rm e} v_\perp^2}{2T_\perp}\right) = \frac{N_{\rm a}}{(2\pi)^{3/2} V_{T_\parallel} V_{T_\perp}^2} \exp\left(-\frac{v^2}{2V_{T_\perp}^2} - \frac{\mu^2 v^2}{2V_{T*}^2}\right), \qquad (47)$$

где $V_{T*}^2 = V_{T_\perp}^2 V_{T_\parallel}^2/(V_{T_\perp}^2 + V_{T_\parallel}^2) \approx V_{T_\parallel}^2$, $T_\perp \gg T_\parallel$.

Для расчетов были использованы следующие параметры: $V_{T_\parallel} = V_{\rm e} = V_{T_\perp}/15$, $\nu_{em}^{\rm eff}/\nu_{\rm e}^{\rm eff} = 0{,}1$. На рис. 1 представлены кривые $f(v, \mu = 0, t) = f(v_z = 0, v_\perp, t)$ для нескольких моментов времени. На рис. 2 представлены вид функции $f(v_z, v_\perp, t{=}0) = f^0(v_z, v_\perp)$ (рис. 2а) и $f(v_z, v_\perp, t)$ при $\nu_{\rm e}^{\rm eff} t = 0{,}5$ (рис. 2б). Видно, что в процессе релаксации уже через $t \sim 0{,}2\nu_{\rm e}^{\rm eff}$ на функции распределения образуется горб с $\partial f/\partial v_\perp > 0$, причем максимум горба ($\partial f/\partial v_\perp = 0$), расположенный при $v_\perp \approx 5 \div 7\, V_{\rm e}$, перемещается со временем в область бóльших поперечных скоростей. Со временем (за $t \approx (3 \div 4)/\nu_{\rm e}^{\rm eff}$ при использованных параметрах) за счет остывания надтепловых электронов при соударениях с тепловыми электронами горб пропадает. Для появления такого горба необходима, естественно, достаточная начальная анизоторпия. Расчеты показывают, что при начальной функции распределения f^0 в виде (47) горб возникает при $V_{T_\perp} \gtrsim 7 \div 8\, V_{T_\parallel}$.

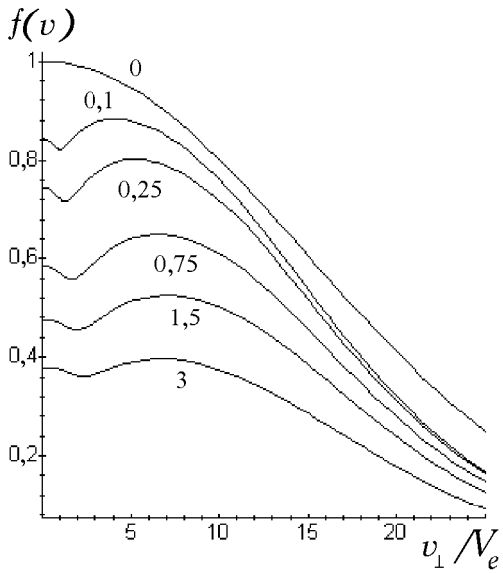

Рис. 1. Функция распределения $f(v, \mu = 0, t) = f(v_z = 0, v_\perp, t)$ для моментов времени $\nu_{\rm e}^{\rm eff} t = 0$; 0,1; 0,25; 0,75; 1,5 и 3.

Как уже указывалось, для задачи пространственной релаксации функции распределения цепочку уравнений (41) разъединить не удается, и задача оказывается существенно сложнее. Однако качественно характер решения должен сохраняться с заменой $\nu_{\rm e}^{\rm eff}$ на $l_{\rm e}^{-1}$ — обратную длину свободного пробега. Таким образом, рассмотрение, проведенное в разделах 2 и 3, приводит к следующим выводам. В результате ускорения электронов интенсивными плазменными волнами с $\omega \approx n\omega_{\rm ce}$, поляризованными поперек $\vec{B}$, в узком ($L < l_{\rm e}$) слое, ориентированном перпендикулярно магнитному полю, на функции распределения образуется анизотропный хвост надтепловых электронов, в котором $v_\perp \gg v_\parallel$ с плавным распределением по поперечным скоростям. За пределами ускоряющего слоя, на расстояниях $z \lesssim l_{\rm e}$, за счет кулоновских соударений в хвосте функции распределения возникает горб с $\partial f/\partial v_\perp > 0$.

4. О ЦИКЛОТРОННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ УСКОРЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

Функция распределения с группой надтепловых частиц с $\partial f/\partial v_\perp > 0$ может оказаться неустойчивой относительно возбуждения плазменных волн, причем наиболее эффективно такая неустойчивость должна развиваться в области двойного резонанса, где $\omega \approx n\omega_{\rm ce} \approx \omega_{\rm uh}$ [21–23]. Такая циклотронная неустойчивость привлекается, в частности, для интерпретации спорадических всплесков радиоизлучения Солнца типа "зебра-структур" [22] и радиоизлучения ионосферной плазмы при вторжении потоков энергичных частиц [24], которые генерируются вблизи кратных электронных гирогармоник. Ниже показано, что эта неустойчивость может служить причиной генерациии одной из спектральных компонент искусственного радиоизлучения ионосферы (ИРИ) — broad upshifted maximum (BUM). BUM присутствует в спектре ИРИ при $\omega_0 \gtrsim n\omega_{\rm ce}$ в области положительных отстроек $\Delta\omega = \omega - \omega_0 \simeq 15 \div 200$ кГц. Подробно наблюдаемые свойства этой компоненты описаны, например, в [25–29]. Здесь укажем лишь,

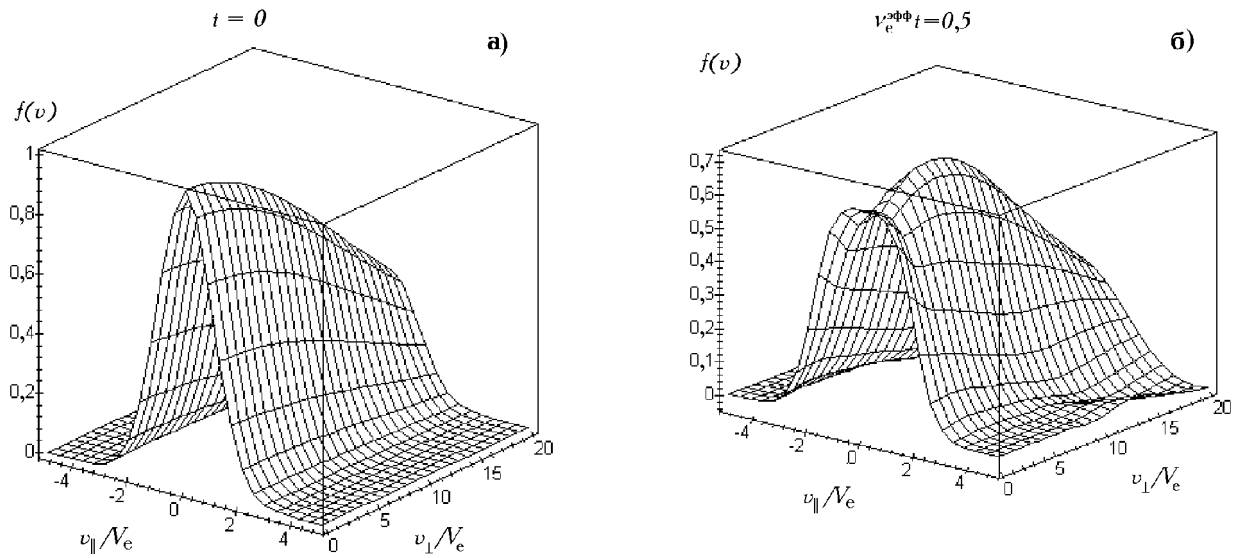

Рис. 2. Вид функции распределения $f(v_z,\, v_\perp, t)$ для моментов $\nu_{\rm e}^{\rm eff} t = 0\,(a)$ и $\nu_{\rm e}^{\rm eff} t = 0{,}5\,(б)$.

что, во-первых, отстройка частоты максимальной интенсивности BUM $\Delta\omega_{\rm BUM}$ от ω_0 приблизительно удовлетворяет соотношению

$$\Delta\omega_{\rm BUM} \approx \omega_0 - n\omega_{\rm ce} \tag{48}$$

и, во-вторых, BUM никогда не наблюдается на отстройках, меньших некоторой предельной $\Delta w_{\rm cutoff}$, а величина $\Delta\omega_{\rm cutoff}$ приблизительно линейно растет с номером гармоники и согласно [27] при $n \le 7$ удовлетворяет соотношению

$$4n - 11 < \Delta\omega_{\rm cutoff}(n)/2\pi < 3n - 4, \tag{49}$$

в котором верхняя и нижняя границы выражены в кГц. В настоящее время существует несколько теоретических моделей генерации BUM. Большинство из них основано на четырехволновой параметрической неустойчивости [30–33], в результате которой возникают верхнегибридная волна с частотой $\omega_{\rm uh}$, близкой к частоте BUM, электронная бернштейновская волна с частотой $\omega_{\rm B} \approx n\omega_{\rm ce}$ и нижнегибридная волна с частотой $\omega_{\rm l}$, причем условия частотного синхронизма для такой неустойчивости имеют вид

$$\omega_0 - \omega_{\rm B} = \omega_{\rm uh} - \omega_0 = \omega_{\rm l},$$

причем левое равенство здесь практически совпадает с (48). Мелкомасштабные неоднородности, которые возникают в результате тепловых неустойчивостей в области верхнего гибридного резонанса волны накачки [2, 3], при этом служат (на том или ином этапе) для взаимной трансформации плазменных и электромагнитных волн [15]. Отметим, однако, что при $\omega_{\rm l} \gg \omega_{\rm lh} \simeq 2\pi \cdot 7$ кГц, где $\omega_{\rm lh} \approx \sqrt{\omega_{\rm ce}\omega_{\rm ci}}$ — нижнегибридная частота, эффективность нелинейного четырехволнового взаимодействия с участием нижнегибридных волн должна заметно уменьшаться [34], что делает проблематичным адекватность такой модели для интепретации BUM. В [35] рассмотрен механизм возникновения BUM в результате переходного излучения электронов, ускоренных плазменными волнами, в среде с мелкомасштабными неоднородностями (для такого механизма нужны масштабы неоднородностей порядка 0,5÷1 м).

Циклотронная неустойчивость ускоренных электронов, в результате которой возбуждаются верхнегибридные волны с частотой больше частоты волны накачки, также может отвечать за формирование

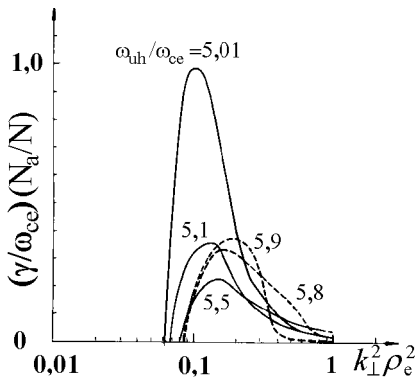

Рис. 3

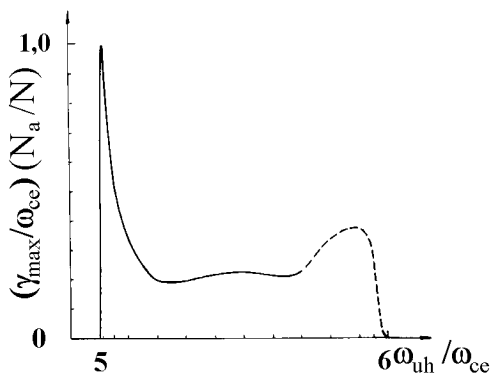

Рис. 4

спектра плазменных волн в области частот BUM [36, 37]. Основываясь на результатах [22], опишем кратко основные свойства такой неустойчивости для условий активных ионосферных экспериментов.

Пусть в плазме с $\omega_{pe} \gg \omega_{ce}$ присутствуют надтепловые электроны с малой концентрацией $N_a \ll N$ и функцией распределения с максимумом по поперечным скоростям ($v_a \gg V_e$)

$$f(v_z, v_\perp) = \frac{v_\perp^2}{4\pi\sqrt{2\pi}v_a^5}\, e^{-(v_z^2+v_\perp^2)/2v_a^2}. \tag{50}$$

Такая функция распределения является неустойчивой относительно возбуждения верхнегибридных и электронных бернштейновских мод. Условие неустойчивости, связывающее $k_\perp$ и v_a, имеет вид

$$k_\perp^2\rho_e^2 \gtrsim (V_e^2/v_a^2)\, n^2, \tag{51}$$

где $\rho_e = V_e/\omega_{ce}$. Из (51) следует, что более эффективно такая неустойчивость развивается в области нормальной дисперсии верхнегибридных волн, где $\partial\omega/\partial k_\perp > 0$ и

$$k_\perp^2\rho_e^2 < n. \tag{52}$$

В области аномальной дисперсии (для бернштейновских мод) инкремент неустойчивости оказывается на $1 \div 2$ порядка меньше. Комбинируя (51) и (52), получаем, что сильная неустойчивость реализуется для достаточно энергичных частиц со скоростями

$$v_a > \sqrt{n}\, V_e. \tag{53}$$

На рис. 3 и 4, взятых из [22], представлены зависимости инкремента неустойчивости γ от $k_\perp^2\rho_e^2$ при различных ω_{uh}/ω_{ce} (рис. 3) и максимального по $k_\perp^2\rho_e^2$ инкремента γ_m от ω_{uh}/ω_{ce} для $v_a/V_e = 20$ и $5\omega_{ce} < \omega_{uh} < 6\omega_{ce}$ (рис. 4). Видно, что вблизи двойного резонанса, где $0 < \omega_{uh} - n\omega_{ce} \lesssim (0{,}1 \div 0{,}2)\,\omega_{ce}$, наблюдается резкое увеличение инкремента, а наибольшее его значение γ_{max} достигается при $\omega_{uh} - n\omega_{ce} \simeq (0{,}01 \div 0{,}02)\,\omega_{ce}$ и по порядку величины равно

$$\gamma_{max} \simeq (N_a/N)\,\omega_{ce}. \tag{54}$$

Минимальная тепловая поправка ω_{min} к верхнегибридной частоте ω_{uh} для возбуждающихся волн определяется формулой (51) и дисперсионным уравнением верхнегибридных волн, которое при $n^2 \gg 1$ и $k_\perp \gg k_z$ имеет простой вид

$$\omega^2 = \omega_{uh}^2 + 3k_\perp^2\rho_e^2\omega_{ce}^2. \tag{55}$$

В результате в области двойного резонанса, при $\omega_{\rm uh} \simeq n\omega_{\rm ce}$ имеем

$$\omega_{\min} \simeq \frac{3n}{2}\,\frac{V_{\rm e}^2}{v_{\rm a}^2}\,\omega_{\rm ce}. \tag{56}$$

Величина $\omega_{\min}$, таким образом, при неизменной $v_{\rm a}$ линейно нарастает с номером гармоники. Полная полоса частот возбуждающихся верхнегибридных волн составляет $(0{,}1 \div 0{,}2)\omega_{\rm ce}$. Сделаем некоторые оценки для условий экспериментов по модификации ионосферы. При $f_{\rm ce} = \omega_{\rm ce}/2\pi \simeq 1350$ кГц зависимость (49) близка к (56) при $v_{\rm a}^2/V_{\rm e}^2 \approx 500 \div 700$, т. е. для энергий надтепловых частиц порядка 50÷70 эВ. При этом измеренные значения $\Delta\omega_{\rm cut-off}$ близки к теоретическим, если предположить, что неустойчивость имеет место несколько ниже верхнего гибридного резонанса накачки, когда $|\omega_0 - \omega_{\rm uh}(z)|/2\pi \simeq 8 \div 10$ кГц. Согласно рис. 3, 4 и дисперсионному уравнению (55) при $n = 5$ ширина спектра излучения в области BUM должна составлять 50÷100 кГц, а полоса частот волны накачки, при которых BUM должен возбуждаться — 100÷200 кГц, что соответствует данным наблюдений. Далее, для возбуждения неустойчивости в условиях ионосферы необходимо, чтобы инкремент (54) превысил декремент столкновительного затухания верхнегибридных волн $\nu_0 \approx \nu_e/2$, что имеет место при $(N_{\rm a}/N) \gtrsim (\nu_{\rm e}/\omega_{\rm ce}) \approx (2 \div 3)\cdot 10^{-5}$. Возможность формирования неравновесной функции распределения типа (50) за счет ускорения электронов в области взаимодействия мощной радиоволны с ионосферной плазмой при $\omega_0 \approx n\omega_{\rm ce}$ и ее релаксации за счет кулоновских соударений за пределами области рассмотрена в предыдущих разделах. Полученные параметры такой функции (энергии ускоренных электронов порядка 50÷100 эВ и $N_{\rm a}/N \sim 10^{-4}$) согласуются с полученными оценками.

Таким образом, возможный механизм генерации BUM-компоненты ИРИ выглядит как следующая цепочка явлений: а) рассеяние волны накачки на мелкомасштабных неоднородностях в плазменные волны в области верхнего гибридного резонанса $\omega_0 \simeq \omega_{\rm uh}(z)$; б) ускорение электронов верхнегибридными волнами и формирование анизотропного по поперечным скоростям хвоста функции распределения; в) формирование за пределами ускоряющего слоя неравновесной функции распределения с $\partial f/\partial v_\perp > 0$ за счет кулоновских соударений; г) циклотронная неустойчивось быстрых электронов, приводящая к возбуждению плазменных волн с $\omega > w_0$; д) рассеяние плазменных волн в электромагнитные на мелкомасштабных неоднородностях. Однако для более детальной проверки адекватности предложенной модели данным эксперимента необходимо дальнейшее развитие теории. Отметим, что механизм двойной трансформации волны накачки в верхнегибридные волны и обратно на мелкомасштабных неоднородностях с привлечением иных процессов формирования спектра плазменных волн привлекается также для интерпретации других спектральных компонент ИРИ [15, 34].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В приведенной работе в квазилинейном приближении проанализировано ускорение электронов плазменными волнами в приложении к экспериментам по модификации ионосферы мощным радиоизлучением. Рассмотрено два случая: когда частота мощных радиоволн ω далека от гармоник электронной циклотронной частоты $\omega_{\rm ce}$ (раздел 1) и когда частота воздействия близка к кратному циклотронному резонансу, $\omega \simeq n\omega_{\rm ce}$ (разделы 2–4).

В первом случае ускорение происходит за счет черенковского взаимодействия плазменных волн с надтепловыми электронами (условие резонанса $\omega = \vec{k}\vec{v}$), а магнитное поле конролирует направление разлета ускоренных частиц из области турбулентности. Характерная энергия ускоренных электронов оказывается существенно больше потенциала ионизации основных нейтральных компонент ионосферной плазмы. Ускорение вторичных электронов, возникших в результате дополнительной ионизации, и возврат электронов в ускоряющий слой за счет упругих столкновений с тяжелыми частицами за его

пределами приводят при превышении порога по интенсивности плазменных волн и (или) по размеру ускоряющего слоя (см. (21)) к лавинообразному нарастанию концентрации ускоренных электронов. Оценки, приведенные в разделе 1, показывают, что для уверенной реализации рассмотренной неустойчивости в ионосферных экспериментах необходимо как увеличение мощности ВН, так и, в первую очередь, увеличение вертикального размера ускоряющего слоя. Такая ситуация может иметь место при приближении частоты ВН к критической частоте F-слоя или при использовании нагрева ионосферы на разнесенных частотах и, следовательно, высотах.

Во втором случае, при $\omega \approx n\omega_{\rm ce}$, ускорение происходит в основном поперек магнитного поля за счет взаимодействия плазменных волн с электронами на кратном циклотронном резонансе, когда $\omega - n\omega_{\rm ce} = k_z v_z$. В результате ускорения формируется функция распределения быстрых электронов с существенной поперечной анизотропией. Ее релаксация за счет столкновений с заряженными частицами за пределами ускоряющего слоя приводит к появлению максимума по поперечным скоростям на хвосте функции распределения, а циклотронная неустойчивость такой неравновесной функции распределения может приводить к генерации плазменных волн с частотами, превышающими частоту ВН ω_0. С существованием таких плазменных волн может быть связана генерация BUM-компоненты искусственного радиоизлучения ионосферы.

Автор благодарит за обсуждения П. А. Беспалова, Т. Б. Лейзера и Б. Тиде. Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №. 97–02–16397 и гранта ИНТАС-РФФИ №. 95–0434.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гуревич А. В., Шварцбург А. Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. — М.: Наука, 1973.
2. Васьков В. В., Гуревич А. В. — В кн.: Тепловые нелинейные явления в плазме. — Горький: ИПФ АН СССР, 1979. С. 81.
3. Грач С. М., Митяков Н. А., Рапопорт В. О., Трахтенгерц В. Ю. — В кн.: Тепловые нелинейные явления в плазме. — Горький: ИПФ АН СССР, 1979. С. 46.
4. Thidé, B., Kopka H., Stubbe P. // Phys. Rev. Let., 1982. V. 49. P. 1561.
5. Carlson H. C., Wickwar V. B., Mantas G. P. // J. Atm. Terr. Phys., 1982. V. 44. P. 1089.
6. Grach S. M., Fridman V. M., Podstrigach T. S., Snegirev S. D., Vybornov F. I. — In: Book of Abstracts of Vth Suzdal URSI Symposium on the Modification of Ionosphere ISSMI'98. Suzdal, August 26–29, 1998. P. 38.
7. Васьков В. В., Голян С. Ф. и др. // Письма в ЖЭТФ, 1981. Т. 34. С. 582.
8. Ахиезер А. И., Ахиезер И. А., Половин Р. В., Ситенко А. Г., Степанов К. Н. Электродинамика плазмы. — М.: Наука, 1974.
9. Кринберг И. А. Кинетика электронов в ионосфере и плазмосфере Земли. — М.: Наука, 1978.
10. Захаров В. Е. — В кн.: Основы физики плазмы. — М.: Энергоатомиздат, 1984. С. 78.
11. Шапиро В. Д., Шевченко В. И. — В кн.: Основы физики плазмы. — М.: Энергоатомиздат, 1984. С. 119.
12. Грач С. М., Митяков Н. А., Трахтенгерц В. Ю. // Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1984. Т. 27. С. 1086.
13. Грач С. М., Митяков Н. А., Трахтенгерц В. Ю. // Физика плазмы, 1986. Т. 12. С. 693.
14. Беспалов П. А., Трахтенгерц В. Ю. // ЖЭТФ, 1974. Т. 67. С. 969.
15. Грач С. М.// Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1985. Т. 28. С. 684.
16. Васьков В. В., Милих Г. М.// Геомагнетизм и аэрономия, 1983. Т. 23. С. 196.
17. Васьков В. В., Гуревич А. В., Димант Я. С.// ЖЭТФ, 1983. Т. 84. С. 536.
18. Gurevich A. V., Dimant Ya. S., Milikh G. M., Vas'kov V. V. // J. Atm. Terr. Phys., 1985. V. 47. P. 1057.

19. Васьков В. В., Иванов-Холодный Г. С.// Геомагнетизм и аэрономия, 1991. Т. 31. С. 1049.
20. Dimant Ya. S., Gurevich A. V., Zybin K. P. // J. Atm. Terr. Phys., 1992. V. 54. P. 435.
21. Михайловский А. Б. Теория плазменных неустойчивостей, Т. 1. — М.: Атомиздат, 1975.
22. Zheleznyakov V. V., Zlotnik E. Ya. // Solar Physics, 1975. V. 43. P. 431.
23. Железняков В. В. Излучение в астрофизической плазме. — М.: Янус-К, 1997.
24. Yoon P. H., Weatherwax A. T., Rosenberg T. J., La-Belle J. J. // Geophys. Res., 1996. V. 101. P. 27015.
25. Stubbe P., Kopka H., Thidé B., Derblom H. // J. Geophys. Res., 1984. V. 89. P. 7523.
26. Leyser T. B., Thidé B., et al. // J. Geophys. Res., 1990. V. 95. P. 17233.
27. Leyser T. B., Thidé B., Waldenvik M., Goodman S., Frolov V. L., Grach S. M., Karashtin A. N., Komrakov G. P., Kotik D. S. // J. Geophys. Res., 1993. V. 98. P. 17597.
28. Фролов В. Л., Грач С. М., Ерухимов Л. М., Комраков Г. П., Сергеев Е. Н., Тиде Б., Кароззи Т. // Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1996. Т. 39. С. 352.
29. Фролов В. Л., Ерухимов Л. М. и др. // Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1997. Т. 40. С. 561.
30. Будько Н. И., Васьков В. В. // Геомагнетизм и аэрономия, 1992. Т. 32. С. 80.
31. Goodman S., Thidé B., Erukhimov L. M. // Geophys. Res. Lett., 1993. V. 20. P. 735.
32. Tripathi V. K., Liu C. S. // J. Geophys. Res., 1993. V. A98. P. 1719.
33. Huang J., Kuo S. P. // J. Geophys. Res., 1994. V. 99. P. 19569.
34. Shvarts M. M., Grach S. M. // J. Atm. Sol.-Terr. Phys., 1997. V. 59. P. 2421.
35. Ermakova E. N., Trakhtengerts V. Yu. // Adv. Space Res., 1995. V. 15. P. (12)67.
36. Grach S. M. — In: Abstracts of IV Suzdal URSI Symposium on Artificial Modification of the Ionosphere. August 15–20, Uppsala, Sweden, 1994. P. 23.
37. Grach S. M. — In: Book of Abstracts of Vth Suzdal URSI Symposium on the Modification of Ionosphere ISSMI'98. Suzdal, August 26–29, 1998. P. 5.

Научно-исследовательский
радиофизический институт,
г. Н. Новгород, Россия

Поступила в редакцию
9 марта 1999 г.

ON KINETIC EFFECTS IN THE IONOSPHERIC F-REGION MODIFIED BY POWERFUL RADIO WAVES

S. M. Grach

We consider effects related to the electron acceleration by high-frequency plasma turbulence in the ionospheric F-region modified by powerful radio waves. A threshold of the avalanche growth of the number of accelerated particles due to additional ionization was determined for pump-wave frequencies far from the multiple cyclotron resonance. The steady-state density of the accelerated electrons was found for the above pump-frequency values taking into account both turbulent trapping in the accelerating layer due to scattering of plasma waves and returning of electrons to this layer due to collisions. If the pump wave frequency is close to the multiple cyclotron resonance, fast electron distribution with significant transverse anisotropy is formed. Relaxation of this distribution outside the accelerating layer due to collisions with charged particles leads to the appearance of a maximum over transverse velocities in the tail of the distribution function. We propose a generation mechanism for the broad upshifted maximum feature in the spectrum of stimulated electromagnetic emission, which is related to the cyclotron instability of the accelerated electrons. The instability occurs in the double-resonance region in which the pump frequency is close to both the upper-hybrid and multiple-cyclotron frequency.

SPATIO-TEMPORAL DEVELOPMENT OF FILAMENTS DUE TO THE THERMAL SELF-FOCUSING INSTABILITY NEAR THE CRITICAL SURFACE IN IONOSPHERIC PLASMAS

N. A. Gondarenko[1], *P. N. Guzdar*[1], *G. M. Milikh*[2], *A. S. Sharma*[2], *K. Papadopoulos*[2], *and S. L. Ossakow*[3]

A fully nonlinear spatio-temporal development of the thermal self-focusing instability of high-power radio waves in the ionosphere, near the critical surface, is the subject of the present study. These simulations improve on our earlier work by including an evolution equation for the density instead of using the assumption of constant pressure to determine the perturbed density connected with the known temperature perturbation. Using our two-dimensional nonlinear code we have investigated the time scale and associated velocity for the development of field-aligned irregularities as they spread from the critical surface both in the underdense as well as the overdense regions. The scaling of this velocity as a function of the heater electromagnetic wave radiated power (ERP) has been determined. The characteristic size of the self-focused filament as a function of ERP has also been studied. Finally, the spectrum of the density and temperature fluctuations as well as modifications in the equilibrium values of these parameters for different values of ERP is presented.

INTRODUCTION

The ionospheric modification experiments using radio frequence (RF) heater facilities at Arecibo, Platteville, Alaska, the "Sura"facility in Russia, and the facility of Tromso, Norway, provide a rich variety of results related to the spatial and temporal structures in the ionospheric medium, the scattered electromagnetic signals, and electron energization [1–8]. These experiments have shown that increases in high frequence (HF) power results in the creation of irregularities some of which can be attributed to the thermal self-focusing instability [1, 9–14]. Observations made with ionosondes [15], scintillation studies [16–19], radar scattering [20, 21], in-situ satellite measurements [22], optical emissions [23], dynasonde HF radar [24], and in-situ rocket measurements [25] have revealed the excitation of irregularities in the medium during the RF heating experiments, which have been attributed to the self-focusing instability (SFI). There are other nonlinear processes that can occur in the vicinity of the critical surface, namely the oscillating two-stream instability or the modulational instability, which leads to strong Langmuir turbulence [26] and the parametric decay instability [27, 28] both driven by the ponderomotive force. These processes generate short scale length (less than or of the order of meters) fluctuations, which occur in the unconditioned ionospheric plasma in the very early phase (less than tens of milliseconds). Our focus is on processes that occur on the longer heating timescales (from 100 ms to few seconds) and generate irregularity scales of tens of meters to kilometers.

Bernhardt and Duncan [13] have carried out two-dimensional (2D) numerical simulations of the self-focusing instability in the underdense plasma including a detailed inhomogeneous model of the ionosphere as well as the magnetic field of the Earth. They included an initial sinusoidal perturbation of the density in the case of underdense plasma when the pump wave was represented by a plane wave. This density perturbation leads to the linear growth of the SFI at the same wavelength. Their results showed that the initial pattern evolved into a distorted pattern (due to nonlinear effects) with smaller-scale sizes. The fundamental limitation of this study is that they focus on the underdense plasma, where there is no clear observational evidence of structuring. Few of the theoretical studies have extrapolated the results to the critical density and overdense region, where there is a preponderance of evidence for a broad spectrum of scale sizes, from kilometers to tens of meters. Cragin et al. [10], Gurevich [11], Das and Fejer [29] have developed theories for the

linear stability of the thermal SFI in the vicinity of the critical surface and have found that it is an absolute instability, unlike the underdense case. Gurevich et al. [30] have recently developed a nonlinear theory for a single thermal filament. In their work they first excite upper-hybrid waves, with the high-powered heater, in the region between the upper hybrid resonance and plasma resonance and study the nonlinear thermal filamentation of the upper-hybrid wave. In this paper the focus is on studying the thermal self-focusing and filamentation of the electromagnetic heater wave (without converting it into the upper hybrid mode) near the critical surface. A two-dimensional code to study the nonlinear thermal self-focusing instability in the vicinity of the critical surface of the ionosphere [31] was developed. In this investigation we had a set of nonlinear equations coupling the electromagnetic heater wave with the temperature equation for the electrons. The density perturbations associated with this instability was evaluated by assuming the plasma pressure to be constant and computing the perturbed density knowing the perturbed temperature. This study was the first to address the full nonlinear time-development of the instability starting at the critical surface and developing filamentary structures along the field-line. In the present work we have improved on the modelling by introducing a separate equation for the density evolution and studied in detail characteristics of the heater induced irregularities. Our results are also compared to some recent observations.

The paper is organized as follows. In section 1 the basic nonlinear system of equations for the thermal filamentation in the region of the critical surface are introduced. The various numerical considerations which play a role in determining our choice of the computational box are discussed in section 2. In this section we also discuss issues related to boundary conditions. This is followed by a presentation of the results obtained from the solution of these equations in section 3. We compare these results to some observations at the "Sura" and Tromso heating facilities. Finally a brief discussion of our main results is summarized in section 4.

1. BASIC EQUATIONS

We consider the basic geometry for the wave propagation and the orientation of the magnetic field B_0 in the high latitude ionopshere. The wave propagates vertically upward along the magnetic field in the z direction. The plasma density is assumed to increase as a function of z. The basic equations are [11]

$$\left[c^2\nabla^2 - \frac{\omega\omega_{\rm pe}^2(z_{\rm c})}{\omega + i\nu_{\rm e} \mp \Omega_{\rm e}}\left(\frac{n(z)-n_0(z_{\rm c})}{n_0(z_{\rm c})}\right)\right]E_{0\pm} = 0, \tag{1}$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z}\left(\chi_{\parallel}\frac{\partial T}{\partial z}\right) + Q - L, \tag{2}$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z}\left(D_{\parallel}\frac{\partial n}{\partial z}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(D_{\parallel}^{T}\frac{\partial T}{\partial z}\right) + q - \beta n N. \tag{3}$$

The first equation is the wave equation for the extraordinary (X) E_{0+} mode or the ordinary (O) mode E_{0-} with the heater wave frequency ω. Here $\omega_{\rm pe} = \sqrt{4\pi e^2 n/m_{\rm e}}$ is the electron plasma frequency, e — the elementary charge, $m_{\rm e}$ — the electron mass, n_0 and n — equilibrium and perturbed electron density, respectively. $\Omega_{\rm e} = eB_0/m_{\rm e}c$ is the electron cyclotron frequency, c is the velocity of light, $\nu_{\rm e} = \nu_{\rm ei} + \nu_{\rm en}$ is the sum of the electron-ion and electron-neutral collision frequencies. The surface $z = z_{\rm c}$ is the critical surface where the local plasma frequency $\omega_{\rm pe}(z_{\rm c})$ matches the frequency ω. The second equation is the equation for the electron temperature T, where $\chi_{\parallel}$ is the parallel thermal conduction coefficient, Q is the time-averaged ohmic heating by the wave defined as

$$Q = \frac{e^2 E_{0\pm}^2 \nu_{\rm e}}{3m_{\rm e}[(\omega \mp \Omega_{\rm e})^2 + \nu_{\rm e}^2]}, \tag{4}$$

L is the sum of the losses due to Coulomb collisions, electron-neutral collisions excitation of fine-structure, rotational excitation and vibrational excitations [32]. Equation (3) for the evolution of the density is the major new addition to our earlier model [31]. Also, $D_{\|}$ and $D_{\|}^{T}$ are the diffusion and the thermal diffusion, respectively; q is the ionization source and βnN is the loss due to recombination in the F-layer, where it is determined by the conversion rate β of atomic O^+ into molecular NO^+, N is the number density for the molecular nitrogen. If the parallel transport dominates the density evolution, the perturbed density evolves to keep the pressure constant along the magnetic field lines.

We now introduce the following normalizations to derive a set of dimensionless equations. In the present study we will consider a linear density profile in the z (vertical) direction, with a characteristic scale-length L_n. We normalize the spatially independent variables x and z to the Airy length, $z_0 = (c^2 L_n/\omega^2)^{1/3}$, time t to $t_0 = (2\omega z_0^2/c^2)$. We define $T = T_{\rm b} + T_1$, where T_1 is perturbed temperature related to the change in electron temperature T from the background ion temperature $T_{\rm b}$. The perturbed temperature $T_1/T_{\rm b} = \theta/\alpha$. Then we get that a new perturbedtemperature $\theta = \alpha(T - T_{\rm b})/T_{\rm b}$, with $\alpha = \omega^2 z_0^2/c^2$. The density is normalized to $n_0(z_{\rm c})$ and the wave amplitude is redefined as the jitter velocity $eE_{0\pm}/m\omega$, which is normalized to $\sqrt{(6/\alpha)}c_{\rm s}$. Here $c_{\rm s}$ is the ion sound velocity computed with the electron temperature.

2. NUMERICAL PRELIMINARIES

We first choose a typical set of plasma parameters which are needed to evaluate the various dimensionless parameters derived in section 1. We choose high-latitude F region parameters. The incident wave is assumed to have a frequency $f_0 = 5$ MHz. The magnetic field $B_0 = 0.5$ G, and the electron temperature $T = 0.1$ eV. For this particular choice of parameters the parameter $\alpha = 561$. Since we are considering propagation along the magnetic field, the only difference between the O mode and the X mode is the position of the reflection point in z and a difference in the heating Q. The position of the reflection height $z_{\rm c}$ is obtained from the relationship $\omega_{\rm pe}^2(z_{\rm c}) = \omega^2(1 \mp \Omega_{\rm e}/\omega)$. Here $\mp$ refers to the X mode and O mode, respectively. In the F region since the wave frequency is about five times larger than the gyro-frequency within our present model there is no significant difference in heating characteristics between the O mode and X mode, since the heater wave behaves as if the plasma is unmagnetized. Of course this is only true for the case of propagation along the magnetic field. This is a limitation of the present work. In future work we will address to propagation at a finite angle to the magnetic field and finite angle between the direction of the density gradient and the magnetic field. The differences between O mode and X mode heating will be more significant due to differences in their mode conversion properties [33]. The plasma is assumed to have a linear density profile with the scale length $L_n = 100$ km. We will hold these parameters as constant for the runs we discuss and will vary the intensity of the incident radiation.

We now discuss various issues related to our numerical code. The number of grid points in the x direction $N_x = 64$, while the number of grid points in the z direction $N_z = 256$. The next important aspect of the simulations to discuss are the boundary conditions. At the lower boundary, $z = 0$, we specify E_0 and at the top boundary, $z = L_z$, the wave amplitude is chosen to be zero. This is because beyond the critical surface at the center of the simulation box, the wave is evanescent. For the temperature and the density, the boundary conditions in z are that the derivative of each of these quantities with respect to z be zero. This is because the parallel diffusion and thermal conduction transports the energy away from the region of heating and is allowed to escape through the boundary. In reality the boundary condition should be the continuity of the heat and particle fluxes along the field line. However, since both the transport coefficients are very large, they try to establish constant temperature and perturbed density along the fieldline. The equilibrium density is maintained by the source. Thus at the boundary points we set the perturbed density and the temperature equal to that at the nearest point within the computation box. For the lowest order finite-difference scheme

this is equivalent to parallel gradient being set equal to zero. In the x direction, transverse to the magnetic field, for all the three dependent variables we use periodic boundary conditions. The numerical scheme used is a finite difference leap-frog scheme for evolving the density and temperature and a pseudo-spectral relaxation scheme for the wave equation [31].

The choice of the size of the box in the two directions needs to be addressed in some detail. The characteristic size in the x direction should be the basic size of the heating region, which is typically about $30 \div 50$ km. Because of the self-focusing instability we anticipate the shortest scale lengths to be of the order of 10 to 100 meters. This would require a very large number (at least 10^4) of grid points in this direction to resolve the longest as well as the shortest scale sizes in the problem. Thus due to this computational constraint we choose the size of the computation box in the x direction to be of the order of the 1 km. This will allow us to resolve the shortest scale lengths we expect to obtain in the nonlinear phase. For the present-day intensities, even scale lengths of the order of a kilometer are linearly unstable. These short scale lengths, though linearly stable, are generated by the nonlinear "collapse"due to the self-focusing instability. In the recent work [19], electron density irregularitities in the F region, excited by the European Incoherent Scatter (EISCAT) high-power facility at Tromso, Norway, and observed by scintillations of the 250 MHz satellite signals, show that the spectra are in the range of kilometers to tens of meters. Since the power-density used in our studies is in the range used at Tromso, the choice of the scale-lengths is relevant to these observations.

In the z direction the shortest scale-size is the Airy length. For the parameters chosen, this is typically about 180 m. For $N_z = 256$, the box size in the z direction is 9 km. Finally, our initial conditions are the following: the temperature is uniform in the box, the density has linear variation in z and the wave is launched from the lower boundary. We introduce a 1.0% density perturbation with eight harmonics of the basic periodic length in x and the same amplitude. This initial perturbation is localized in a small region in z around the critical surface to seed the instability.

3. NUMERICAL RESULTS

The first results that we will discuss is for a heater wave intensity of 0.3 mW/m^2. In Fig. 1 we show the normalized wave amplitude, normalized perturbed temperature and density contours at three different instants of time. Three milliseconds after the launching of the wave, from $z = 0$ the heater wave gets reflected at the critical surface at $L_z/2$. The wave amplitude is basically an Airy-like pattern (Fig. 1a). The Airy swelling increases the amplitude at the critical surface. Besides that we observe that the longest wavelength mode (in x) grows localized in z in the first Airy peak near the reflection height. In this very early phase, the temperature, in the underdense plasma has increased by a fraction of a percent. However, at the reflection height, the localized region of the wave intensity has led to localized heating of the plasma as seen on the temperature contours of Fig. 1b. Another interesting feature that emerges from the comparison of the localized hot spot for the wave and the temperature is that the extent of the temperature hot spot along the z direction is larger than the Airy length, the spatial extent of the heater wave enhanced region. This is due to the parallel heat transport along the field lines (in the z direction) which diffuses the heat. Since the perturbed temperature is about 0.27%, the associated changes in the density are not apparent on the density contours in Fig. 1c. Both the normalized wave amplitude and normalized perturbed temperature are large, because of the large value of the parameter α, in the normalization.

At a later time $t = 0.33$ s, we observe an interesting phenomenon. As the single hot spot diffuses both above and below the original reflection height, in the underdense region the wave gets redirected and spawns secondary *convective* instability seeded by the irregularities spreading from the reflection height (Fig. 1d–1f). In an earlier work [34], we had shown that pre-existing density irregularities can facilitate the underdense convective instability. In our present study the seeding density irregularity arises naturally

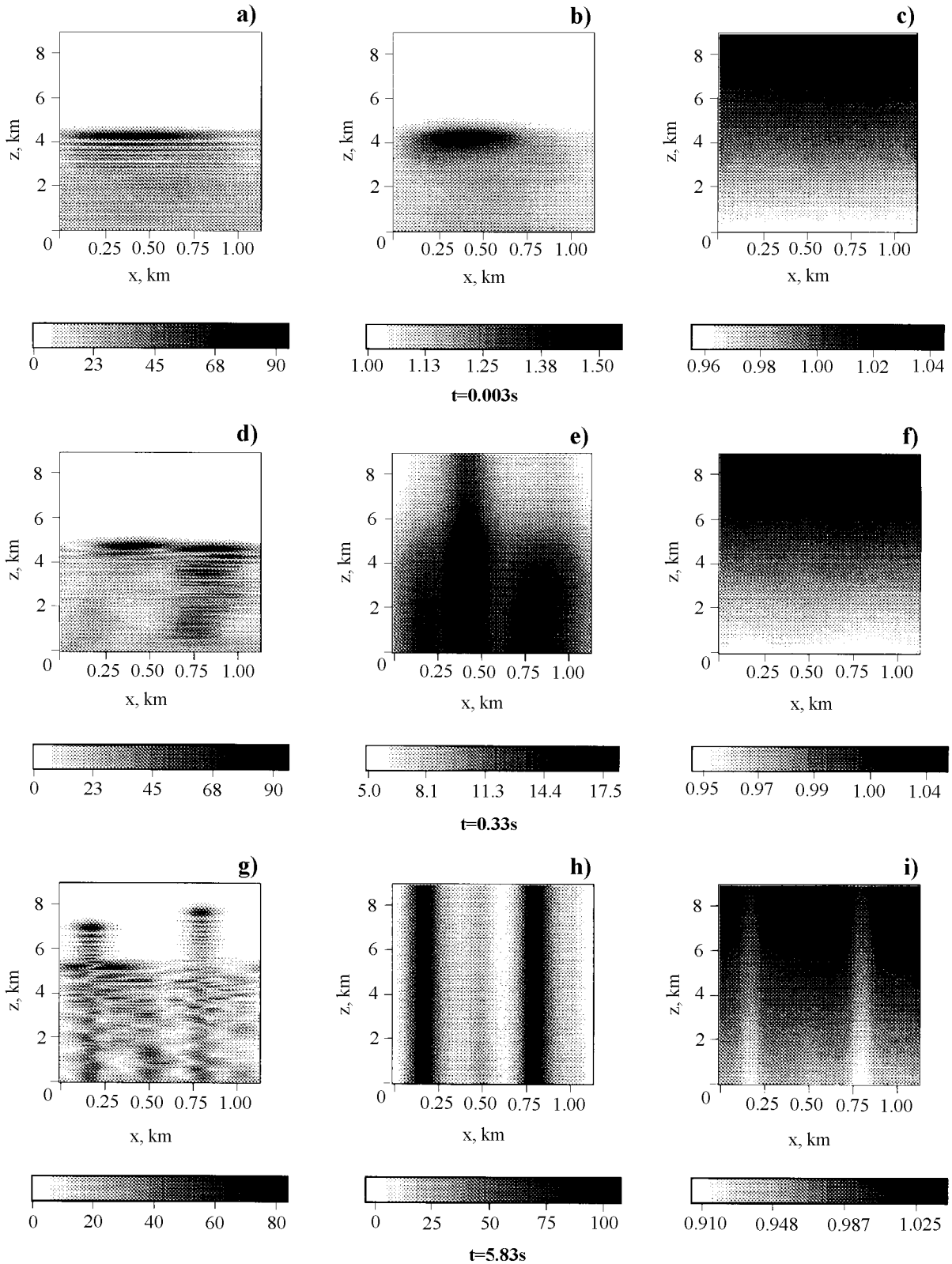

Fig. 1. Contours of the normalized wave amplitude (a, d, g) perturbed electron temperature (b, e, h) and density (c, f, i) in the instants of the time 0.003, 0.33 and 5.83 s, respectively.

from the critical surface. Furthermore the diffusion of the heat into the overdense plasma reduces the local density in the overdense region thereby allowing the heater to propagate to heights beyond the original critical surface. This is clearly seen in Fig. 1d, where the critical surface is about 1/2 km above that in Fig. 1a.

At much later time, $t = 5.83$ s, the filaments have extended along the z direction and the transverse size of the filament has now reached a steady state. The heater wave has penetrated into the overdense region within the filaments (Fig. 1g) and since the magnitude of the heating within the filaments has increased the local temperature to a maximum of about 18% (Fig. 1h), the associated density depletions in the filaments is about a few percent as seen in the density plot (Fig. 1i) at the final time 5.83 s. We stop our simulations at this time since the wave has penetrated all the way to the top of our simulation box. The wave still has the characteristic Airy structure near the new constantly evolving reflection height, but appears to be more diffuse in the underdense region. What is interesting to observe is that even within the filaments, the density still has a weak gradient along the z direction in this quasi-stationary state.

As noted earlier, both the density and the temperature perturbations originate at the critical surface, and then diffuse both into the overdense as well as the underdense plasma. Shown in Fig. 2 is the effective velocity of propagation of the temperature irregularity (solid squares) into the underdense and the propogation of the reflection height (solid circles) into the overdense plasma, respectively, as a function of the heater power-density. These velocities were computed by dividing the distance between the original critical surface and the bottom and top boundaries respectively by the time taken to reach the boundaries. Fig. 2 shows that the velocity of propagation increases with the radiated power both for upward as well as the downward propagation. The downward propagation of the thermal irregularity is faster than the upward propagation of the reflection height, but the difference diminishes as the power density of the heater increases. This can be understood qualitatively as follows. In the underdense region, the overall heating of the plasma by the radio wave as well as the lower density makes the parallel thermal conduction larger than that in the overdense plasma. This facilitates the faster propogation of the irregularity into the underdense compared to the overdense plasma. We have recently investigated the development of irregularities for 0.1 mW/m^2. At lower power-densities the time scale for getting to quasi-steady states is very long(more than a minute). However, the spreading of the irregularity into the underdense occurs on a much shorter time scale. Based on these preliminary studies, we have found the expansion velocity into the underdense plasma for the heater power-density 0.1 mW/m^2 to be 2.5 km/s. Using backscatter radar, Bakhmet'eva et al. [35] measured the velocity of the spreading of the heater induced irregularity into the underdense plasma along the fieldline' to be 2 km/s for the effective radiated power (ERP) of 70 MW. The estimated power-density for this ERP is about 0.1 mW/m^2. This is in good agreement with our result.

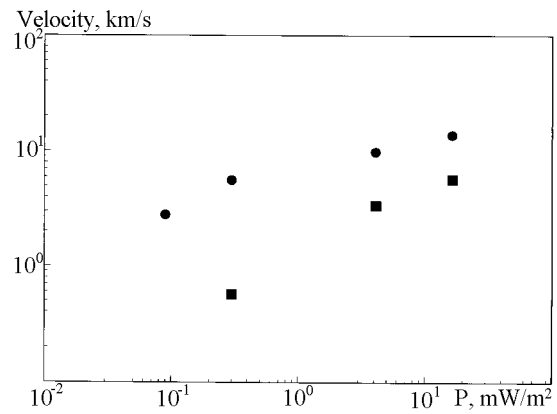

Fig. 2. Velocity of downward propagation of the temperature irregularity (solid squares) and upward propagation of the reflection height (solid circles) versus power density P.

In Fig. 3a and 3b we show the temperature fluctuation $\delta T(x,z) = T(x,z) - \langle T(x,z)\rangle_x$ and density fluctuation $\delta n(x,z) = n(x,z) - \langle n(x,z)\rangle_x$ as a function of x, respectively, at $z = L_z/2$. The angular brackets with subscript x denotes averaging over the x direction. The Fourier spectrum of the temperature and the density fluctuation, transverse to the magnetic field at $z = L_z/2$, is plotted as a function of the mode number m in Fig. 3c and 3d, respectively. The mode number m is related to the wave number through the

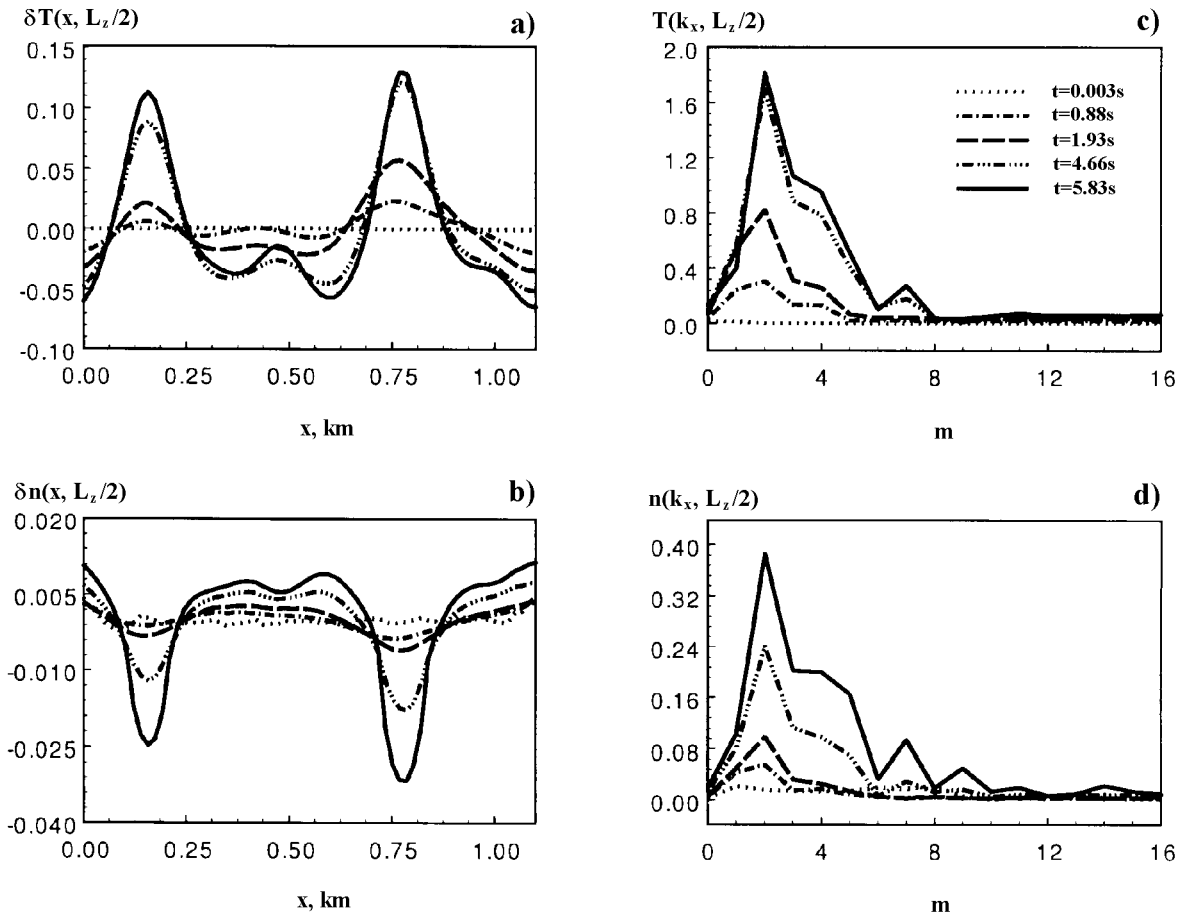

Fig. 3. Temperature (a) and density (b) fluctuations versus x, and the Fourier transform of the temperature (c) and density (d) fluctuations versus mode-number m at $z = L_z/2$ at the instants of time t =0.003, 0.88, 1.93, 4.66, and 5.83 s.

relationship $k_x = 2\pi m/L_x$, where L_x is the size of the computation box in the x direction. In these figures, the different curves correspond to time instants 0.003, 0.89, 1.93, 4.66 and 5.83 s, respectively. Even though the long wavelengths grow first in the early phase, the short wavelengths increase rapidly. Also, evident is that the density lags behind the temperature and the spectra of the density and temperature are not identical. The density gets depleted in the region where the plasma gets preferentially heated, however the evolution of the m spectra shows marked differences. At late time the temperature is almost a steady state while the density spectra is still evolving and the shorter wavelengths evolve as fast or faster than the long wavelength modes.

We define the normalized average temperature and density fluctuations as

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{\sqrt{\langle [\delta T(x,z)]^2 \rangle_x}}{\langle T(x,z) \rangle_x} \tag{5}$$

and

$$\frac{\Delta n}{n} = \frac{\sqrt{\langle [\delta n(x,z)]^2 \rangle_x}}{\langle n(x,z) \rangle_x}. \tag{6}$$

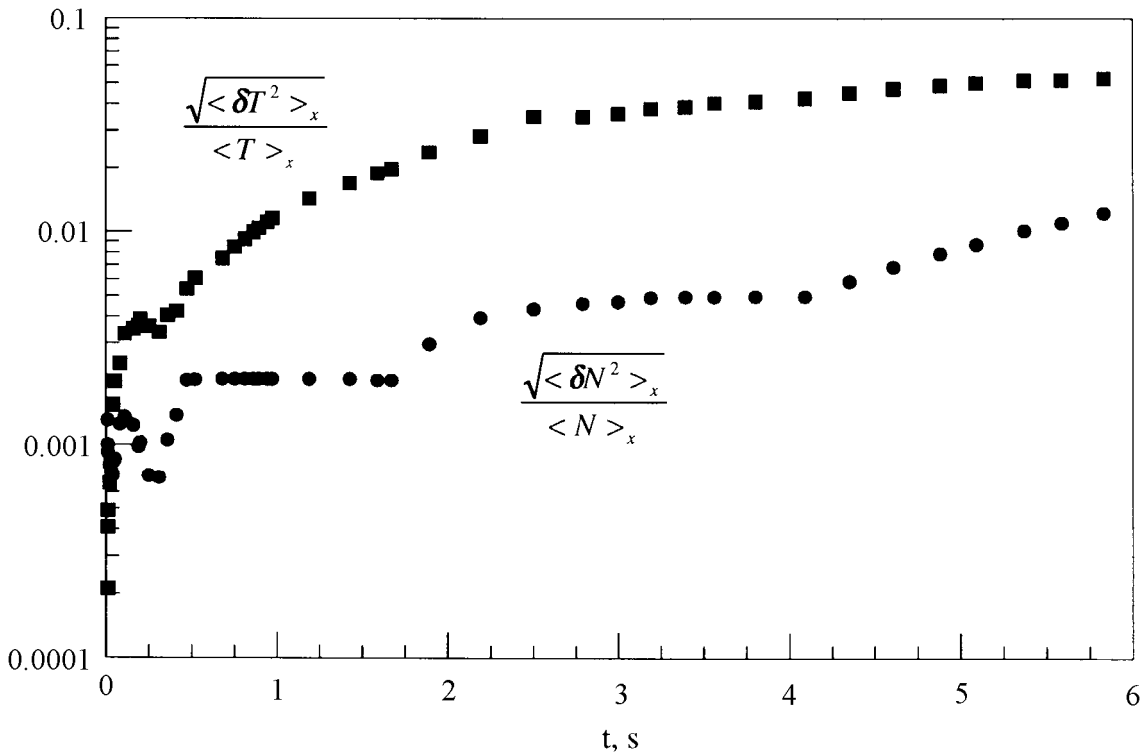

Fig. 4. Normalized average temperature fluctuation (squares) and normalized average density fluctuation (circles) at $z = 2L_z/5$ versus time.

In Fig. 4, we show the time evolution of the average normalized temperature fluctuation and average normalized density fluctuation as a function of time. At very early time ($t \leq 0.1$ s) the amplitude of the average temperature and density fluctuations grow very rapidly. This is followed by a slow rise over a period of a few seconds to the saturated values. The temperature fluctuations are of the order of $5 \div 10\%$, while the density fluctuations are of the order of $1 \div 2\%$.

In Fig. 5 we show the wave amplitude Fig. 5a, Fig. 5d, Fig. 5g, temperature Fig. 5b, Fig. 5e, Fig. 5h and density Fig. 5c, Fig. 5f, Fig. 5i contours for power-densities P equal to $0.3\,\mathrm{mW/m^2}$, $4.12\,\mathrm{mW/m^2}$ and $16.46\,\mathrm{mW/m^2}$, respectively. Each of these simulations was run till the wave reaches the top boundary. It took about six seconds for wave to reach the top for $P = 0.3\,\mathrm{mW/m^2}$, one second for $P = 4.12\,\mathrm{mW/m^2}$ and half a second for $P = 16.46\,\mathrm{mW/m^2}$. The number of filaments increases as the power density increases, while their size decreases. Also, since the size of our computation box is kept the same for all three cases, the average distance between the filaments also decreases with the increase in power.

One of the important questions to address is the scaling of the transverse characteristic scalelength with the heater power. We define the correlation function $C(x, z)$ as

$$C(x, z) = \int_0^{L_x} \delta T(x + x', z)\delta T(x, z)\mathrm{d}x'. \tag{7}$$

The correlation length L_c is the distance in x for which the correlation function has decreased to $1/e$ of its peak value. In Fig. 6 we show the change in the correlation length, at $z = 2L_z/5$, for the temperature as a function of power. As the power is increased the correlation length decreases as expected. In fact we have found that for very high power densities (beyond the range plotted) the correlation length saturates at about 40 m. This is because the diffraction effect associated with the radio wave prevents further collapse. As

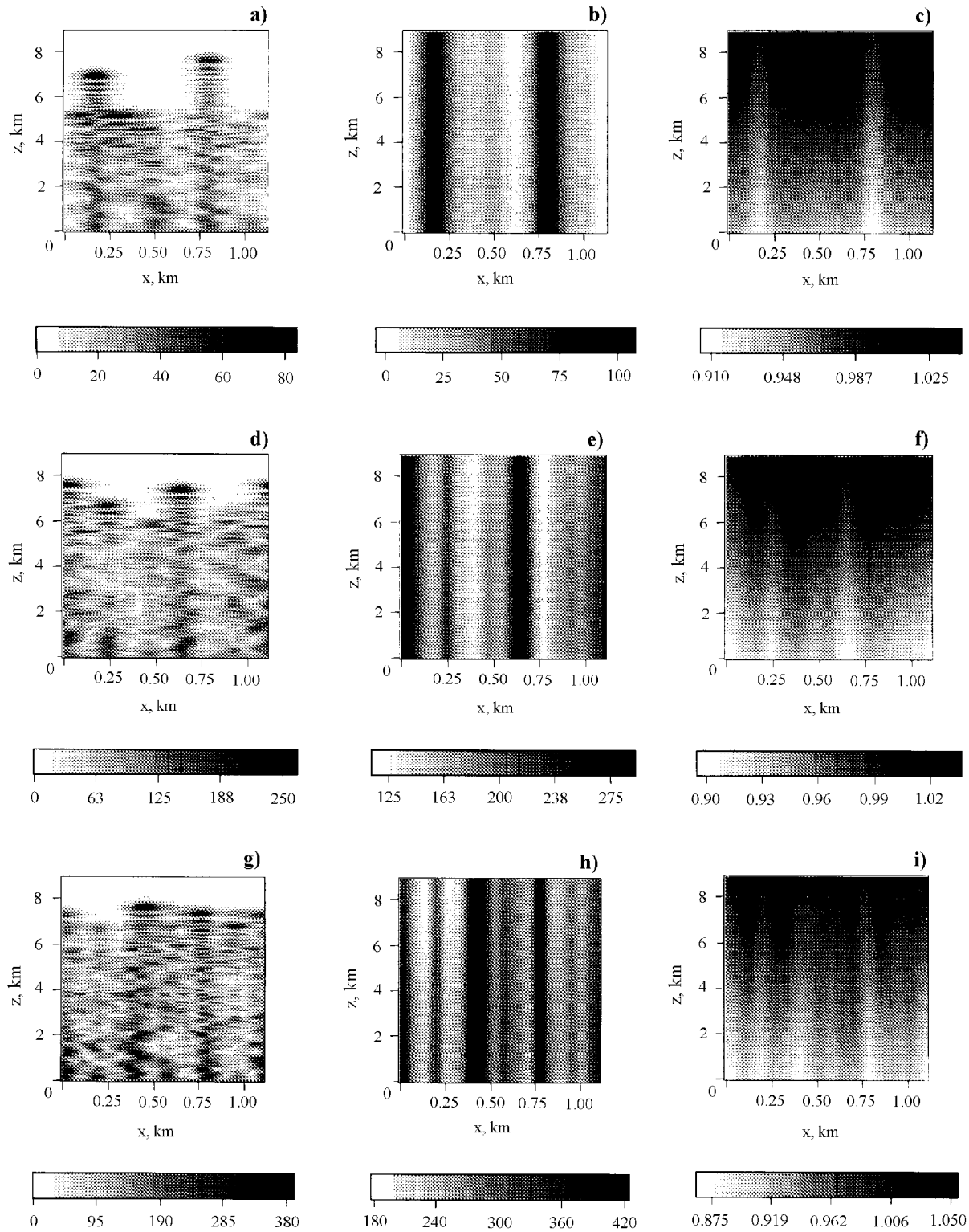

Fig. 5. Contours of the normalized wave amplitude (a, d, g), perturbed electron temperature (b, e, h) and density (c, f, i) for power-density P equal to 0.3 mW/m^2, 4.12 mW/m^2, and 16.46 mW/m^2.

discussed in our earlier work [31], the smallest scale sizes that one can expect is of the order of the electron skin-depth (where the plasma frequency ω_{p0} is evaluated at the matching height)

$$\Delta x = \frac{c}{\omega_{p0}}\sqrt{\frac{n_0}{\delta n}}. \tag{8}$$

The density perturbation δn is determined by the temperature perturbation which is controlled by the parallel thermal conduction loss and the collisional loss to the background ions. For the extreme case of complete depletion of the density in the filament the shortest transverse scale-length is electron skin-depth.

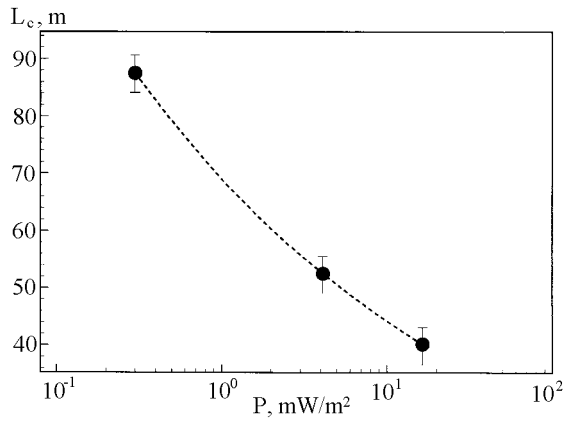

Fig. 6. Transverse correlation length L_c versus power-density P.

4. DISCUSSION

We have investigated the full nonlinear 2D development of the thermal self-focusing instability in the high-latitude F region ionosphere near the critical surface. The present work is an improved modelling of the density evolution compared to our earlier work [31] as well as more detailed quantification of the spatio-temporal development of the heater induced irregularities. We find that an absolute instability develops at this surface. The local heating in the vicinity of the critical surface leads to density depletion, which then spreads along the field lines. The thermal diffusion process allows for the heat to be transported into the overdense plasma. The reduction in the local density there leads to propagation of the waves and the field-aligned irregularity to extend into the overdense region. As the instability develops, the structures collapse in the direction transverse to the direction of the magnetic field. We have investigated the nature of the spectrum, levels of average density and temperature fluctuations, correlation length of temperature fluctuations as a function of the power-density of the heater. The smallest scale-lengths of the irregularities obtained is 40 m. The associated average amplitude of the temperature irregularities is $5 \div 10\%$, and that for the density irregularities is typically $1 \div 2\%$. In the recent work by Basu et al. [19] electron density irregularitities in the F region, excited by the European Incoherent Scatter (EISCAT) high-power facility and observed by scintillations of the 250 MHz satellite signals, show that the spectra are in the range of kilometers to tens of meters. The spreading of the irregularity along the field line into the underdense plasma is consistent with recent observations by Bakhmet'eva et al. [35]. Since the present study only allows the wave to propagate along the magnetic field, there is very little difference between the X mode and the O mode especially since the electron gyro-frequency is much less than the wave frequency ($\Omega_e/\omega = 0.22$). In future work we will incorporate more general geometry for the wave propagation, with the direction of propagation being at a finite angle to the magnetic field.

This work was supported by NSF under the grant №. ATM–9713719 and by the ONR.

REFERENCES

1. Litvak A. G. // Izv. VUZ Radiofiz., 1970. V. 11. P. 814.
2. Carlson H. C., Duncan L. M. // Radio Sci., 1977. V. 12. P. 1001.
3. Carlson H. C., Wickwar Y. V., Mantas J. P. // J. Atmos. Terr. Phys., 1982. V. 44. P. 1089.
4. Stubbe P. et al. // J. Atmos. Terr. Phys., 1982. V. 55. P. 1025.
5. Fejer J. A. et al. // J. Atmos. Terr. Phys., 1985. V. 47. P. 1165.
6. Erukhimov L. M. et al. // Radiophys. Quant. Electron., 1987. V. 30. P. 156.
7. Wong A. Y. et al. // Phys. Rev. Lett., 1989. V. 63. P. 271.
8. Rietveld M. T., Kohl H., Kopka H., Stubbe P. // J. Atmos. Terr. Phys., 1993. V. 44. P. 577.
9. Perkins F. W., Valeo E. J. // Phys. Rev. Lett., 1974. V. 32. P. 1234.
10. Cragin B. L., Fejer J. A., Leer E. // Radio Sci., 1977. V. 12. P. 273.
11. Gurevich A. V. Nonlinear Phenomena in the Ionosohere. — New York: Springer-Verlag, 1978.
12. Perkins F. W., Goldman M. V. // J. Geophys. Res., 1981. V. 86. P. 600.
13. Bernhardt P. A., Duncan L. M. // J. Atmos. Terr. Phys., 1982. V. 44. P. 1061.
14. Bernhardt P. A., Duncan L. M. // J. Atmos. Terr. Phys., 1987. V. 49. P. 1107.
15. Utlaut W. F. // J. Geophys. Res., 1970. V. 75. P. 6402.
16. Thome G. D., Perkins F. W. // Phys. Rev. Lett., 1974. V. 32. P. 1238.
17. Basu S., Basu S., Ganguli S., Gordon W. E. // J. Geophys. Res., 1983. V. 88. P. 9217.
18. Basu S., Basu S., Stubbe P., Kopka H., Waaramaa J. // J. Geophys. Res., 1987. V. 92, № 11. P. 149.
19. Basu S., Costa E., Livingston R. C., Groves K. M., Carlson H. C., Chaturvedi P. K., Stubbe P. // J. Geophys. Res., 1997. V. 102.
20. Duncan L. M., Behnke R. A. // Phys. Rev. Lett., 1978. V. 41. P. 998.
21. Frey A., Stubbe P., Kopka H. // Geophys. Res. Lett., 1984. V. 11. P. 523.
22. Farley D. T., LaHoz C., Fejer B. G. // J. Geophys. Res., 1983. V. 88. P. 2093.
23. Bernhardt P. A., Duncan L. M., Tepley C. A. // Science, 1988. V. 242. P. 1022.
24. Wright J. W., Kopka H., Stubbe P. // Geophys. Res. Lett., 1988. V. 15. P. 1531.
25. Kelley M. C. et al. // J. Geophys. Res., 1995. V. 100. P. 17367.
26. DuBois D. F., Harvey A. Rose, Russel D. // J. Geophys. Res., 1990. V. 95. № 21. P. 221.
27. Fejer J. A. // Rev. Geophys., 1979. V. 17. P. 8693.
28. Stubbe P., Kopka H., Thide B., Derblom H. // J. Geophys. Res., 1984. V. 89. P. 7523.
29. Das A. C., Fejer J. A. // J. Geophys. Res., 1979. V. 84. P. 6701.
30. Gurevich A. V., Lukyanov A. V., Zybin K. P. // Phys. Lett. A, 1996. V. 211. P. 363.
31. Guzdar P. N., Chaturvedi P. K., Papadopolous K., Ossakow S. L. // J. Geophys. Res., 1998. V. 103. P. 2231.
32. Milikh G. M., Freeman M. J., Duncan L. M. // Radio Sci., 1994. V. 29. P. 1355.
33. Ginzburg V. L. The propagation of electromagnetic waves in plasmas, 2nd ed. — New York: Pergamon, 1970.
34. Guzdar P. N., Chaturvedi P. K., Papadopolous K., Keskenin M., Ossakow S. L. // J. Geophys. Res., 1996. V. 101. P. 2453.
35. Bakhmet'eva N. V., Bubukina V. N., Ignat'et Yu. A. et al. // J. Atm. Solar Terr. Phys., 1997. V. 59. P. 2257.

[1] Institute for Plasma Research,
University of Maryland,
College Park, MD 20742
[2] Department of Astronomy,
University of Maryland,
College Park, MD 20742
[3] Plasma Physics Division,
Naval Research Laboratory,
Washington, DC 20375

Поступила в редакцию
11 января 1999 г.

УДК 533.951, 537.868

ИСКУССТВЕННАЯ ПОЛОСТЬ В ИОНОСФЕРЕ, ИНДУЦИРОВАННАЯ ИЗЛУЧЕНИЕМ СТЕНДА “СУРА”

Г. Н. Бойко[1], *С. М. Грач*[1], *Е. Н. Сергеев*[1], *Г. П. Комраков*[1], *Н. А. Митяков*[1], *К. Гровс*[2]

24 октября 1997 г. в экспериментах по воздействию на ионосферу мощным КВ радиоизлучением с использованием пространственно разнесенного нагрева в период с 16 часов до 19 часов 30 минут местного времени дважды было зафиксировано синхронное с работой нагревных передатчиков значительное (на десятки процентов) уменьшение электронной концентрации в слое F ионосферы, при этом критическая частота слоя уменьшалась на 10÷20 %. Полученный результат указывает на возможность искусственной генерации интенсивных крупномасштабных неоднородностей концентрации ионосферной плазмы при использовании схем пространственно разнесенного нагрева.

ВВЕДЕНИЕ

Нагрев ионосферы мощной радиоволной накачки О-поляризации с частотой f_0 ниже критической частоты F_2-слоя $f_{0\,F_2}$ приводит, как правило, к мелкомасштабному ($l \lesssim c/f_0$) и крупномасштабному ($l \sim 1 \div 10$ км) расслоению плазмы [1, 2, 3], аномальному ослаблению волны накачки и пробных волн с близкими частотами [4, 5, 6], генерации искусственного радиоизлучения ионосферы [7, 8, 9, 10]. Значительные изменения средней концентрации ионосферной плазмы (около 50 %) на масштабах порядка размеров диаграммы направленности нагревного стенда наблюдались, насколько нам известно, лишь в Аресибо (США) в ночное время при достаточно низких критических частотах ($f_{0\,F_2} \sim 3{,}5 \div 4$ МГц) и диагностировались с помощью радара некогерентного рассеяния [11, 12, 13].

В октябре 1997 г. на стенде “Сура"в эксперименте по воздействию на F-слой ионосферы излучением мощных КВ радиопередатчиков, работавших с расщепленной диаграммой направленности, нами было обнаружено значительное, на десятки процентов, уменьшение электронной концентрации ионосферной плазмы над стендом. Характерный горизонтальный масштаб области пониженной электронной концентрации определялся размером возмущенной области ионосферы. Описанию полученных результатов и посвящена настоящая статья.

1. СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА

24 октября 1997 г. на нагревном стенде “Сура", начиная с 14:32 московского времени, в течение шести часов было проведено четыре цикла пространственно разнесенного нагрева ионосферы. Детали схемы пространственно разнесенного нагрева представлены на рис. 1. Взаимное расположение по высоте возмущенных областей ионосферы на рис. 1 соответствует второму и третьему циклам воздействия. Частоты излучения, мощности стенда и временной режим работы нагревных передатчиков для всех четырех циклов приведены в табл. 1. Кроме того, временной режим работы передатчиков внутри циклов схематически представлен на рис. 2. Во время эксперимента два мощных передатчика были подключены к секциям антенной решетки с диаграммой направленности, расщепленной на два луча, отклоненных от вертикали в плоскости

Таблица 1.

Параметры излучения передатчиков нагревного стенда “Сура"в эксперименте 24 октября 1997 г.

Номер цикла	Время цикла, (мск)	I, II передатчики			III передатчик		
		Частота кГц	P_0, МВт	Режим (работа/пауза, мин.)	Частота кГц	P, МВт	Режим (работа/пауза, мин.)
I	(14:32-15:34)	7815	20	3/3	5750	10→1,25	1/2
II	(15:41-16:44)	4785	16	3/3	5750	20→0,63	1/2
III	(17:25-18:16)	4785	16	3/3	5750	0,63→20	1/2
IV	(18:59-19:38)	4785	16	3/3	4785	16	1/2

“восток-запад"на ±8° (“боковые"передатчики), а третий передатчик — к антенной секции с однолучевой диаграммой, направленной в зенит (“центральный"передатчик). В направлении “восток-запад"ширина диаграммы направленности боковых лучей составляла приблизительно 7° в первом цикле и около 12° в последующих, ширина диаграммы центрального луча — приблизительно 10° в первых трех циклах и около 12° в последнем. При этом, например, во время третьего цикла боковые передатчики создавали на высоте 225 км две возмущенные области с горизонтальным размером около 47 км и расстоянием между центрами областей приблизительно 63 км. Отметим, что впервые воздействие на ионосферную плазму с использованием расщепленной диаграммы направленности было осуществлено в эксперименте [14] с целью создания искусственной фокусирующей системы в E-слое ионосферы. Во время циклов излучения два боковых передатчика выходили в эфир синфазно, с полной мощностью P_0, в режиме 3 мин. — работа, 3 мин. — пауза. При этом эффективная мощность излучения в каждом боковом луче составляла $2P_0$, где P_0 — максимальная эффективная мощность излучения одного передатчика стенда “Сура"при вертикальной диаграмме направленности. Третий, центральный передатчик включался на одну минуту с минутной задержкой с периодом 3 мин., подогревая ионосферу в середине временных интервалов излучения и паузы боковых передатчиков. Мощность центрального передатчика в первых циклах нагрева изменялась каждые 6÷12 мин. В первом цикле мы варьировали ее от $P = P_0/8$ в первых сеансах воздействия до $P_0/2$ в середине цикла, уменьшив до $P_0/16$ в последних сеансах. Второй цикл мы начали с максимальной мощности, уменьшая ее вдвое от сеанса к сеансу, и к концу цикла достигли значения $P_0/32$. С середины третьего цикла нагрева (с 17:50) до конца эксперимента мощность центрального передатчика была зафиксирована на значении P_0.

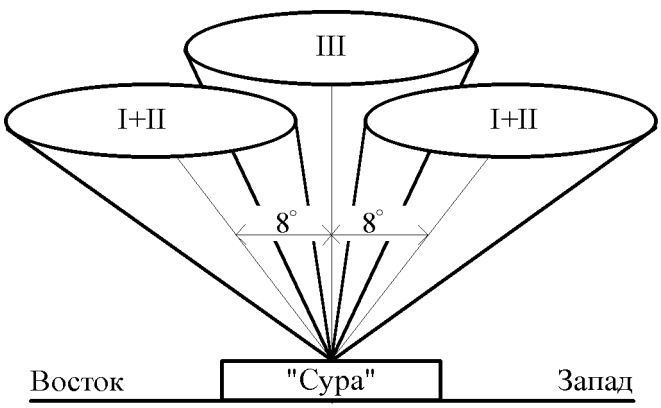

Рис. 1. Сх
ион

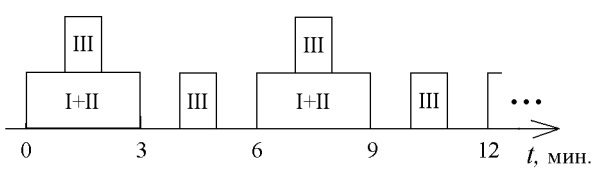

Рис. 2. Схема временнóго режима работы нагревных передатчиков в эксперименте 24 октября 1997 г. (t — время после начала цикла).

Для диагностики ионосферы с начала и до окончания эксперимента использовались данные импульсного ионозонда “БАЗИС". Результаты обработки ионограмм представлены на рис. 3, 4.

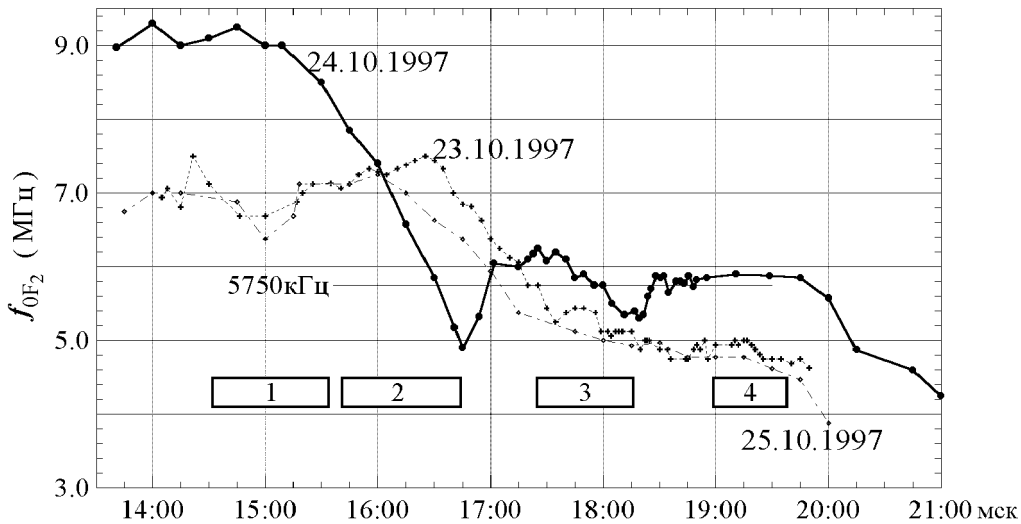

Рис. 3. Ход критической частоты f_{0F_2} в эксперименте 24 октября 1997 г. и в то же время суток для предыдущего и следующего дней. Горизонтальной линией показана частота излучения третьего, центрального передатчика во втором и третьем циклах нагрева.

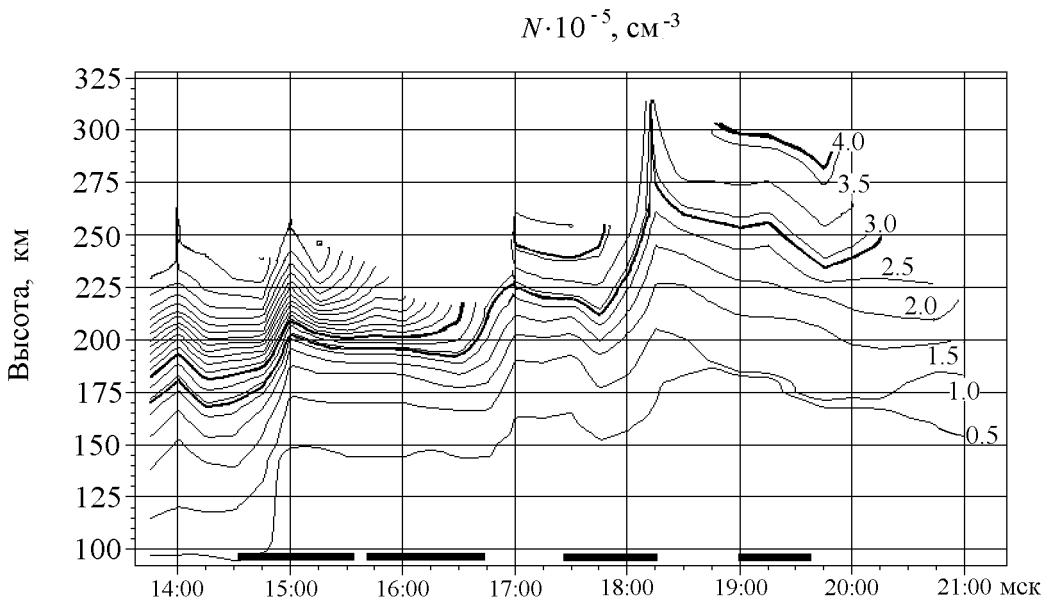

Рис. 4. Изменения электронной концентрации ионосферы в эксперименте 24 октября 1997 г. Внизу рисунка показаны циклы работы стенда “Сура".

С 16:36 для диагностики была задействована установка многочастотного доплеровского зондирования ионосферы с использованием семи пробных волн на фиксированных частотах. Результаты обработки доплеровских измерений представлены на рис. 5. С целью исследования нелинейных процессов, вызываемых нагревом, осуществлялась также регистрация динамических и спектральных характеристик искусственного радиоизлучения ионосферы (ИРИ). Кроме того, во время эксперимента осуществлялось наклонное ЛЧМ зондирование на трассе Йошкар-Ола – Н. Новгород с базой около 247 км с серединой трассы приблизительно над стендом “Сура- [15].

2. ДАННЫЕ ИОНОЗОНДА

На рис. 3 представлена зависимость критической частоты F_2-слоя от времени суток для 24 октября и, для сравнения, для 23 и 25 октября. Прямоугольниками с надписями 1, 2, 3 и 4 в нижней части рисунка отмечены циклы работы мощных передатчиков.

Видно, что в течение первого и второго циклов воздействия, пауза между которыми составляла 7 минут, наблюдалось монотонное уменьшение f_{0F_2} вплоть до значения 4,9 МГц, которое можно было бы связать с естественным уменьшением критической частоты F_2-слоя. Однако после окончания второго цикла нагрева в течение 40-минутной паузы f_{0F_2} увеличилась более чем на 1 МГц, достигнув значения 6,1 МГц. Третий нагревный цикл был проведен по той же схеме пространственно разнесенного нагрева, что и второй, но мощность центрального передатчика была увеличена до максимального значения с середины нагревного цикла. При этом f_{0F_2} вновь уменьшилась к концу цикла нагрева приблизительно до 5,35 МГц. Через 3÷5 мин. после окончания цикла максимальная концентрация плазмы в слое начала быстро нарастать и критическая частота восстановилась до уровня $f_{0F_2} \simeq 5{,}8$ МГц. В четвертом нагревном цикле все три передатчика стенда работали на одной частоте $f_0 = 4785$ кГц, при этом существенных изменений f_{0F_2} не наблюдалось. Из данных ионозонда видно, что к концу второго и третьего циклов нагрева критическая частота опускалась существенно ниже рабочей частоты центрального передатчика. Этот факт подтверждается также результатами измерений спектров ИРИ: интенсивность ИРИ в соответствующие временные интервалы падала ниже уровня шумов радиоэфира, что обычно наблюдается, когда частота воздействия превосходит критическую частоту F_2-слоя. По данным измерений ИРИ, возбужденного центральным передатчиком (конкретно — по пропаданию компоненты “downshifted maximum"в спектре ИРИ [16]), удалось также с точностью до нескольких секунд (время регистрации одного спектра составляло 4,6 секунды) установить время (16:38:08), когда критическая частота f_{0F_2} во время второго цикла нагрева опустилась ниже значения приблизительно 5,58 МГц, соответствующего плазменной частоте на уровне верхнего гибридного резонанса волны с частотой 5,75 МГц.

Аналогичные изменения (существенное уменьшение плазменной частоты) регистрировались как для первой, так и для второй волновых мод КВ канала на короткой трассе наклонного ЛЧМ зондирования Йошкар-Ола – Н. Новгород с серединой трассы приблизительно над стендом “Сура", что указывает на достаточно большую протяженность области возмущения (не менее 60 км) в направлении восток–запад.

На рис. 4 представлен временной ход электронной концентрации N на различных высотах h во время проведения измерений, полученный в результате обработки ионограмм вертикального зондирования, которые регистрировались каждые 15 мин. Для обработки использовался пакет стандартных программ вычисления профилей $N(h)$ [17]. Контурные линии на рисунке показывают уровни равной концентрации, две выделенные линии соответствуют частотам 5750 кГц и 4785 кГц. Видно, что в конце второго и третьего циклов нагрева наблюдается заметный подъем ионосферного слоя, что приводит к уменьшению концентрации плазмы на фиксированных высотах. Так к концу этих циклов концентрация плазмы на начальных высотах нагрева (около 200 км для второго и 220÷240 км для третьего циклов) уменьшалась приблизительно вдвое. В течение второго цикла нагрева максимум концентрации F_2-слоя располагался на высоте приблизительно 220 км, при этом сильно уменьшалась f_{0F_2}. Во время третьего цикла наряду с уменьшением критической частоты имел место значительный (приблизительно на 50 км) подъем высоты максимума слоя. Также хорошо видно, что возмущение уровней равной концентрации зависимости $N(h)$ “распространяется"сверху вниз, достигая областей ионосферы с более низкой концентрацией в более позднее время, причем возмущение занимает практически всю толщу F-слоя ионосферы.

Таким образом, из анализа данных ионозонда следует, что к концу второго и третьего циклов воз-

действия над стендом “Сура"образовывалась полость — область с существенно пониженной (на десятки процентов) концентрацией ионосферной плазмы. Характерное время релаксации полости после окончания циклов нагрева составляло около получаса.

Данные вертикального зондирования не позволяют ответить на вопрос о существовании “долины"в профиле $N(h)$ выше f_{0F_2}, которая наблюдалась с помощью радара некогерентного рассеяния в экспериментах [13] при модификации ионосферы вблизи критических частот F_2-слоя. Однако, аналогично [13], развивающаяся при нагреве сильная диффузность ионограмм вплоть до частот на $2\div3$ МГц ниже f_{0F_2} указывает на большую вероятность существования такой "долины". После окончания как второго, так и третьего циклов нагрева во время паузы вместе с ростом электронной концентрации наблюдается и постепенное уменьшение высот уровней равной концентрации.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ДОПЛЕРОВСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

На рис. 5 представлены результаты первичной обработки данных многочастотного доплеровского зондирования. Подробное описание установки многочастотного доплеровского зондирования и методики измерений приведено в [18, 19, 20]. Здесь отметим лишь, что она позволяет измерять амплитуды и доплеровские сдвиги частоты $f_{\mathrm{D}i}$ для восьми отраженных от ионосферы когерентных пробных волн (ПВ) с частотами f_i $(i = 1, 2,\ldots, 8)$. При анализе данных величина $f_{\mathrm{D}i}$ определялась по Фурье-спектру отраженного сигнала ПВ как разность между частотой, на которой отраженная ПВ имела максимальную спектральную мощность, и частотой излучения ПВ f_i. Измерения величин f_{D} на сетке частот пробных волн позволяют исследовать изменения профиля электронной концентрации ионосферы под воздействием волны накачки. Действительно, доплеровский сдвиг частоты $f_{\mathrm{D}i}$ при вертикальном падении i-той пробной волны определяется выражением (см., например, [21])

$$f_{\mathrm{D}i}(t) \equiv f_{\mathrm{D}}(f_i, t) = -\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left\{\frac{2f_i}{c}\int\limits_{z_{\mathrm{e}}}^{z_{\mathrm{R}_i}} n(N(z), f_i)\,\mathrm{d}z\right\}, \qquad (1)$$

где n — показатель преломления пробных волн, z_{e} — высота “входа"пробных волн в ионосферу, $z_{\mathrm{R}i}$ — высота отражения i-той пробной волны, c — скорость света. Поскольку $\partial n/\partial N < 0$, отрицательные значения f_D соответствуют уменьшению N $(\mathrm{d}N/\mathrm{d}t < 0)$, а положительные — увеличению $(\mathrm{d}N/\mathrm{d}t > 0)$. При достаточно малом разносе частот пробных волн полученные значения $f_{\mathrm{D}i}$ могут использоваться для восстановления модифицированного профиля электронной концентрации в ионосфере [18].

Пример временнóй эволюции доплеровского спектра для пробной волны с частотой f_4 приведен на первой панели рис. 5. Ниже, на следующих семи панелях рис. 5, приведен временной ход доплеровского смещения частот пробных волн $f_{\mathrm{D}i}$ $(i = 1, 2, ..., 7)$, зондировавших ионосферу на разных высотах — от близких к максимуму концентрации слоя F (вторая сверху панель, $f_1 = 5450$ кГц) до его основания (вторая снизу панель, $f_7 = 3500$ кГц). Значения частот пробных волн приведены на соответствующих панелях. На нижней панели в относительных единицах приведены данные регистрации отраженного сигнала центрального передатчика (с частотой соответственно 5750 кГц во время третьего и 4785 кГц во время четвертого циклов нагрева). Периоды излучения центрального передатчика на частоте 5750 кГц до 16:44, как и время работы боковых передатчиков на частоте 4785 кГц в третьем цикле нагрева, обозначены на панели прямоугольниками.

На верхней панели видно развитие аномального ослабления ПВ при работе накачки (вертикальные светлые полосы в спектрограмме, коррелирующие с периодами работы нагревных передатчиков) и его релаксация (увеличение интенсивности сигнала в паузах), а также смещение основной линии "мгновенных"спектров в область отрицательных значений доплеровского сдвига частоты в течение третьего

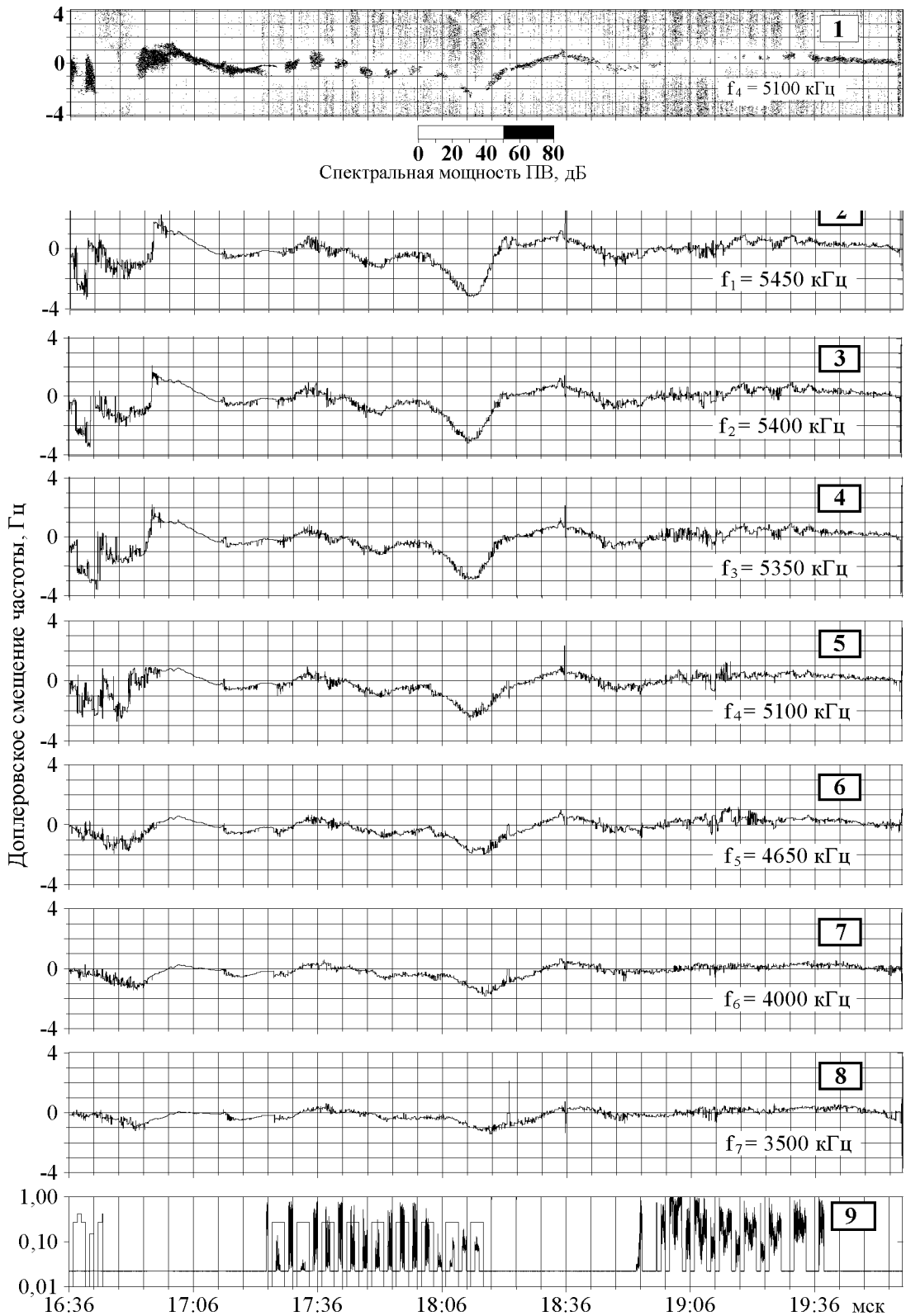

Рис. 5. Изменения доплеровского смещения частоты пробных волн (ПВ) в эксперименте 24 октября 1997 г.

цикла воздействия, что свидетельствует об уменьшении концентрации плазмы на пути распространения ПВ.

Начальный участок рисунка 5 (от 16:36 до 17:25) соответствует окончанию второго цикла нагрева и паузе между вторым и третьим циклами. Приблизительно до 16:56 частоты f_i ПВ при $i = 1, 2, 3, 4$ превышали критическую частоту f_{0F_2}, которая согласно рис. 3 и рис. 4 снижалась в это время до значения 4,9 МГц. При этом отсутствовало отражение от ионосферы в вертикальном направлении, и сигнал ПВ не регистрировался. В этом интервале времени на панелях видны флуктуации доплеровского сдвига частоты в период настройки соответствующих приемных каналов установки. Это подтверждается заметным падением здесь спектральной интенсивности сигнала с $f_4 = 5100$ кГц (верхняя панель). Для низких частот ($i = 5, 6, 7$) в период 16:36 – 17:00 наблюдаются отрицательные значения $f_{\mathrm{D}i}$, что соответствует уменьшению электронной концентрации у основания слоя и подъему высот отражения пробных волн. При этом фаза максимальных отрицательных величин $f_{\mathrm{D}i}$ около 1 Гц (и, следовательно, максимально быстрого уменьшения электронной концентрации) несколько запаздывает на более низких частотах, что соответствует распространению возмущения вниз.

Приблизительно с 17:00 временно́е поведение $f_{\mathrm{D}i}$ для $i = 1, 2, 3, 4$ становится устойчивым, что свидетельствует о появлении регулярных отражений ПВ и, следовательно, об увеличении f_{0F_2} до значений, бо́льших f_i. Величины $f_{\mathrm{D}i}$ резко возрастают (до 1 ÷ 1,5 Гц) и затем плавно уменьшаются до нуля, что также свидетельствует о возрастании концентрации плазмы и релаксации области пониженной электронной концентрации. Полное время восстановления состояния ионосферы после второго цикла воздействия составило почти 45 минут.

С началом третьего цикла, как видно из рис. 5, частоты доплеровских сдвигов $f_{\mathrm{D}i}$ начали плавно флуктуировать с нарастающим от 6 минут до 24 минут периодом и с нарастающей амплитудой (от 0,1 ÷ 0,4 Гц до 3 Гц к окончанию цикла), причем средние значения $f_{\mathrm{D}i}$ для всех ПВ оказываются отрицательными. Для всех пробных волн наблюдается качественно подобная картина почти синхронного изменения доплеровского смещения частоты во времени, хотя для пробных волн с меньшими частотами имеется некоторое запаздывание и уменьшение амплитуды флуктуаций $f_{\mathrm{D}i}(t)$. В конце третьего цикла нагрева для ПВ с максимальными частотами ($i = 1, 2, 3$) $f_{\mathrm{D}i}$ достигает максимальных отрицательных значений — около −3 Гц. Это время (18:10 – 18:16) соответствует наибольшему падению критических частот и повторному появлению полости. С выключением нагревных передатчиков за время порядка 30÷35 минут полость вновь затягивается, о чем свидетельствует возрастание величин доплеровского сдвига $f_{\mathrm{D}i}$ до значений порядка +1 Гц и их последующее уменьшение до нуля.

Во время четвертого цикла воздействия, когда все три нагревных передатчика работали на частоте 4785 кГц, за время порядка 15 минут развивались флуктуации $f_{\mathrm{D}i}$ с характерным периодом порядка 6 минут, что соответствует периоду работы боковых нагревных передатчиков, и амплитудой порядка 0,2÷0,5 Гц. Эти флуктуации отмечаются практически только на частотах ПВ, превышающих нагревную частоту, и их амплитуда оказывается большей для бо́льших частот ПВ. Однако нарастания периода флуктуаций величины f_{D}, сопровождающегося увеличением их амплитуды, в этом цикле отмечено не было.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Представленные данные позволяют сделать вывод о том, что в эксперименте, проведенном в дневные и вечерние часы 24 октября 1997 г. с использованием схемы пространственно разнесенного (по высоте и горизонтали) нагрева ионосферы, над стендом “Сура"образовывалась полость — область с существенно пониженной концентрацией ионосферной плазмы. Критическая частота F_2-слоя падала на 10–20%, что соответствует уменьшению концентрации в максимуме слоя на 20–40%. Полость развивалась за время порядка 40÷45 минут после начала цикла воздействия и занимала по вертика-

ли практически всю толщу F_2-слоя от подложки до максимума (около 70 км во время второго цикла воздействия и около 160 км во время третьего). О горизонтальном размере полости в направлении “восток–запад” можно сказать лишь, что он заведомо превышал 60 км. Здесь следует заметить, что горизонтальные размеры возмущенной области ионосферы должны определяться суммарной шириной диаграммы направленности антенной системы стенда “Сура", которые в данном эксперименте составляли приблизительно 90÷110 км. Время релаксации полости после завершения цикла воздействя составляло 35÷40 минут. Ранее подобные крупномасштабные возмущения F-слоя ионосферы наблюдались лишь в ночное время на стенде в Аресибо при достаточно низком уровне критических частот [11, 12, 13].

В настоящее время трудно определенно указать причины возникновения столь значительных возмущений плотности ионосферной плазмы во время экспериментов 24 октября 1997 г. В частности, нельзя полностью исключить простого совпадения режима работы нагревных передатчиков с ходом естественных возмущений ионосферы. В то же время практически немедленное начало релаксации полости после выключения стенда в 16:44 мск. и в 18:16 мск., а также двукратное повторение эффекта указывают на его искусственное происхождение. Весьма необычным в этом эксперименте был и режим воздействия: во время второго и третьего циклов боковые передатчики осуществляли максимальный нагрев в областях, разнесенных в направлении "восток-запад"приблизительно на 60 км, а центральный передатчик имел удвоенную частоту повторения импульсов и создавал возмущенную область, расположенную на 15÷40 километров выше с двойной частотой повторения импульсов.

Отметим в заключение, что зарегистрированные во время третьего цикла флуктуации доплеровского сдвига частоты с нарастающими периодом и амплитудой (при этом начальный период флуктуаций величины f_D был близок к периоду излучения боковых передатчиков) открывают вопрос о возможном резонансном влиянии периодического нагрева на естественные волновые изменения электронной концентрации в ионосфере типа внутренних гравитационных волн (ВГВ). Возможность возбуждения ВГВ в F-слое ионосферы с помощью мощных КВ радиоволн требует как дальнейших экспериментальных исследований, так и теоретической проработки.

Авторы благодарят В. П. Урядова за любезное предоставление данных наклонного ЛЧМ зондирования. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 96–02–18499, 96–02–18659, 99–02–17525, 99–02–02–16479). Эксперимент был поддержан также контрактом EOARD F61708–96–W0322.

ЛИТЕРАТУРА

1. Minkoff J., Kugelma P., Weissman I. // Radio Sci., 1974. V. 9. P. 941.
2. Ерухимов Л. М., Метелев С. А. и др. // Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1987. Т. 30. С. 208.
3. Frolov V. L., Erukhimov L. M., Metelev S. A., Sergeev E. N. // J. Atm. Solar-Terr. Phys., 1997. V. 59. P. 2317.
4. Гетманцев Г. Г., Зуйков Н. А. и др. // Письма в ЖЭТФ, 1974. Т. 20. С. 229.
5. Stocker A. J., Honary F., Robinson T. R., Stubbe P. // J. Geophys. Res, 1993. V. 98. P. 13627.
6. Грач С. М., Комраков Г. П., Шварц М. М., Юрищев М. А. // Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1998. Т. 41. С. 966.
7. Thidé B., Kopka H., Stubbe P. // Phys. Rev. Let., 1982. V. 49. P. 1561.
8. Stubbe P., Kopka H., Thidé B., Derblom H. // J. Geophys. Res., 1984. V. 89. P. 7523.
9. Бойко Г. Н., Ерухимов Л. М. и др. // Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1985. Т. 28. С. 395.
10. Leyser T. B., Thidé B. et al. // J. Geophys. Res., 1993. V. 98. P. 17597.
11. Duncan L. M., Sheerin J. P., Behnke R. A. // Phys. Pev. Lett., 1988. V. 61. № 2. P. 239.

12. Hansen J. D., Morales G. J., Duncan L. M., Dimonie G. // Phys. Pev. Lett., 1990. V. 65. № 26. P. 3285.
13. Djuth F. T., Thidé B., Ierkic H. M., Sulzer M. P. // Geophys. Res. Lett., 1987. V. 14. № 9. P. 953.
14. Ерухимов Л. М., Митяков Н. А., Токарев Ю. В. // Изв. ВУЗзов. Радиофизика, 1997. Т. 40. С. 101.
15. Иванов В. А., Рябова Н. В., Урядов В. П., Шумаев В. В. // Электросвязь, 1995. № 11. С. 32.
16. Leyser T. B., Thidé B., Deblom H et al. // J. Geophys. Res., 1990. V. 95. № A10. P. 17233.
17. Гуляева Т. Л. Фортран программа ИТЕРАН для итеративного $N(h)$ анализа ионограмм — М.: ВИНИТИ, 1979.
18. Lobachevsky L. A., Gruzdev Y. V. et al. // J. Atmos. Terr. Phys., 1992. V. 54. P. 75.
19. Березин И. В., Белянский В. Б. и др. // Геомагнетизм и аэрономия, 1991. Т. 24. С. 874.
20. Грач С. М., Комраков Г. П., Юрищев М. А., Тиде Б., Лейзер Т.: Препринт НИРФИ №. 418. Н. Новгород, 1995.
21. Васьков В. В., Голян С. Ф. и др.: Препринт ИЗМИРАН № 5(479), 1984.

[1] Научно-исследовательский радиофизический институт, г. Н. Новгород, Россия
[2] Phillips Laboratory, Hanscom, USA

Поступила в редакцию 6 апреля 1999 г.

ARTIFICIAL IONOSPHERIC CAVITY INDUCED BY THE SURA FACILITY EMISSION

G. N. Boiko, S. M. Grach, E. N. Sergeev, G. P. Komrakov, N. A. Mityakov, and K. Groves

On October 24, 1997 from 16:00 to 19:30 LT we have registered two events of a significant drop (by tens per cent) of the electron density in the F-region of the ionosphere during the experiments on the ionospheric modification using spatially splitted heating. Hereat the critical frequency in the F-region decreased by 10–20% sinchronously with the operation of the heater transmitters. The obtained result points out a possibility of artificial generation of large-scale irregularities of electron density using spatially-splitted heating techniques.

УДК 533.951, 537.868

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ДРЕЙФОВЫХ МГД-ВОЛН В ВЕРХНЕЙ ИОНОСФЕРЕ

Е. Н. Мясников

В магнитоактивной плазме, близкой к идеальной, предложен механизм генерации низкочастотных возмущений, которые в $\vec{k}$-пространстве могут быть представлены в виде вращающихся волновых пакетов (МГД-волчков) и содержат флуктуации плотности плазмы, электрического и магнитного полей. Показано, что при наличии мелкомасштабных неоднородностей с дисперсией относительных флуктуаций концентрации $\sqrt{\delta n_0^2}$, изотропных в плоскости ортогональной регулярному магнитному полю $\vec{B}_0$, и вытянутых в направлении $\vec{B}_0$, спектр которых сосредоточен вблизи волнового числа $k_{0\perp}$, возможна неустойчивость, приводящая к генерации структур с волновыми числами $k_\perp \lesssim k_{0\perp}\sqrt{2\delta n_0^2}$ и развитию крупномасштабной гиротропной турбулентности.

ВВЕДЕНИЕ

Как известно, идеальная плазма в магнитном поле может находиться в состоянии равновесия, если градиент газокинетического давления уравновешен плотностью сил Ампера, обусловленной протекающим в плазме током [1]. В соответствии с этим условием для изотермической плазмы локальный градиент электронной концентрации должен быть ортогонален вектору плотности тока, поэтому последний непосредственно не участвует в перераспределении концентрации плазмы. Однако сила, действующая на движущиеся в магнитном поле заряженные частицы, существенным образом влияет на динамику исходного возмущения, в частности, определяет режим поперечной амбиполярной диффузии. В дрейфовом приближении система двухжидкостных гидродинамических уравнений, описывающих движение плазмы, является замкнутой, и при наличии регулярных градиентов электронной концентрации и температуры у такой системы существует решение в виде дрейфовых волн. Неустойчивости, связанные с возбуждением дрейфовых волн, приводят к аномальной диффузии флуктуаций плазмы [2].

Если регулярное магнитное поле $\vec{B}_0$ однородно, то для выполнения условия равновесия необходимо, чтобы локальный градиент плотности плазмы был ортогонален $\vec{B}_0$, поэтому при исследовании дрейфовых процессов достаточно часто рассматривают движение плазмы только поперек силовых линий магнитного поля. В [3] показано, что двумерное безвихревое течение холодной идеальной плазмы в магнитном поле может быть описано в рамках кубического уравнения Шредингера, в котором коэффициент при нелинейном члене отвечает устойчивому типу решения, а роль постоянной Планка играет модуль механического момента вращающегося в магнитном поле иона $\ell = m_{\rm i}\rho_{\rm i}v_{\rm i}$, где $\rho_{\rm i} = v_{\rm i}/\omega_{B{\rm i}}$ и $\omega_{B{\rm i}} = eB_0/m_{\rm i}c$ — гирорадиус и гирочастота иона, e, $m_{\rm i}$ и $v_{\rm i}$ — соответственно заряд, масса и скорость иона, c — скорость света.

Ситуация может принципиально измениться, если рассматривать возмущения, отражательно неинвариантные относительно регулярного магнитного поля. В случае, когда концентрация плазмы имеет градиент в направлении $\vec{B}_0$, условие равновесия нарушается. Однако можно считать, что при этом плотность протекающего в плазме тока по-прежнему удовлетворяет условию равновесия и одинакова в лабораторной и движущейся вместе со средой системах отсчета. В [1] рассматривается задача о диффузии бесконечно протяженного плазменного шнура в однородном магнитном поле при условии, что его ось наклонена относительно направления $\vec{B}_0$. В случае если электронная компонента плазмы имеет больцмановское распределение, то электроны оказываются "вмороженными"в силовые линии регулярного магнитного поля, а плотность квазистатического диамагнитного тока определяется движением

только ионной компоненты. В этой работе отмечается, что возможно ускорение плазмы до скоростей порядка дрейфовых, приводящее к стабилизации ее разлета в направлении $\vec{B}_0$, если энергия поперечного к оси шнура магнитного поля превышает плотность кинетической энергии вращения ионов. Поскольку сила Лоренца, действующая на движущиеся в магнитном поле заряженные частицы, работу не совершает, то один из механизмов ускорения плазмы может быть связан с генерацией низкочастотных непотенциальных электрических полей. В дрейфовом приближении такие поля могут генерироваться за счет нарушения условия "вмороженности"плазмы в магнитное поле, при котором оказываются возможными движения проводящей среды, приводящие к изменению ориентации возмущения относительно направления регулярного магнитного поля.

Задачу о генерации вращающихся неоднородностей плотности плазмы и связанных с ними квазистатических магнитных и электрических полей можно рассматривать как часть проблемы магнитного динамо, причем в данном случае нарушение отражательной симметрии возмущения относительно направления $\vec{B}_0$ и дифференциальное вращение возмущения могут привести к тому, что часть энергии регулярного магнитного поля будет трансформироваться в кинетическую энергию движения проводящей жидкости. Вопросы, связанные с возможностью генерации гиротропной турбулентности в гидродинамических и МГД течениях, активно обсуждаются в настоящее время [4, 5].

Настоящая работа является продолжением работы [6] и посвящена исследованию условий генерации в магнитоактивной плазме, близкой к идеальной, вращающихся низкочастотных волновых структур (МГД-волчков), содержащих возмущения плотности плазмы, электрического и магнитного полей. В работе показано, что мелкомасштабные неоднородности электронной концентрации с заданным начальным пространственным спектром могут являться источником крупномасштабной гиротропной турбулентности. Механизм генерации таких неоднородностей описывается в рамках кубического уравнения Шредингера, имеющего неустойчивое решение. Приводятся оценки порога неустойчивости применительно к условиям верхней ионосферы при возбуждении в ней искусственных мелкомасштабных неоднородностей [7]. Предложенный подход к проблеме ускорения плазмы за счет внутреннего непотенциального электрического поля может быть использован в различных геофизических и астрофизических приложениях.

1. ДРЕЙФОВАЯ МГД-ВОЛНА

Рассмотрим близкую к идеальной двухкомпонентную плазму, находящуюся в сильном однородном магнитном поле, которая описывается системой двухжидкостных гидродинамических уравнений [1]

$$m_\alpha \frac{\mathrm{d}\vec{\mathrm{v}}_\alpha}{\mathrm{d}t} = e_\alpha \vec{E} + e_\alpha \frac{[\vec{v}_\alpha \times \vec{B}_0]}{c} - \frac{T_\alpha}{N_0}\nabla n - \frac{\nu_{\mathrm{ei}} m_{\mathrm{e}}}{e_\alpha N_0}\vec{j} - m_\alpha \nu_{\alpha\mathrm{n}} \vec{v}_\alpha. \qquad (1)$$

Здесь N_0 — однородная регулярная концентрация плазмы, α — индекс, обозначающий сорт частиц ($\alpha = \mathrm{i}$ — ионы, $\alpha = \mathrm{e}$ — электроны), $\vec{v}_\alpha$ и m_α — скорости и массы частиц сорта α, $\vec{E}$ — вектор напряженности электрического поля, $\vec{B}_0$ — вектор индукции регулярного магнитного поля, T_α — температуры каждой из компонент плазмы, выраженные в энергетических единицах, $\vec{j} = eN_0(\vec{v}_\mathrm{i} - \vec{v}_\mathrm{e})$ — плотность электрического тока, $\nu_{\alpha\mathrm{n}}$ — частоты соударений заряженных частиц сорта α с нейтралами, ν_{ei} — частота электрон-ионных соударений, $e_\mathrm{i} = e$ и $e_\mathrm{e} = -e$ — заряды соответственно ионов и электронов. В дальнейшем предположим, что газокинетическое давление плазмы существенно меньше магнитного давления поля $\vec{B}_0$,

$$\beta = 4\pi N_0 (T_\mathrm{e} + T_\mathrm{i})/B_0^2 \ll 1,$$

и между частотами соударений частиц и их гирочастотами $\omega_{B\alpha} = eB_0/m_\alpha c$ выполнены соотношения

$$(\nu_{\mathrm{ei}} + \nu_{\mathrm{en}})/\omega_{B\mathrm{e}} \ll \nu_{\mathrm{in}}/\omega_{B\mathrm{i}} \ll 1$$

В уравнениях (1) обычно пренебрегают слагаемым $m_{\mathrm{e}}\dfrac{\mathrm{d}\vec{\mathrm{v}}_{\mathrm{e}}}{\mathrm{dt}}$, тогда при выполнении соотношения $l_\perp/l_\parallel \gg \sqrt{(\nu_{\mathrm{ei}}+\nu_{\mathrm{en}})\,\nu_{\mathrm{in}}/\omega_{B\mathrm{e}}\omega_{B\mathrm{i}}}$, где $l_\parallel$ и $l_\perp$ — масштабы возмущения соответственно вдоль и поперек постоянного магнитного поля, потенциальное электрическое поле определяется условием больцмановского равновесия для электронной компоненты плазмы и равно

$$\vec{E} = -\nabla\varphi = -\frac{T_{\mathrm{e}}}{eN_0}\nabla n, \tag{2}$$

где возмущение $n \ll N_0$. Складывая уравнения (1) и пренебрегая инерцией ионов и малыми столкновительными слагаемыми, приходим к уравнению, определяющему состояние квазистатического равновесия возмущения плазмы:

$$(T_{\mathrm{e}}+T_{\mathrm{i}})\nabla n = \frac{1}{c}[\vec{j}\times\vec{B}_0]. \tag{3}$$

При выполнении условия (3) градиент газокинетического давления в плоскости, ортогональной $\vec{B}_0$, уравновешен плотностью сил Ампера. Согласно (3) в равновесной изотермической плазме градиент давления должен быть ортогонален магнитному полю и плотности тока, т.е.

$$\nabla n \perp \vec{B}_0, \qquad \nabla n \perp \vec{j}. \tag{4}$$

Таким образом, протекающий в плазме равновесный диамагнитный ток в соответствии с (3), (4) направлен ортогонально локальному градиенту плотности плазмы. Данный ток вызывает флуктуационное магнитное поле, которое ослабляет регулярное магнитное поле в тех областях, где концентрация плазмы возрастает, и усиливает его в областях пониженной концентрации. Относительные флуктуации δB магнитного поля, создаваемые диамагнитным током при условии $\beta \ll 1$, малы и составляют приблизительно $-\beta\delta n$, где δn — относительные возмущения электронной концентрации. Если возмущение плотности плазмы имеет градиент в направлении $\vec{B}_0$, то первое из условий (4) всегда оказывается нарушенным и полное равновесие отсутствует.

Рассмотрим условие квазистатического равновесия в локальной системе отсчета, связанной с направлением вектора градиента плотности плазмы, при условии, что последний не совпадает с направлением нормали к полю $\vec{B}_0$. Будем характеризовать положение элемента плазмы пространственными переменными ξ, η, ζ системы ортогональных координат, направление осей которой задано единичными векторами $(\vec{e}_\xi, \vec{e}_\eta, \vec{e}_\zeta)$. Пусть возмущения концентрации, электрического и магнитного полей имеют вид плоской волны, так что соответствующие величины пропорциональны $\exp\{ik_\xi\xi + ik_\eta\eta + ik_\zeta\zeta\}$. Предположим, что в данной системе отсчета ионная компонента плазмы неподвижна ($\vec{v}_{\mathrm{i}\perp} = 0$), тогда плотность квазистатического диамагнитного тока определяется движением только электронной компоненты. Определим электрическое поле в приближении двухжидкостной МГД [1]:

$$\vec{E}_{\perp\vec{k}} = -\frac{1}{c}[\vec{v}_{\mathrm{e}\perp\vec{\mathrm{k}}}\times\vec{B}_0]. \tag{5}$$

Выразим скорость электронов из уравнения (3) с учетом того, что $\vec{v}_{\mathrm{i}\perp} = 0$, и подставим ее в (5):

$$\vec{E}_{\perp\vec{k}} = \frac{[\vec{j}_{\perp\vec{k}}\times\vec{B}_0]}{ceN_0} = i\vec{k}_\perp\frac{(T_{\mathrm{e}}+T_{\mathrm{i}})}{e}\frac{n_{\vec{k}}}{N_0}. \tag{6}$$

Электрическое поле (6) ортогонально к $\vec{B}_0$ и в общем случае не совпадает с направлением $\vec{k}$, поэтому оно имеет непотенциальную компоненту и, следовательно, должно удовлетворять уравнению

$$\frac{\partial \vec{B}_{\vec{k}}}{\partial t} = -ic[\vec{k} \times \vec{E}_{\vec{k}\perp}] = [\vec{k} \times \vec{k}_\perp]\frac{c(T_\mathrm{e}+T_\mathrm{i})}{e}\frac{n_{\vec{k}}}{N_0}. \tag{7}$$

Легко оценить, что величина возмущения магнитного поля, необходимая для выполнения соотношения (7), очень велика и не может быть достигнута за счет протекающего в плазме диамагнитного тока. С другой стороны, мы можем предположить, что при нарушении симметрии возмущения относительно направления $\vec{B}_0$ требуемое возмущение магнитного поля может возникнуть за счет поворота локальной системы координат.

Рассмотрим задачу со следующей геометрией. Пусть волновой вектор совпадает по направлению с одной из осей локальной системы отсчета $\vec{k} = k_\xi \vec{e}_\xi$ и составляет угол $\theta \ll 1$ с направлением нормали к полю $\vec{B}_0$. Компоненты $k_\parallel = k_\xi \sin\theta$ и $k_\perp = k_\xi \cos\theta$ являются проекциями $\vec{k}$ на направление $\vec{B}_0$ и ортогональную ему плоскость. Поле $\vec{B}_0$ также имеет проекции на оси координат ξ и ζ

$$B_{0\xi} = B_0 \sin\theta = B_0\frac{k_\parallel}{k_\xi}, \qquad B_{0\zeta} = B_0\cos\theta = B_0\frac{k_\perp}{k_\xi}. \tag{8}$$

Электрическое поле (6) направлено ортогонально $\vec{B}_0$ и имеет потенциальную компоненту $E^\mathrm{p} = E_\perp \cos\theta$, совпадающую с направлением $\vec{k}$, и вихревую компоненту $E^\mathrm{r} = E_\perp \sin\theta$, направленную ортогонально $\vec{k}$. С учетом представленной геометрии возмущений данное вращение можно рассматривать как аналог прецессии осесимметричного механического волчка. Действительно, уравнение электромагнитной индукции (7), записанное в локальной системе отсчета, имеет вид уравнения вращения твердого тела под действием постоянного момента силы, в котором роль момента количества движения выполняет внешнее магнитное поле, а момента внешней силы — непотенциальная компонента поля (6).

Предположим, что компонента $B_{0\xi}$ совершает вращение относительно оси ζ, тогда с учетом геометрии задачи запишем

$$\frac{\partial B_{0\xi}}{\partial t}\vec{e}_\eta = [\omega_{k_\xi}\vec{e}_\zeta \times \vec{B}_0]. \tag{9}$$

Сравнивая (9) и (7), получим следующее выражение для мгновенной частоты дифференциального вращения возмущения плазмы:

$$\omega_{k_\xi} = \frac{c(T_\mathrm{e}+T_\mathrm{i})}{eB_0}k_\xi^2\cos\theta\frac{n_{k_\xi}}{N_0}. \tag{10}$$

Как следует из (10), частота ω_{k_ξ} пропорциональна квадрату волнового числа k_ξ^2 и амплитуде относительных флуктуаций концентрации n_ξ/N_0 и при $\theta \ll 1$ не зависит от угла θ.

Опишем вращение вектора $\vec{k}$ в лабораторной системе отсчета. Пусть направление $\vec{B}_0$ совпадает с осью z, а оси x и y лежат в ортогональной к $\vec{B}_0$ плоскости. Рассмотрим поворот вектора $\vec{k}$ относительно $\vec{B}_0$ на малый угол $\mathrm{d}\psi$, при котором его проекция на ось z будет оставаться постоянной:

$$\theta \simeq \frac{k_\parallel}{k_\perp} = \mathrm{const}.$$

Учитывая, что при $\theta \ll 1$ мы можем считать направления ω_{k_x} и ω_{k_y} совпадающими с осью z, запишем уравнения вращения для x- и y-компонент волнового вектора:

$$\frac{\partial k_x}{\partial t} = -\frac{c(T_\mathrm{e}+T_\mathrm{i})}{eB_0}k_x^2 k_y \psi_{k_x}, \qquad \frac{\partial k_y}{\partial t} = \frac{c(T_\mathrm{e}+T_\mathrm{i})}{eB_0}k_y^2 k_x \psi_{k_y} \tag{11}$$

и представим выражения для приращений волновых векторов в виде

$$\mathrm{d}k_y = ik_x\,\mathrm{d}\psi_{k_y}, \qquad \mathrm{d}k_x = -ik_y\,\mathrm{d}\psi_{k_x}. \tag{12}$$

Подставляя (12) в (11), приходим к уравнениям

$$i\frac{\partial\psi_{k_y}}{\partial t} = \frac{c(T_\mathrm{e}+T_\mathrm{i})}{eB_0}k_x^2\psi_{k_x}, \qquad i\frac{\partial\psi_{k_x}}{\partial t} = \frac{c(T_e+T_i)}{eB_0}k_y^2\psi_{k_y}. \tag{13}$$

Далее, предположив, что возмущение плазмы квазиизотропно в плоскости, ортогональной z, так что

$$\psi_{k_x} \simeq \psi_{k_y} \simeq \psi_{k_\perp}, \tag{14}$$

и складывая уравнения (13) почленно, приходим к следующему выражению для дрейфовой частоты:

$$\omega_{k_\perp} = i\frac{\partial\psi_{k_\perp}}{\partial t} \simeq \frac{c(T_\mathrm{e}+T_\mathrm{i})}{2eB_0}k_\perp^2\psi_{k_\perp}, \tag{15}$$

где $k_\perp^2 = k_x^2 + k_y^2$ и $\psi_{k_\perp} = -n_{k_\perp}/N_0$.

Согласно (15) пространственно неоднородное возмущение плотности плазмы может быть описано в виде волнового пакета, частота и локальное волновое число которого удовлетворяют соотношениям [1]

$$\omega_{\vec{k}} = i\frac{\partial\psi_{\vec{k}}}{\partial t}, \qquad \vec{\kappa}_{\vec{k}} = -\nabla\psi_{\vec{k}} = -i\vec{k}\psi_{\vec{k}}. \tag{16}$$

Можно показать, что в $\vec{k}$-представлении вектора локального волнового числа возмущения $\vec{\kappa}_{\vec{k}}$ плотности диамагнитного тока $\vec{j}_{\perp\vec{k}}$ и создаваемого им магнитного поля $\vec{B}_{\vec{k}}$ в любой момент времени образуют систему взаимно ортогональных векторов — МГД-волчок. Направление векто- ра $\vec{\omega}_{\vec{k}}$ зависит от знака возмущения плотности плазмы. Отметим, что коэффициент $1/2$ в (15) является следствием предположения об изотропности возмущения в плоскости, ортогональной $\vec{B}_0$. Если считать, что частота дрейфового движения возмущения плазмы связана со скоростью $\vec{v}_{\vec{k}}$ соотношением

$$\vec{\omega}_{\vec{k}} = \frac{i}{2}\,[\vec{k}\times\vec{v}_{\vec{k}}], \tag{17}$$

то (17) является аналогом известного в гидродинамике вектора вращения $\vec{\omega} = \mathrm{rot}\,\vec{v}/2$, в котором коэффициент $1/2$ является следствием выполнения закона сохранения момента количества движения (см., например, [8]). При повороте вектора $\vec{k}$ в пространстве его приращение направлено ортогонально к самому вектору $\vec{k}$, и поэтому вращение приводит к расплыванию волнового пакета.

Пользуясь аналогией с квантовой механикой, можно ввести функцию $\psi \propto \exp\{-i\omega t \pm ik_\perp r_\perp\}$, которая является решением однородного уравнения Шредингера. Тогда в $\vec{k}$-представлении оператор мгновенной частоты поворота является действительным положительным числом

$$\omega = \frac{c(T_\mathrm{e}+T_\mathrm{i})}{2eB_0}k_\perp^2. \tag{18}$$

Заданному значению ω отвечают два волновых числа

$$k_\perp = \pm\sqrt{2eB_0\omega/c(T_\mathrm{e}+T_\mathrm{i})},$$

которые мы можем интерпретировать как волновые числа двух вихрей скорости, имеющих разные направления вращения по отношению к направлению поля $\vec{B}_0$. В соответствии с (7) направление вращения возмущения зависит от знака θ: при $\theta > 0$ волна вращается в правовинтовом по отношению к

направлению поля $\vec{B}_0$ направлении, а при $\theta < 0$ — в левовитовом. Заметим, что поскольку при мгновенном повороте значение угла θ остается неизменным, то направление вращения зависит только от начального направления вектора $\vec{k}$. Полученное выражение для дрейфовой частоты эквивалентно частоте волны де-Бройля, в котором постоянную Планка $\hbar$ необходимо заменить на

$$\ell = (T_{\rm e} + T_{\rm i})/\omega_{B_{\rm i}} = v_T \rho_{\rm i} m_{\rm i}.$$

Значение ℓ совпадает с абсолютной величиной механического момента иона, вращающегося в магнитном поле $\vec{B}_0$. Здесь $v_T = \sqrt{(T_{\rm e} + T_{\rm i})/m_{\rm i}}$ — аналог тепловой скорости, $\rho_{\rm i} = v_T/\omega_{B_{\rm i}}$ — гирорадиус иона. Отметим, что данный результат совпадает с полученным ранее в работе [3].

2. НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ДРЕЙФОВЫХ МГД-ВОЛН

Будем предполагать, что флуктуации концентрации плазмы являются случайным полем, и покажем, что в этом случае при наличии в плазме мелкомасштабных неоднородностей возможна неустойчивость, приводящая к нарушению эквивалентности правого и левого вращений и возникновению гиротропной турбулентности. В соответствии с основными определениями теории случайных полей [9] запишем условие нормировки ψ-функции в виде

$$\langle \psi_{\vec{k}} \psi^*_{\vec{k}'} \rangle = |\psi_{\vec{k}}|^2 \delta(\vec{k} - \vec{k}'), \tag{19}$$

где $\delta(\vec{k} - \vec{k}')$ — δ-функция Дирака, $|\psi_{\vec{k}}|^2(k_\perp, k_\parallel)$ — плотность пространственного спектра мощности относительных флуктуаций концентрации плазмы. При этом интеграл от положительно определенной функции $|\psi_{\vec{k}}|^2(k_\perp, k_\parallel)$ по всем волновым числам равен дисперсии относительных флуктуаций концентрации:

$$\int\limits_{-\infty}^{\infty} |\psi_{\vec{k}}|^2(k_\perp, k_\parallel)\, {\rm d}k_\perp {\rm d}k_\parallel = \frac{\langle \Delta n^2 \rangle}{N_0^2} = \delta n^2. \tag{20}$$

Воспользовавшись стандартным определением, найдем среднее значение оператора вращения

$$\langle \omega \rangle = \langle \psi_{\vec{k}} \omega \psi^*_{\vec{k}'} \rangle = \frac{c(T_{\rm e} + T_{\rm i})}{2eB_0} \int\limits_{-\infty}^{\infty} k_\perp^2 |\psi_{\vec{k}}|^2(k_\perp, k_\parallel)\, {\rm d}k_\perp {\rm d}k_\parallel. \tag{21}$$

Заметим, что в отличие от среднего оператора вращения среднее значение дрейфовой частоты (15), естественно, равно нулю, поскольку мы не накладывали ограничений на флуктуации концентрации и считали, что их среднее значение равно нулю ($\langle n \rangle = 0$).

Рассмотрим динамику возмущений плазмы при наличии в среде мелкомасштабных неоднородностей, спектр которых изотропен в плоскости, ортогональной $\vec{B}_0$, и сосредоточен вблизи волнового числа $k_{0\perp}$. Представим спектр возмущения в виде произведения функций, зависящих от продольной и поперечной координат,

$$|\psi_{\vec{k}}|^2 = |\psi_1|^2(k_\perp) \cdot |\psi_2|^2(k_\parallel),$$

а поперечную компоненту — в виде

$$|\psi_1|^2(k_\perp) = \delta n_{0\perp}^2 \delta(k_\perp - k_{0\perp}).$$

В соответствии с (21) для оператора среднего вращения имеем следующее выражение:

$$\langle\omega\rangle = \frac{c(T_{\rm e}+T_{\rm i})}{2eB_0}k_{0\perp}^2\delta n_0^2 = \frac{c(T_{\rm e}+T_{\rm i})}{2eB_0}\kappa_\perp^2, \tag{22}$$

где $\delta n_0^2 = \delta n_{0\perp}^2 \cdot \delta n_{0\|}^2$ — дисперсия мелкомасштабных флуктуаций плазмы. Из (22) мы можем определить квадрат модуля локального волнового числа

$$\kappa_\perp^2 = k_{0\perp}^2\,\delta n_0^2$$

и представить возмущение в виде волнового пакета с характерной угловой шириной

$$\Delta\psi_0 \sim \frac{\kappa_\perp}{k_{0\perp}} \simeq \sqrt{\delta n_0^2} \ll 1$$

в плоскости, ортогональной $\vec{B}_0$.

Запишем уравнение вращения для вектора $\vec{\kappa}_\perp$ в виде

$$\frac{\partial\vec{\kappa}_\perp}{\partial t} = [\langle\omega\rangle\vec{e}_z \times \vec{\kappa}_\perp]. \tag{23}$$

Уравнения (23) для комплексного волнового вектора $\kappa_\perp = \kappa_x + i\kappa_y$ и правовинтового по отношению к направлению $\vec{B}_0$ вращения запишутся в виде

$$i\frac{\partial\kappa_\perp}{\partial t} + \frac{c(T_{\rm e}+T_{\rm i})}{2eB_0}k_{0\perp}^2\delta n_0^2\,\kappa_\perp = 0. \tag{24}$$

Объединяя уравнения (15) и (24), мы приходим к нелинейному дисперсионному уравнению, которому соответствует кубическое уравнение Шредингера, описывающему пространственно-временное изменение комплексного волнового вектора $\kappa_\perp(r,t)$:

$$i\frac{\partial\kappa_\perp}{\partial t} + \frac{c(T_{\rm e}+T_{\rm i})}{2eB_0}|\kappa_\perp|^2\kappa_\perp + \frac{c(T_{\rm e}+T_{\rm i})}{2eB_0}\Delta_\perp\kappa_\perp = 0, \tag{25}$$

где $\Delta_\perp = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$ — оператор Лапласа по поперечным к $\vec{B}_0$ координатам. Второе слагаемое в (25) соответствует кубической нелинейности, а третье слагаемое описывает пространственную дисперсию. Если знаки этих слагаемых совпадают, то по критерию Лайтхилла уравнение (25) имеет неустойчивое решение. При этом неустойчивость развивается для структур, волновые числа которых удовлетворяют следующему условию [1]:

$$k_\perp^2 \lesssim k_{\rm m\perp}^2 = 2k_{0\perp}^2\delta n_0^2. \tag{26}$$

Таким образом, при наличии мелкомасштабных флуктуаций электронной концентрации неустойчивость дрейфовых МГД-волн может приводить к возбуждению в магнитоактивной плазме крупномасштабных вращающихся неоднородностей плотности плазмы. Поскольку неустойчивому решению соответствует только правовинтовое вращение, то можно ожидать генерацию волновых структур, имеющих преимущественное направление вращения. В лабораторной системе отсчета гидродинамическую скорость возмущения плазмы $\vec{v}$ естественно связать со скоростью более тяжелых ионов, которые в ортогональной $\vec{B}_0$ плоскости движутся относительно неподвижных электронов. Поскольку электронная компонента является “вмороженной"в регулярное магнитное поле, то движущаяся ионная компонента определяет плотность квазистатического диамагнитного тока. В случае правовинтового по отношению к направлению $\vec{B}_0$ вращения создаваемое ионной компонентой магнитное поле имеет то же направление, что и регулярное поле $\vec{B}_0$, поэтому суммарное магнитное поле в области возмущения

должно усиливаться. Таким образом, вращающееся возмущение плотности плазмы в дрейфовом приближении является генератором флуктуационного магнитного поля, причем поскольку плазма является диамагнитной средой, то нарастающими являются только отрицательные возмущения плотности $n < 0$.

Предложенный в работе механизм генерации вращающихся неоднородностей плазмы, по-видимому, может реализоваться в условиях верхней ионосферы в экспериментах по генерации искусственной ионосферной турбулентности (ИИТ) мощным коротковолновым радиоизлучением. Эксперименты по исследованию параметров ИИТ показывают, что при воздействии на плазму мощным вертикальным пучком радиоволн обыкновенной поляризации при условии его полного внутреннего отражения генерируются искусственные неоднородности с масштабами в ортогональной геомагнитному полю плоскости от единиц метров до десятков километров [7]. Первоначально, за характерные времена порядка нескольких секунд, возникают неоднородности с поперечными относительно $\vec{B}_0$ масштабами $l_\perp \sim 1 \div 3$ м и относительными возмущениями концентрации $\sqrt{\delta n_0^2} \lesssim 3 \cdot 10^{-3} \div 10^{-2}$. Данные неоднородности приводят к интенсивному ракурсному рассеянию радиоволн в КВ и УКВ диапазонах, а также к поглощению пробных радиоволн обыкновенной поляризации на частотах порядка частоты нагрева. Считается, что возбуждение данных неоднородностей связано с развитием тепловой параметрической (или резонансной) неустойчивостей [10, 11]. Далее, с временами порядка десятков секунд, в плазме могут развиваться неоднородности километровых масштабов, которые, в частности, вызывают мерцания сигналов ИСЗ. До сих пор механизм генерации данных неоднородностей связывали с развитием самофокусировочной неустойчивости мощных радиоволн [12]. Воспользовавшись критерием неустойчивости (26) при $\delta n_0 \sim 3 \cdot 10^{-3}$ и $l_{0\perp} = 2\pi/k_{0\perp} \sim 3$ м, мы видим, что неустойчивыми могут оказаться неоднородности с поперечными масштабами $l_\perp \sim 500 \div 800$ м. Отметим, что именно на этих масштабах наблюдается максимум в спектре искусственных ионосферных неоднородностей [7].

Работа выполнена при поддержке РФФИ, код проекта 96–02–18500-а.

1. Кадомцев Б. Б. Коллективные явления в плазме — М.: Наука, 1988.
2. Заславский Г. М., Моисеев С. С. // ЖТФ, 1964. Т. 34. С. 410.
3. Ефимов С. П. // Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1995. Т. 38. С. 1133.
4. Моисеев С. С., Сагдеев Р. З., Тур А. В., Хоменко Г. А., Яновский А. А. // ЖЭТФ, 1983. Т. 85. С. 1979.
5. Чхетиани О. Г., Моисеев С. С., Гольбрайх Е. И. // ЖЭТФ, 1998. Т. 114. С. 946.
6. Ерухимов Л. М., Мясников Е. И. // Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1998. Т. 41. С. 194.
7. Ерухимов Л. М., Метелев С. А., Мясников Е. И., Митяков Н. А., Фролов В. Л. // Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1987. Т. 30. С. 208.
8. Дьярмати И. Неравновесная термодинамика. Теория поля и вариационные принципы — М.: Мир, 1974.
9. Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику. Ч. 2. Случайные поля — М.: Наука, 1978.
10. Грач С. М., Трахтенгерц В. Ю. // Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1975. Т. 18. С. 1288.
11. Васьков В. В., Гуревич А. В. // ЖЭТФ, 1975. Т. 69. С. 176.
12. Васьков В. В., Гуревич А. В. // Геомагнетизм и аэрономия, 1976. Т. 16. С. 50.

Нижегородский
научно-исследовательский
радиофизический институт,
г. Н. Новгород, Россия

Поступила в редакцию
1 октября 1998 г.

INSTABILITY OF DRIFT MHD WAVES IN THE UPPER IONOSPHERE

E. N. Myasnikov

We propose a mechanism for generation of low-frequency perturbations in magnetoactive, almost ideal plasma. The perturbations comprising both plasma density and electromagnetic field fluctuations can be presented in the form of rotating wave packets (MHD rotators) in k-space. It is shown that an instability leading to the formation of structures with the wave numbers $k_\perp \lesssim k_{0\perp}\sqrt{2\delta n_0^2}$ and the development of large-scale gyrotropic turbulence may occur if small-scale irregularities with the dispersion of the relative density fluctuations $\sqrt{\delta n_0^2}$ and the spectrum located near the wave vector $k_{0\perp}$ exist in the plasma. These irregularities should be isotropic in the plane perpendicular to the regular magnetic field $\vec{B}_0$ and stretched along $\vec{B}_0$.

УДК 533.951, 537.868

НЕЛОКАЛЬНОЕ НЕЛИНЕЙНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ВОЛН С ИОНОСФЕРОЙ

В. А. Еременко, Ю. Н. Черкашин

Работа посвящена исследованию поведения высокочастотного волнового пучка в окрестности максимума слоя F_2 ионосферы с учетом диффузии электронов. Дана постановка задачи и представлено численное решение в физически разумном приближении.

В настоящей работе рассматривается решение нелинейного уравнения Гельмгольца, сосредоточенное в окрестности кривой, имеющей смысл лучевой траектории. Статья является естественным продолжением исследований, опубликованных в [1].

В отличие от линейной задачи дифракции в нелинейной задаче лучевая траектория оказывается зависящей от самого решения [2], при этом нахождение лучевой траектории является отдельной задачей. В окрестности выбранной траектории вводится система так называемых квазилучевых координат ξ и η, где ξ — длина дуги траектории, η — расстояние по нормали к дуге. Уравнение Гельмгольца в системе квазилучевых координат будет иметь вид *

$$\frac{\partial}{\partial\xi}\left(\frac{1}{\beta}\frac{\partial u}{\partial\xi}\right)+\frac{\partial}{\partial\eta}\left(\beta\frac{\partial u}{\partial\eta}\right)+\beta k^2\varepsilon u=0 \tag{1}$$

где $\beta=1+\eta/\rho$, ρ — радиус кривизны луча, k — волновое число в вакууме, диэлектрическая проницаемость $\varepsilon=\varepsilon_{\rm p}+\varepsilon_{\rm n}$ состоит из регулярной составляющей $\varepsilon_{\rm p}$, не зависящей от волнового поля, и нерегулярной составляющей $\varepsilon_{\rm n}$, связанной с возмущением диэлектрической проницаемости вследствие нелинейности задачи, амплитуда волнового поля u ищется в виде сосредоточенного решения в окрестности луча. Для нелинейного возмущения $\varepsilon_{\rm n}$ диэлектрической проницаемости выписывается обыкновенное дифференциальное уравнение диффузного типа, справедливое в малой (по переменной η) окрестности луча:

$$H^2\frac{\partial^2\varepsilon_{\rm n}}{\partial\eta^2}-\varepsilon_{\rm n}+\alpha|u|^2=0. \tag{2}$$

Здесь H — масштаб тепловой диффузии электронов, α — коэффициент нелинейности. Отметим, что при H=0 величина $\varepsilon_{\rm n}=\alpha|u|^2$.

Решение уравнения Гельмгольца (1), как обычно, ищется в виде

$$u=v\exp(ik\Psi),$$

где $\Psi=\int\sqrt{\varepsilon_o}{\rm d}\xi$. Здесь v — медленно меняющаяся комплекснозначная функция, описывающая сосредоточенное решение, ε_o — значение регулярной части ε на лучевой траектории.

Так как мы рассматриваем только сосредоточенные решения, имеющие в области определения максимальное значение A_o, удобно ввести нормировку решения на эту величину и одновременно ввести

*В неоднородной среде с небольшой нелинейностью сосредоточенное решение распространяется вдоль нелинейно возмущенной траектории, не расплываясь при сколь угодно сильно расходящихся геометрооптических лучах. Это приводит к эффектам резко отличным от процесса распространения волновых полей в линейных задачах. Подробный анализ таких решений в данной статье не проводится.

параметр $\mu = \sqrt{\alpha A_o^2}$, который характеризует степень нелинейности задачи. Тогда при введении новых безразмерных координат $y = k\mu\eta$ и $x = k\mu^2\xi$ исходные уравнения (1) и (2) в главном приближении в окрестности максимума электронной концентрации (где положим $\varepsilon_{\rm p}$=1) и с учетом малости параметра μ примут вид

$$\frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + 2i\frac{\partial V}{\partial x} + \bar{\varepsilon}_{\rm n} V = 0, \qquad \bar{H}^2(x)\frac{{\rm d}^2\bar{\varepsilon}_{\rm n}}{{\rm d}y^2} - \varepsilon_{\rm n} + |V^2| = 0, \tag{3}$$

где $\bar{H} = k\mu H$, $\bar{\varepsilon}_{\rm n} = \dfrac{\varepsilon_{\rm n}}{\mu^2}$, $V = \dfrac{v}{A_o}$, i — мнимая единица. В этом случае лучевая траектория представляет собой прямую линию. При этом уравнение Гельмгольца переходит в уравнение Шредингера, а уравнение диффузии сохраняет свой вид. Полученная система уравнений (3) позволяет описать распространение сосредоточенных волн в однородной среде с учетом конечной теплопроводности электронов путем восстановления однонаправленного решения V в заданной области $D(x, y)$ стационарного решения системы (3).

Для заданной системы уравнений нами была рассмотрена простая физическая задача. Предположим, что закон изменения масштаба теплопроводности вдоль трассы x имеет вид

$$\bar{H}(x) = \bar{H}_{\max}\frac{1 + \cos[\pi(2x/\bar{L} - 1)]}{2},$$

где $\bar{L} = k\mu L$, L — масштаб изменения коэффициента поперечной диффузии H вдоль направления распространения, из которого видно, что в начале трассы нелинейность имеет локальный характер, затем достигает максимума при $x = \bar{L}/2$, а далее, при $x = \bar{L}$, $\bar{H}$ снова обращается в ноль. При $x = 0$ в качестве начального условия для нелинейного уравнения Шредингера выбран обычный солитон. Для численного решения системы уравнений (3) удобно выбрать шаг интегрирования много меньше единицы. Вводя специальное граничное условие, позволяющее исключить отражение от верхней и нижней границ области D (при $\eta = \pm\eta_0$), и учитывая сформулированные выше начальные условия, мы получаем корректно поставленную смешанную задачу. Нами проведено численное доказательство устойчивости конечноразностной задачи и ее сходимости к дифференциальной.

Эта задача решалась нами при различных соотношениях между параметрами $\bar{H}_{\max}$ и $\bar{L}$. Обозначая отношения этих параметров величиной $B = \bar{H}_{\max}/\bar{L}$, можно интерпретировать результаты наших исследований следующим образом.

При величине $B \ll 1$ происходит плавное изменение сосредоточенного решения вдоль направления распространения с увеличением характерной ширины этого решения до середины трассы и с плавным уменьшением этой ширины на второй половине трассы, где в конце мы получаем решение, совпадающее с исходным, т.е. солитон. Нормированная амплитуда $V_x(y)$ при различных значениях x показана на рис. 1. При B порядка и больше единицы решение в конце трассы не совпадает с начальным, что говорит о нарушении адиабатичности процесса распространения. Таким образом, диффузия приводит к явлению существенного расширения сосредоточенных решений в нелокальных нелинейных средах.

Заметим, что исходную задачу (1), (2) с учетом диффузии при фиксированном x (следовательно и при фиксированном H) можно свести к нелинейному одномерному интегро-дифференциальному уравнению Хартри

$$\frac{{\rm d}^2 V}{{\rm d}y^2} + V\int_{-\infty}^{+\infty} V^2(t)G(y - t)\,{\rm d}t = pV, \tag{4}$$

где функция G (фундаментальное решение) удовлетворяет уравнению (3), в котором вместо $|V|^2$ стоит δ-функция Дирака, $p = \alpha A_o^2\left[\left[\dfrac{\partial\psi}{\partial x}\right]^2 - \varepsilon_{\rm p}\right]$, $\dfrac{\partial\psi}{\partial x}$ — частная производная фазы, взятая при произвольном фиксированном x. Тогда в приближении малости ширины сосредоточенного решения по сравне-

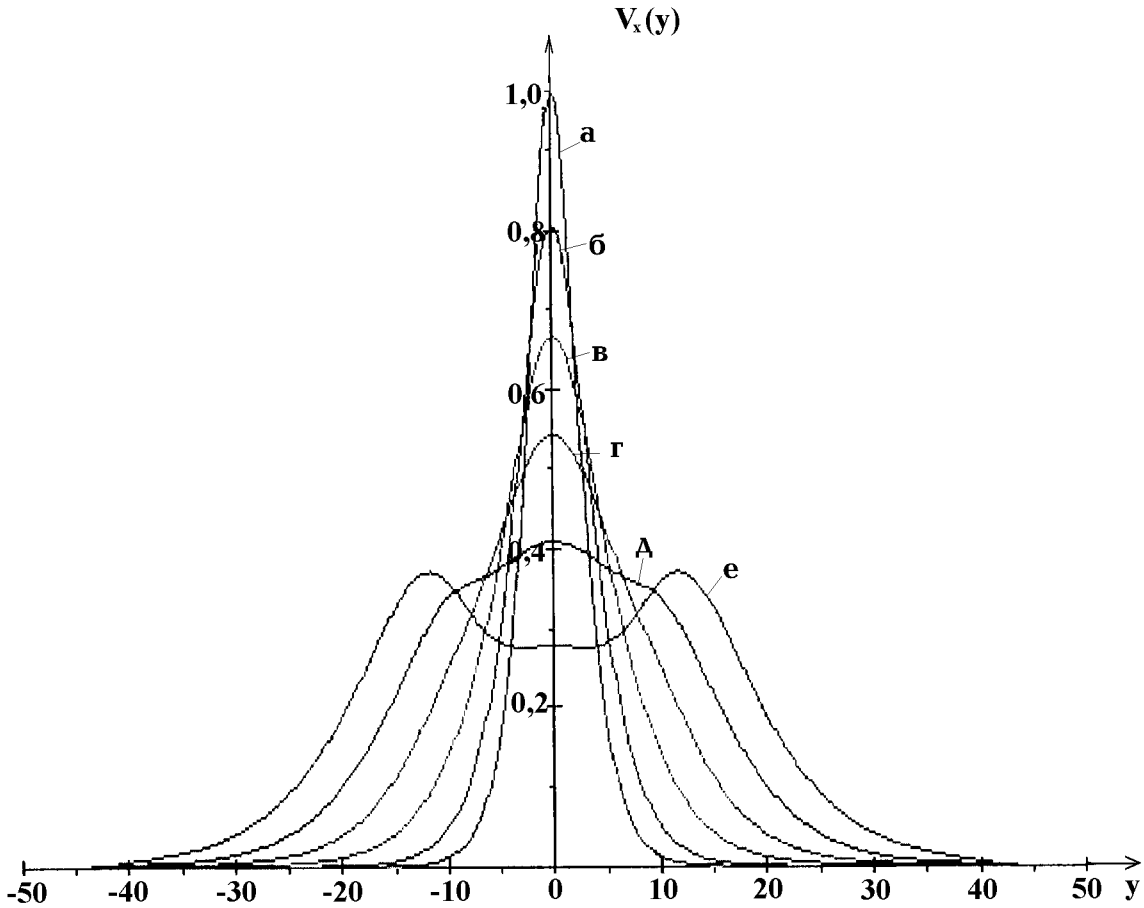

Рис. 1. Нормированное на максимальное значение распределение амплитуды пучка $V_x(y)$ поперек лучевой траектории при различных значениях координаты x при $H_{\max} = 40$. Кривая (а): $x = 0$ и $x = L$, кривая (б): $x = 0{,}1\,L$ и $x = 0{,}9\,L$, кривая (в): $x = 0{,}2\,L$ и $x = 0{,}8\,L$, кривая (г): $x = 0{,}6\,L$ и $x = 0{,}7\,L$, кривая (д): $x = 0{,}4\,L$ и $x = 0{,}6\,L$, кривая (е): $x = 0{,}5\,L$.

нию с характерным масштабом изменения регулярной части диэлектрической проницаемости p — числовая константа.

Нахождение решения уравнения Хартри в нашей постановке сводится к поиску главного собственного значения и соответствующей собственной функции. При этом главное собственное значение определяет фазовую скорость сосредоточенного решения $\dfrac{\mathrm{d}\psi}{\mathrm{d}x}$. Заметим, что при масштабе теплопроводности, стремящемся к нулю, сосредоточенные решения переходят в классический солитон, при этом параметр p стремится к $1/2$.

Процедуру решения уравнения Хартри в заданной постановке удобно свести к следующему. В качестве начального значения функции под интегралом выбирается солитон, а затем между этим солитоном и функцией Грина быстрым преобразованием Фурье находится свертка

$$v^2(y)G(y) = \int\limits_{-\infty}^{+\infty} v^2(t)G(y-t)\,\mathrm{d}t.$$

Затем из уравнения Хартри находится собственное значение и собственная функция линейной задачи. Не останавливаясь подробно на нахождении собственного значения и собственной функции, заметим, что определяющим этот алгоритм фактором является априори известные свойства поведения

промежуточной сосредоточенной функции на заданном интервале. Далее, итерируя по меняющемуся параметру p и используя метод Рунге–Кутта, получаем решение теперь уже нелинейной задачи. При этом найденное решение конечно-разностной задачи сходится к решению v исходного нелинейного интегро-дифференциального уравнения (4). Заметим, что такие решения можно использовать в качестве начальных данных в рассмотренной выше задаче.

Серия численных экспериментов при различных значениях масштаба теплопроводности позволяет сделать вывод о существовании сосредоточенных решений намного более широких, чем обычный солитон, при любых значениях H.

В заключение скажем несколько слов о численном решении системы уравнений (3), для которой была поставлена смешанная задача с начальными и граничными условиями описанного выше типа. Задача решалась методом декомпозиции, описанном в [3], что позволило решать задачу, минуя итерационный процесс, типичный для решения нелинейных задач. Более подробное изложения сущности метода декомпозиции в нелинейных задачах следует привести в другой статье.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bochkarev G. S., Cherkashin Yu. N., Eremenko V. A. et.al. // J. Atm. Terr. Phys. 1982. V. 44. № 12. P. 1137.
2. Molotkov I. A., Cherkashin Yu. N. // J. Atm. Terr. Phys. 1994. V. 56. № 11. P. 1477.
3. Марчук Г. И. Методы вычислительной математики. — М.: Наука, 1980.

Институт земного магнетизма,
ионосферы и распространения
радиоволн, г. Троицк, Московская
обл., Россия

Поступила в редакцию
5 марта 1999 г.

NONLOCAL NONLINEAR INTERACTION OF HF WAVES WITH THE IONOSPHERE

V. A. Eremenko and Yu. N. Cherkashin

We analyze behaviour of HF wave beam near the peak of the F_2 layer of the ionosphere taking into account the electron diffusion. The formulation of the problem is presented and its numerical solution is obtained in the physically reasonable approximation.

УДК 533.9

О СНИЖЕНИИ ПОРОГА НЕЛИНЕЙНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВОЛН В ПЛАЗМЕ С ПЕРИОДИЧЕСКИМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ

В. Г. Лапин

Показано, что абсолютная неустойчивость системы волн, соответствующей двойному вынужденному рассеянию Мандельштама–Бриллюэна, возникает при меньшей амплитуде падающей волны, если в плазме имеются периодические неоднородности. Уменьшение порога неустойчивости связано с возрастанием амплитуды волн в периодически неоднородной среде при возникновении брэгговского резонатора.

1. Известно, что при наличии в плазме сильной периодической структуры, когда оптическая толщина периодической структуры много больше единицы, возможны необычные режимы рассеяния волн на слабых хаотических неоднородностях [1, 2]. Эти особенности рассеяния наиболее ярко проявляются при возникновении в среде брэгговского резонатора, когда многократное рассеяние на периодической решетке приводит к возникновению интенсивных волновых полей внутри слоя плазмы. Естественно предположить, что в этих условиях и нелинейное взаимодействие волн может осуществляться при меньших амплитудах падающей на плазму волны.

В данном сообщении рассматривается влияние периодической неоднородности на порог возникновения двойного вынужденного рассеяния Мандельштама–Бриллюэна (ДВРМБ) [3]. Как известно, это взаимодействие происходит между наклонно падающей и отраженной электромагнитными волнами и волнами, возникающими при их рассеянии на ионно-звуковой волне, распространяющейся параллельно границе слоя изотропной плазмы с отражающей дальней границей. Такая система из четырех электромагнитных и одной звуковой волны является абсолютно неустойчивой, в результате чего необходимая звуковая волна возникнет спонтанно. Присутствие в плазме плоской периодической структуры, параллельной слою, не нарушит замкнутость системы волн ДВРМБ, но может изменить условия возникновения неустойчивости.

2. Предположим, что на границу $z = -L$ однородного слоя изотропной плазмы, расположенного в области $-L < z < 0$, в плоскости xz падает плоская волна, электрическое поле в которой направлено вдоль оси Oy и равно $\mathcal{E}_y$. Существование в плазме периодических неоднородностей малой амплитуды соответствует наличию добавки к диэлектрической проницаемости порядка $m\cos(2k_n z)$, где $m \ll 1$, а k_n определяет пространственный период структуры. Если, кроме того, учесть квазистатическое возмущение диэлектрической проницаемости плазмы $\Delta\varepsilon(x,t)$ ионно-звуковой волной, комплексная амплитуда E ($\mathcal{E}_y = E\exp(-i\omega t)/2 + \text{к.с.}$) волнового электрического поля будет определяться уравнением

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right] E + k^2\left(1 - 2m\cos(2k_n z) + \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon_0}\right) E = 0, \tag{1}$$

где $k = \omega/c$, ω — частота падающей волны, c — скорость света, ε_0 — диэлектрическая проницаемость невозмущенной плазмы. Возмущение $\Delta\varepsilon$ диэлектрической проницаемости вызвано изменением δN концентрации плазмы в ионно-звуковой волне: $\Delta\varepsilon = -(\omega_{\text{p}}/\omega)^2 \times \delta N/N_0$, где N_0 — невозмущенная концентрация, $|\delta N| \ll N_0$. Амплитуда звуковой волны, возникающей под влиянием электромагнитного поля из-за стрикционной нелинейности, определяется уравнением [4]

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial t^2} + 2\gamma_{\text{s}}\frac{\partial}{\partial t} - V_{\text{s}}^2\nabla^2\right]\frac{\delta N}{N_0} = \eta\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)|E|^2, \tag{2}$$

где $\eta = e^2/(4mM\omega^2) = V_s^2/E_p^2$, V_s— скорость ионного-звука, m и M — массы соответственно электрона и иона, e — заряд электрона, γ_s — декремент затухания ионно-звуковых волн, E_p — "плазменное поле". Подобные уравнения, как и последующие соображения остаются справедливыми и в случае плавно неоднородной среды.

Для простоты здесь рассмотрим модельную задачу о рассеянии волны на однородном в среднем слое плазмы, при этом пренебрежем отражением и преломлением волны на передней границе слоя ($z = -L$), а отражение от дальней границы слоя ($z = 0$) будем считать полным (коэффициент отражения $\hat{r} = \exp(i\phi)$). Падающая волна имеет при входе в слой амплитуду A_0 и распространяется под углом θ к оси Oz.

На начальной стадии неустойчивости, когда амплитуда звуковой волны, возникающей в результате взаимодействия, мала, решение можно искать в виде

$$E = E_0 + E_1, \qquad |E_1| \ll |E_0|,$$

где E_0 — электрическое поле в отсутствие нелинейного взаимодействия, формируемое в результате многократного рассеяния падающей волны в периодически неоднородном слое. При этом обратным воздействием поля E_1, возникающим из-за рассеяния поля E_0 на звуковой волне, на исходное поле E_0 можно пренебречь. Подставляя теперь указанный вид решения в (1) и (2), получим уравнения

$$\begin{aligned} \left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2(1 - 2m\cos(2k_n z))\right] E_0 &= 0, \\ \left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2(1 - 2m\cos(2k_n z))\right] E_1 &= \frac{\omega_p^2}{c^2}\frac{\delta N}{N_0} E_0. \end{aligned} \tag{3}$$

В соответствии с вышесказанным решение E_0 представим в виде

$$E_0 = [A(z)\exp(ikz\cos\theta) + B(z)\exp(-ikz\cos\theta)]\exp(ikx\sin\theta), \tag{4}$$

где $A(z)$ и $B(z)$ — комплексные амплитуды падающей и рассеянной на решетке волн. Как видно из (3), наибольшее влияние на рассеяние периодическая структура оказывает при выполнении условия первого брэгговского резонанса

$$k\cos\theta = k_n, \tag{5}$$

которое будет предполагаться выполненым.

В присутствии ионно-звуковой волны вида

$$\frac{\delta N}{N_0} = \frac{1}{2}\nu\exp(-i\Omega t + ik_s x) + \text{к.с.} \tag{6}$$

с медленно меняющейся амплитудой ν, частотой Ω и волновым вектором k_s, волны с амплитудами $A(z)$ и $B(z)$ могут возбуждать рассеянные волны с направлением распространения вдоль оси Ox, обратным по отношению к направлению распространения падающей волны:

$$E_1 = \left[a(z)\exp(ik'z\cos\theta) + b(z)\exp(-ik'z\cos\theta + i\Delta\omega t)\right]\varepsilon(-ik'x\sin\theta). \tag{7}$$

В частности, если $k_s \simeq 2k\sin\theta$, то $k' \simeq k$, а сдвиг частоты $\Delta\omega$ рассеянной на звуке волны будет мал, поскольку $\Omega \simeq 2kV_s\sin\theta \ll \omega$.

Далее действуем аналогично работе [3], подставляя соотношения (4)–(7) в уравнения (2), (3) и оставляя в правых частях только резонансные слагаемые. Затем, производя преобразование Лапласа

полученной системы уравнений по времени ($\nu \to \int\limits_0^\infty \exp(-st)\nu(t)dt$) и в явном виде выражая амплитуду звуковой волны через амплитуды электромагнитных волн, получим уравнения

$$A' = -i\gamma B \exp(-i2\Delta k \cdot z), \quad B' = i\gamma A \exp(i2\Delta k \cdot z), \tag{8}$$

$$a' = -i\gamma b \exp(-i2\Delta k \cdot z) + \Gamma(|A|^2 a + AB^* b), \quad b' = i\gamma a \exp(i2\Delta k \cdot z) - \Gamma(|B|^2 b + A^* B a), \tag{9}$$

где $\gamma \equiv km/(2\cos\theta)$, $\Gamma \equiv \varepsilon_0 \omega_{\rm p}^2/[2c^2 k \cos\theta\,(s^* + i\Delta\Omega + \gamma_{\rm s})|E_{\rm p}|^2]$, $\Delta k = k\cos\theta - k_n$, $\Delta\Omega = \Delta\omega - 2kV_{\rm s}\sin\theta$. Необходимо пояснить также, что уравнения получены в предположении малой амплитуды периодической модуляции $m \ll \cos^2\theta$ и достаточно большого инкремента ионного звука, для того чтобы можно было пренебречь слагаемым порядка $\partial^2\nu/\partial z^2$ (это обсуждалось в работе [3]), но малого по сравнению с частотой ионного звука ($\gamma_{\rm s} \ll 2k\sin\theta V_{\rm s}$).

Граничные условия для уравнений (8), (9) следуют из непрерывности поля и его производных и имеют вид

$$\begin{aligned} A(-L) &= A_0, & B(0) &= A(0)\exp(i\phi), \\ a(-L) &= 0, & b(0) &= a(0)\exp(i\phi), \end{aligned} \tag{10}$$

причем условие $a(-L) = 0$ соответствует отсутствию поля, возникающего в результате взаимодействия, на входе в слой.

Таким образом, условие существования нетривиального решения полученной системы при $\mathrm{Re}(s) = 0$ определит порог возникновения неустойчивости и сдвиг частоты $\Delta\Omega$ соответствующей моды.

3. При выполнении условия (5) система несколько упрощается, а если при этом еще и $\phi = \pi/2$, то амплитуды полей A и B экспоненциально растут и в глубине слоя плазмы имеют вид

$$A(z) = A_0 \exp[\gamma(z+L)], \qquad B(z) = i\exp[\gamma(z+L)]. \tag{11}$$

Здесь мы ограничимся исследованием именно этого частного случая, в котором влияние периодической структуры на величину порога ДВРМБ проявляется наиболее ярко. Уравнения (9) в этом случае принимают вид

$$a' = -i\gamma b + \Gamma|A_0|^2 \exp(2\gamma(z+L))(a - ib), \quad b' = i\gamma a - \Gamma|A_0|^2 \exp(2\gamma(z+L))(b + ia). \tag{12}$$

Система (12) просто интегрируется, поскольку из нее можно получить замкнутое уравнение первого порядка для комбинации $a(z) - ib(z)$:

$$(a - ib)' = \gamma(a - ib).$$

Условие существования нетривиальных решений $a(z)$ и $b(z)$ есть

$$L\Gamma|A_0|^2 = \tau\frac{\exp(-\tau)}{\mathrm{sh}(\tau)}, \qquad \tau \equiv 2\gamma L, \tag{13}$$

где τ — оптическая толщина периодической структуры — входит только в правую часть равенства. В предельном случае отсутствия периодической структуры $\tau \to 0$, правая часть равенства обращается в 1, а выражение (13) переходит в соответствующую формулу работы [3], определяющую пороговую интенсивность падающей волны $|A_{0\,\text{пор}}(\gamma = 0)|^2$. При этом минимальный порог нелинейного взаимодействия соответствует моде с $\Delta\Omega = 0$. Поэтому в общем случае можно записать

$$|A_{0\,\text{пор}}|^2 = |A_{0\,\text{пор}}(\gamma = 0)|^2 \tau\frac{\exp(-\tau)}{\mathrm{sh}(\tau)}. \tag{14}$$

В случае сильной периодической структуры ($\tau \gg 1$) пороговая интенсивность нелинейного взаимодействия очень сильно уменьшается. Уменьшение пороговой интенсивности происходит, во-первых, вследствие увеличения полей A и B прямой и отраженной волн в слое по сравнению с амплитудой падающей волны, пропорциональной множителю $\exp(-\tau)$. Во-вторых, множитель $\mathrm{sh}^{-1}(\tau)$ соответствует эффекту накопления в резонаторе энергии рассеянных полей a и b. Наконец, множитель τ соответствует уменьшению эффективной области взаимодействия (поля с большой амплитудой) с ростом оптической толщины решетки, что приводит к некоторому уменьшению влияния первых двух эффектов. Однако в случае сильной решетки первые два эффекта преобладают.

Таким образом, можно сказать, что нелинейное отражение в присутствии периодической структуры может возникнуть при существенно меньшей амплитуде падающей волны.

В заключение заметим, что квазистатическое приближение для электромагнитных волн, использованное при исследовании, справедливо при условии

$$\Omega t_{\text{уст}} \ll 1,$$

где $t_{\text{уст}}$ — время установления стационарного электромагнитного поля. В случае брэгговского резонатора это время экспоненциально возрастает с оптической толщиной τ [5]:

$$t_{\text{уст}} = \frac{1}{m\omega}\exp(\tau).$$

Поэтому использованное приближение ограничивает максимальную оптическую толщину периодической структуры соотношением

$$\exp(\tau) \ll \frac{c}{V_{\text{s}}}\frac{m}{\sin\theta}.$$

Однако в реальных условиях (соответствующих, например, ионосферной плазме) это ограничение не очень существенно и, следовательно, уменьшение порога может быть значительным.

Данные исследования поддержаны грантом 97–0–8.2–77 Минобразования России.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лапин В. Г. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1997. Т. 40. № 10. С. 1230.
2. Лапин В. Г., Тамойкин В. В. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1997. Т 40. № 11. С. 1342.
3. Зозуля А. А., Силин В. П., Тихончук В. Т. // ЖЭТФ. 1984. V. 86. С. 1296.
4. Литвак А. Г. — В кн.: Вопросы теории плазмы. Вып. 10. — М.: Госатомиздат, 1980. С. 164.
5. Лапин В. Г., Рыжов Ю. А., Тамойкин В. В. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1983. Т. 26. № 10. С. 1214.

Нижегородский
научно-исследовательский
радиофизический институт,
г. Н. Новгород, Россия

Поступила в редакцию
8 декабря 1998 г.

LOWERING OF THE THRESHOLD OF NONLINEAR WAVE INTERACTION IN PLASMA WITH PERIODIC INHOMOGENEITIES

V. G. Lapin

We show that an absolute instability corresponding to the induced double Mandelshtam–Brillouene scattering develops at smaller amplitude of the incident wave if periodic inhomogeneities exist in the plasma. The lowering of the instability threshold is related to the increase of the wave amplitudes in the Bragg resonator that is formed in the medium with periodic inhomogeneities.