

Optical and Radio Frequency Diagnostics of the Ionosphere over the Sura Facility: Review of Results

L. M. Kagan, M. J. Nicolls¹, M. C. Kelley¹, V. L. Frolov², V. V. Belikovich²,
N. V. Bakhmet'eva², G. P. Komrakov², D. I. Nedzvetski²,
V. P. Uryadov², Yu. M. Yampolski³, V. G. Galushko³, A. V. Koloskov³,
A. V. Zalizovski³, S. B. Kasheev³, N. F. Blagoveshenskaya⁴,
V. A. Kornienko⁴, T. D. Borisova⁴, A. V. Gurevich⁵, G. G. Vertogradov⁶,
V. G. Vertogradov⁶, T. S. Trondsen⁷, and E. Donovan⁷

*University of Western Ontario,
1151 Richmond Street, Suite 2, London, Ontario, Canada*

*¹Cornell University,
410 Thurston Ave, Ithaca NY 14850-2488, U.S.A.*

*²Radiophysical Research Institute,
Bol'shaja Pecherskaja, 25, Nizhniy Novgorod, 603950, Russia*

*³Institute of Radio Astronomy, NAS Ukraine,
4, Krasnoznamenaya st., Kharkov, 61002, Ukraine
E-mail: yampol@rian.kharkov.ua*

*⁴Arctic and Antarctic Research Institute,
Beringa, 38, St. Petersburg, 199226, Russia*

*⁵Lebedev's Institute of Physics,
Leninkiy Prospekt, 53, GSP-1, Moscow, 119991, Russia*

*⁶Rostov-on-Don State University,
Prospect Stachki, 200/1, Rostov-on-Don, Russia*

*⁷University of Calgary,
2500 University Drive NW Calgary, Alberta, Canada T2N 1N4*

Received July 17, 2006

We give an overview of the design and results of the optical-backscatter-heating campaign which we conducted at the Sura facility near Nizhniy Novgorod, Russia on August 10-20, 2004. This campaign was the first to combine optical observations with simultaneous plasma diagnostics by the method of artificial periodic irregularities and with multi-position backscatter measurements and is an example of the clustering of instruments for the purpose of enhancing research results. Some of the results of the campaign have been published in a special issue of Radiophysics and Quantum Electronics and in Physical Review Letters and will only be summarized here. New results include offset of the optical emissions by $1 \div 2^\circ$ from magnetic zenith; broadening of the backscatter spectrum for heating at the fourth harmonic of the electron gyro frequency; observation of self-scattered signals at the second harmonic of the heater fre-

quency; first observations of vector plasma drift/electric field measurements using field-aligned irregularities as tracers; verifying the refractive index mechanism for the Doppler shift of self-scattered signals and first observations of synchronized variations in self-scattered and backscattered signals. The electric field observations confirm that the ionosphere over a mid-latitude site such as SURA can be affected by high latitude processes.

1. Introduction

The optical-backscatter-heating campaign took place at the Sura facility (the geographical coordinates are 56.13° N, 46.10° E, the magnetic dip angle is 71° , the declination angle 10°) on August 10-20, 2004. The goal of the campaign was to accomplish, as completely as possible, 3D diagnostics of natural and induced processes in the ionosphere and neutral atmosphere using multi-instrument remote sensing of the HF-illuminated volume. This campaign was the first to combine optical observations with simultaneous plasma diagnostics by the method of artificial periodic irregularities and with multi-position backscatter measurements. We complemented our diagnostics by making use of the recently discovered self-scattering effect [1] based on the distant receiving of the fundamental and second harmonics of the transmitted signal (including an approximately 16,000-km long-distance reception along the path Sura – Antarctica) [2]. We also recorded geomagnetic field variations in the immediate proximity of the transmitter site to compare dynamic effects in the heated volume with geomagnetic field data.

The first part of the experiments (August 10-15, 2004) was devoted to studying low-altitude ionospheric processes by inducing sporadic E-associated airglow [3-4] with simultaneous diagnostics by the method of artificial periodic irregularities [5-6]. In the second part of the observations (August 16-20, 2004) we planned to study the F-region processes. Multi-position backscatter observations of the heated volume were carried out throughout both parts of the campaign. The first part of the campaign includes the special consideration for carefully choosing the time of the experiment which has an optimal combina-

tion of maximum occurrence of sporadic ionization, maximum dark time for optical observations, and a high enough F-region critical frequency to reflect the transmitted radiowaves. Measurements of this type were expected to allow reconstruction of sporadic ionization structure and the 3D neutral wind velocity vector in the E-region proposed in [4-5] and the 3D drift velocity and estimates of electric and magnetic fields in the F-region [7-9].

The advantage of Sura over other operating powerful radiowave facilities which are all located at high latitudes (the only other midlatitude heating facility in Arecibo, Puerto Rico, was destroyed by a hurricane in 1999) is that as a midlatitude facility it lacks a great number of sources of energy present at high latitudes. Sura's disadvantage is the lack of its own optical instrumentation, which prevents optical observations on a routine basis.

Some of the results of the campaign have been already published [10] and some are in press in the special issue of Radiophysics and Quantum Electronics devoted to the VI URSI Suzdal Symposium in October 2004, which held a special workshop on our Sura campaign in August 2004 [11]. In this paper we give an overview of all results from our campaign with only a brief description of the previously published effects.

The paper is organized as follows. We describe all instruments and techniques in Section 2. We give short introductions to previous work in each of Sections 3-7. We start with a brief overview of the results obtained with the use of the artificial periodic irregularities (API) technique in Section 3 (more details can be found in [10-11]). In Section 4 we report the main results from the optical observations, including a brief description of our discovery of the hydroxyl red artificial

aurora [10]. In Sections 5-7 we show the results from multi-position bi-static HF Doppler radio-scatter observations of the radio-wave-modified ionosphere volume above the Sura facility. Section 5 discusses the spectral characteristics of signals scattered by artificial ionosphere turbulence when the pump frequency was close to the 4th electron gyro harmonic. Sections 6 and 7 present multi-position bi-static HF Doppler radio-scatter observations of artificial field-aligned irregularities and recently discovered self-scattering phenomena [1]. We give summary and conclusions in Section 9.

2. Instruments and Techniques

The Sura facility belongs to and is operated by the Radiophysical Research Institute (NIRFI). The powerful radio wave transmitter is composed of three 250 kW transmitters. Each of these, if necessary, can be operated independently. The transmitter frequency can be varied from 4.3 to 9.5 MHz and may be changed step by step. This capability allows complicated programs to be run, such as, for example, stepping through the electron gyro harmonics. Phasing of the transmitters permits steering of the antenna beam within $\pm 40^\circ$ from the zenith in the geomagnetic north-south direction. The full antenna beam is $12^\circ \times 12^\circ$ at 4.3 MHz, $10.7^\circ \times 10.7^\circ$ at 4.7 MHz and $9^\circ \times 9^\circ$ at 5.8 MHz for vertical pumping. Antenna gain is also frequency dependent, being equal to 80 at 4.3 MHz, 120 at 4.8 MHz and 150 at 5.8 MHz.

To monitor ionospheric conditions we ran the ionosonde (vertical sounding) about every 10 minutes. The ionosonde located at the Sura site was sensitive to the plasma frequencies above $1.75 \div 2$ MHz (corresponding to the plasma densities at the reflection level in the range 3.8×10^4 to 4.9×10^4 cm⁻³) and up to 9 MHz (corresponding to the plasma density of about 10^6 cm⁻³ at the reflection level). A ground-based magnetometer located 30 km to the south-west from the Sura facility provided data on the geomagnetic field.

The campaign was equipped with an all-sky charge-coupled-device (CCD) camera (made by Keo Scientific Ltd.) from the NORSTAR project at the University of Calgary. The CCD camera used three interference filters, namely the 557.7 nm-filter with the bandwidth 2 nm, the 630.0 nm-filter with the bandwidth 2 nm, and a background (BGND) filter with the wavelength 541 nm and the bandwidth 2 nm. The software developed at Cornell University and used for operating the CCD imager allowed us to manually set any desirable sequence of filters and adjust the exposure time as needed.

In Fig. 1 we give a map showing the geometry of the observations. Three coherent scatter receiving sites located near Kharkov, Rostov and St. Petersburg were used to measure the signals scattered by the perturbed ionospheric volume above the SURA heater. For backscatter measurements we used what is now called the passive radar technique (for

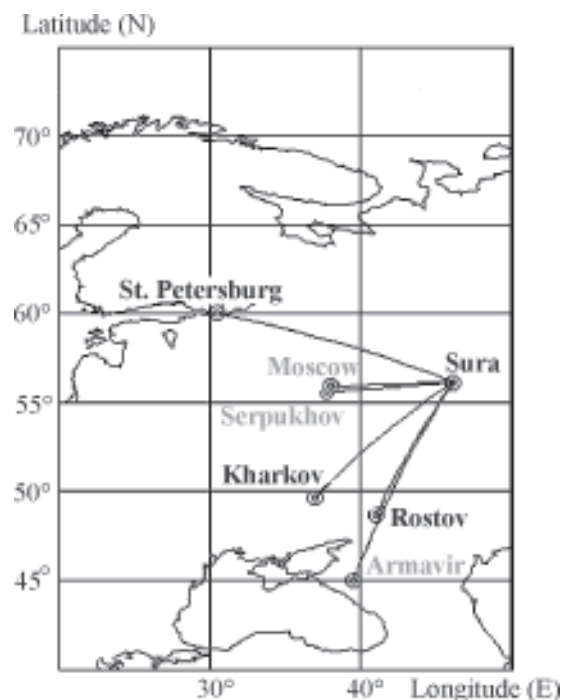


Fig. 1. Geometry of the Sura experiment on August 10-20, 2004. Locations of the broadcasting stations and receiving sites are shown in grey and black, respectively

details see [12-13]). To this end we chose the broadcasting stations near Moscow, Serpukhov and Armavir, whose CW signals (scattered by field-aligned irregularities which were induced by high-power radiowaves above the Sura facility) satisfied the Bragg resonant scattering condition to be registered at the four above-mentioned radar sites, thus allowing reconstruction of the 3D Doppler velocities inside the Sura-illuminated ionospheric volume.

For the first time in this kind of experiments, we supported optical observations with simultaneous plasma diagnostics using the so-called artificial periodic irregularities (API) technique [6].

In the second part of the campaign devoted to the F-region diagnostics we used a spectrum analyzer to observe stimulated electromagnetic emission (SEE) from the radiowave-modified ionosphere to determine such plasma parameters as, for example, the frequency of electron gyro harmonics. The real-time observations allowed prompt adjustments of the pump frequency in accordance with ionospheric conditions if necessary.

3. Artificial Periodic Irregularities

Artificial periodic irregularities (APIs) are generated in antinodes of the standing electromagnetic wave formed due to interference of the HF radio waves transmitted vertically and reflected from the ionosphere. The APIs are horizontally aligned with a vertical scale of one-half of the wavelength λ of the transmitted wave. When probed with radiowaves of the same wavelength, this weak API grid (imposed on the existing natural ionospheric structure) returns an enhanced signal from the altitudes occupied by natural plasma inhomogeneities, thus giving information about ionospheric structure up to the pump wave reflection level. The receiver and transmitter are located at the same site. There are two ways to satisfy the Bragg resonant backscatter condition, namely, [1] using the same frequency and polarization for the pump and probe waves and [2] using different frequencies.

As a rule, the API method uses the X-mode polarization to avoid inducing plasma instabilities. However, to combine optical observations with the API diagnostics, we had to use the O-mode polarization for both pumping and probing in order to have the maximum possible power for inducing optical emissions.

Among other advantages, the API method is capable of detecting sporadic ionization with plasma densities as low as about 1000 cm^{-3} , thus showing (more than an order of magnitude) better sensitivity than ionosondes. In the upper panel of Fig. 2, we show the E-region sporadic ionization (Es) as seen by the API technique on August 15-16, 2004 (during the daytime, no optics) as an enhanced backscattered signal and plotted as a function of local time and altitude (more details on producing altitude-time distributions of the scattered signal intensity using API technique can be found in [14]). In brief, the standing wave pattern produced by reflections from F-layer creates Bragg scattering targets which are more effective in the sporadic E-layers. In the lower panel we show three ionograms taken at times 18:28:05 LT, 18:45:41 LT and 20:29:44 LT. Here we created API using an X-mode polarization radiowave at the frequency 4.7003 MHz, which then was probed with X-mode waves at 4.7 MHz. From Fig. 2 it is clear that the ionosonde was capable of detecting reflected signals only when the amplitude of the API-scattered signal was near 50 dB or higher (the upper part of the double Es near 100 km altitude). For example, it did not register the signal backscattered from the low-altitude ionization layer at altitude near 80 km detected by the API technique.

The backscatter from the above-mentioned weakly ionized layer of ionization at altitude near 80 km registered on August 15-16, 2004 by the API method looks like mesosphere summer echoes (MSE) that have been registered at Sura using the API method many times, including simultaneous observations at 3 and 9 MHz [15]. These low-altitude ionization clouds caused radiowave focusing, thus providing enough energy to vibrationally ex-

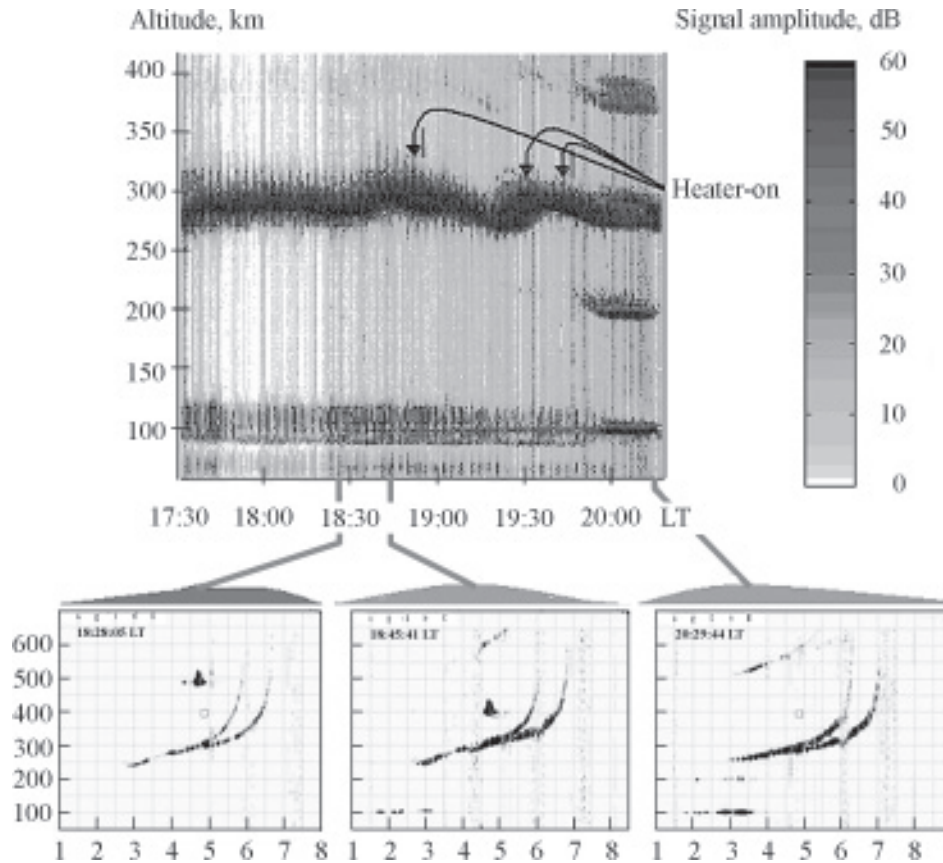


Fig. 2. Altitude-time distribution of the scattered signal intensity (upper panel) reconstructed using the API data recorded from 17:30 to 20:30 LT on August 13, 2004. The O-mode heating was at 4.3 MHz with the pumping scheme 1 min on / 2 min off. APIs were formed and sounded by X-mode radiowaves at 4.7 MHz. The lower panel shows the ionograms taken from the Sura ionosonde sequentially (from left to right) at 18:28:05 LT, 18:45:41 LT and 20:29:44 LT

cite hydroxyl molecules [10]. We will give more details on induced optical emissions in the next section.

Note that to effectively induce optical emissions the high-power radio waves of O-polarization and continuous heating schemes are used. To match this requirement and to be able to do simultaneous atmospheric diagnostics by the API technique we developed a special pumping/probing scheme shown in Fig. 3. We use the O-mode polarization for pumping (5 min on / 5 min off) and O-mode polarization of the same wavelength for probing during the heater-off periods. For 2 s after every 13 s of continuous heating during each 5-min heat-

er-on period, we transmitted the 30-ms pulses (at a repetition frequency of 50 Hz) to probe the induced API structure. We use the usual probing scheme during the heater-off periods. Although we cannot run the complete API diagnostics using O-mode heating because of distortions caused by induced ionospheric instabilities, it is very important that O-mode heating is effective in detecting even relatively weak sporadic ionization. For example, it showed weak patchy-type Es pulsating near 80 km altitude during the night of August 15-16, 2005, when we observed radiowave-induced hydroxyl airglow (for details see [10]).

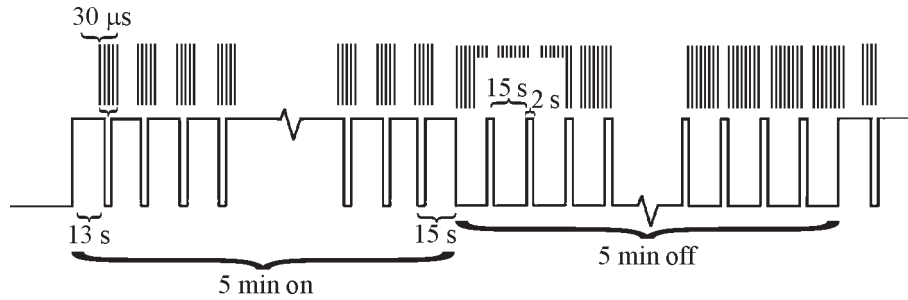


Fig. 3. The scheme of API diagnostics that was used during dark time of the day simultaneously with optical observations

Along with plasma and atmospheric diagnostics, the API observations were aimed at studying the effects of the ionosphere modification on the E-region sporadic ionization. Obviously, to make it efficient the Es critical frequency should exceed the pump frequency. These ionospheric conditions were at the end of the daytime API observations on August 15, 2004 (see Fig. 2). The respective ionograms show the strong overdense sporadic ionization near 100 km altitude and the API method additionally recorded a weaker sporadic E-layer just below it, near 90 km. Bakhmet'eva et al. [11] found that while the amplitude of the probing signal coming from 90 km remained unchanged, the amplitude of the signal from 100 km was decreasing with heating (the heating did not noticeably affect the API relaxation time). The reasons for such a difference are not yet understood. A possible explanation may be related to the difference in the magnitude of the electric field of the radiowaves at the two altitudes and the influence of heating on ionospheric irregularities, for example the triggering of different instability mechanisms at different altitudes. Frolov et al. [16] showed that for a patchy type Es the intensity of the backscattered signal increased with heating and induced signal fluctuations appeared. Clearly, high-power radiowaves can modify sporadic ionization, but to understand how and why this modification takes place requires further experimental and theoretical investigation.

4. Optical Observations

Artificial airglow occurs when, due to the interaction of a powerful electromagnetic wave with the ionospheric plasma, electrons acquire enough energy for collisional excitation of neutral species. The most frequently observed artificial emissions occur when excited atomic oxygen in the O(¹D) state relaxes to the ground state, emitting a photon with a wavelength of 630.03 nm (the excitation energy is 1.97 eV). This emission comes from altitudes 250 ± 50 km and may be accompanied by a significantly weaker F-region green-line emission of atomic oxygen (because of a higher excitation energy, 4.19 eV, compared to that of the 630.0-nm airglow), which occurs when atomic oxygen in the O(¹S) state relaxes and emits a photon with a wavelength of 557.7 nm.

All three preceding campaigns at the Sura facility involving optics (in 1990, 1993 and 1995) were aimed at measuring the F-region airglow in 630.0-nm emission from atomic oxygen in the O(¹D) state and at using these measurements for determining plasma drifts, neutral winds, diffusion coefficients, and collisional quenching times [17-18]. Bernhardt and coauthors did not observe green line emission of atomic oxygen at 557.7 nm. Concerning the F-region 557.7-nm radiowave-induced airglow, most probably Bernhardt and co-authors did not observe it because there were not enough accelerated electrons with sufficiently high energy to excite a detectable

airglow. Neither of these three campaigns was aimed at measuring the E-region airglow, since it had not yet been discovered, and therefore the experiments were carried out when there was no E-region sporadic ionization.

In the F-region study-oriented part of our August 2004 campaign, we investigated the 630.0-nm optical signatures of the radiowave pumping toward the geomagnetic zenith, which for the Sura location was predicted to be the most effective for transmissions at the 12° geomagnetic south [19-20]. Because the weather was not favorable for optical observations, we were unable to accomplish the planned program. However, the observations were performed for two days, specifically on August 13 (vertical heating) and August 20 (pumping toward the magnetic zenith by heating at the 12° angle), when the ionospheric conditions were very similar (the F-maximum critical frequency in both cases was 5.8 MHz) as well as the effective radiated power of about 120 MW and the

heating schedule 5 min on / 5 min off in both cases. The heating frequency was 4.7 MHz on August 13, 2004 and 4.7853 MHz on August 20, 2004. The angular dimensions of the heater beam for these two days were also very close, namely 10.7° E-W by 10.7° N-S for the vertical heating and 10.7° E-W by 11.1° N-S for the heating at the 12° -south angle in the geomagnetic coordinates. According to the ionosonde observations, the pump wave was reflected from the virtual height of about 330 km in both cases.

In Fig. 4 we show two images of the F-region 630-nm induced airglow unwarped at 300 km altitude (a) for vertical radiowave transmission (22:33:47 LT on August 13, 2004; the heater was on for 167 s) and (b) for transmission at the angle of 12° to the geomagnetic south in order to radiate the electromagnetic power toward the magnetic zenith (22:13:57 LT on August 20, 2004; the heater was on for 177 s). The exposure time for both images was 30 s. We also took 30 s back-

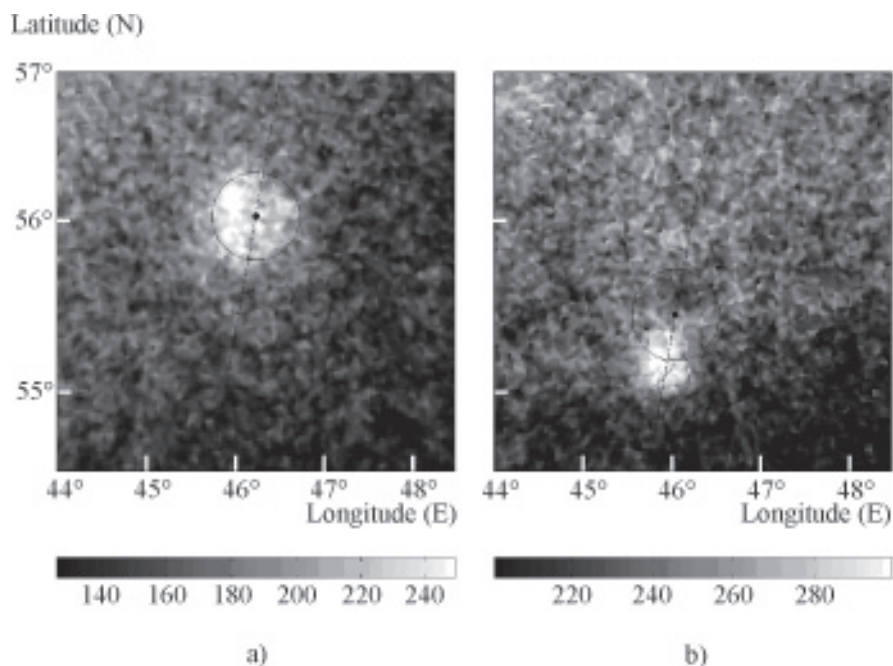


Fig. 4. All-sky images of the F-region 630-nm induced airglow unwarped at 300 km altitude (a) for vertical radiowave transmission (22:33:47 LT on August 13, 2004; the heater was on for 167 s) and (b) for transmission at an angle 12° to the geomagnetic south (22:13:57 LT on August 20, 2004; the heater was on for 177 s). The intensities are given in Rayleighs

ground exposures (off-band) to correct the 630.0-nm images after applying a star removal algorithm to both background and red line images. We mark the center of the heater beam with the dot. We impose a geomagnetic meridian and show the location of magnetic zenith by the cross to make it easier to identify the location of the 630.0-nm artificial airglow for heating at the 12° angle. One can clearly see that on August 20 the center of the induced airglow cloud lies on the geomagnetic meridian to the geomagnetic south from the center of the heater beam, indicating that the radiowave energy was going about $1 \div 2^\circ$ off the magnetic zenith (note that the dip angle at the Sura location is 71°).

The width of the airglow spot in this case was about one half of that for vertical heating observed on August 13, 2004. We are planning to analyze these data in more detail, although preliminary analysis of sequential images shows that (i) for well-developed airglow the maximum of relative intensity was more than twice as high for heating at the 12° angle than for vertical case, and (ii) the center of the airglow cloud for the oblique heating seems to appear at a longer distance from the geomagnetic zenith and then to move closer to it with heating going on.

The E-region radiowave-induced airglow was discovered recently, and the two types observed are the 557.7-nm emission from atomic oxygen [3-4] and the red hydroxyl aurora (this campaign, [10]). Both types are associated with sporadic ionization. While the $O(^1S)$ 557.7-nm airglow was a footprint of the overdense E-region sporadic ionization (E_s) (the pump frequency was less than the E_s critical frequency) [4], the red hydroxyl aurora was a result of radiowave focusing by low-altitude ionization clouds near 80 km altitude (the pump frequency was higher than the E_s critical frequency) [10]. A schematic illustration of the two mechanisms may be found in [21]. As we have already mentioned in Section 3, the density of these low-altitude ionization clouds was not high enough to be detectable by the Sura ionosonde but was registered with the method of artificial periodic

irregularities (API) [6] using the diagnostic scheme of simultaneous optical and API observations suggested in [5]. The key point in these observations is that the light detected in a 2 nm wide filter centered on 630 nm was seen quite soon ($1 \div 2$ s) after launching the radiowaves. This short response time rules out the 630 nm emission origin from atomic oxygen, since it has a rise time of about 30 s [22].

We successfully induced the 557.7-nm airglow from the atomic oxygen in the $O(^1S)$ state. However it was much weaker than we observed in Arecibo [4] and did not exceed 10 Rayleighs on all occasions. The sporadic ionization in all these cases had a critical frequency exceeding the pump frequency and was located near 110 km altitude. Similarly to atmosphere clouds, the ionization clouds sometimes could be of a quite unusual shape. As an example, Fig. 6 in [11] presents a 557.7-nm image of patchy sporadic ionization of a V-shape pointing to the west with a size of the shoulders of 10 by 3 km and 9 by $1 \div 1.5$ km (E_s critical and blanketing frequencies were 5.4 and 2.7 MHz, respectively) observed at 23:04 LT on August 19, 2004.

5. Spectral Characteristics of Backscatter from Artificial Ionospheric Turbulence when the Pump Frequency is Close to the 4th Electron Gyro Harmonic

The second part of the campaign was predominantly aimed at studying radiowave-induced processes in the upper atmosphere (the ionosphere F-region), the artificial ionosphere turbulence (AIT) in particular, using simultaneous diagnostics of the heated ionospheric volume by multi-position backscatter measurements and by the method of stimulated electromagnetic emission (SEE). Multi-position backscatter observations give information on the dynamics of artificial small-scale irregularities (field-aligned irregularities with a field-perpendicular scale less than about 50 m) and drifts in the heated volume [7-9], while the SEE measurements allow us to experimentally find the frequency of the electron gyro harmonics [23]. The latter are seen

as a complete depression of the down-shifted maximum component in the SEE spectrum when the pump frequency is close to the frequency of the electron gyro harmonics.

Recent SEE experiments have shown that the AIT properties in the perturbed ionospheric volume change significantly when the pump frequency lies in the $100 \div 200$ kHz vicinity of the frequency of the electron gyro harmonics [24-28].

Backscatter spectra were found to broaden from fractions of Hz during AIT development and relaxation to several Hz at the stage of well-developed turbulence [29]. Koloskov et al. [30] showed that the splitting of the Doppler spectra of backscattered signals into a series of well-defined harmonics was caused by induced plasma heating by radial drifts inside the heated volume. Alternatively, the splitting may be due to a radial electric field causing rotation about the heated volume [29]. Indeed, [31] have reported quasi-dc electric fields created inside a heated volume. Yampolski and coauthors [9, 12] discovered the $20 \div 150$ -s quasi-periodicity in Doppler shifts of backscattered signals and its correspondence to Pc $3 \div 4$ magnetic pulsations. Ponomarenko et al. and Honary et al. [32, 33] observed that when the pump frequency was close to the 4th gyro harmonic, in addition to depression of the downshifted maximum and broad continuum components in the SEE spectra, there was a minimum of the backscatter intensity accompanied by SEE spectra broadening for the pump frequency slightly exceeding the 4th gyro harmonic compared to the case when the pump frequency was slightly less than the 4th gyro harmonic. The magnitude of spectral broadening depended on the pump power. The transition from broad to narrow spectra after the pump turn-off took no more than $50 \div 70$ ms and it took 10 to 20 s for these narrow spectra to relax.

To understand the above-mentioned broadening of Doppler spectra near the 4th gyro harmonic on August 19, 2004 (15:00-17:00 UT), we observed backscatter from the radiowave-modified ionospheric volume over the Sura heating facility using the so-called "passive radar" technique. Three radio systems (in-

cluding the UTR-2 radio telescope) located near Kharkov, St. Petersburg, and Rostov were registering signals from the Time Service station RWM (Moscow) operating at 9.996 and 14.996 MHz that, according to the Bragg resonance conditions, were backscattered by radiowave-induced field-aligned irregularities with field-perpendicular scales of 16 and 11 m, respectively.

The Sura facility allows pumping at frequencies close to those of the 4th to 7th electron gyro harmonics. The electron gyro frequency above Sura is $f_{ce} \approx 1.3 \div 1.35$ MHz. We vertically transmitted the O-mode polarized waves with an effective radiative power $ERP \approx 150$ MW. The frequency of the electron gyro harmonics (the 4th one in this case) was determined from the depression of the downshifted maximum [23, 34] and the properties of the broad upshifted maximum [27] in the SEE spectra at the double resonance when the pump frequency $f_{pump} \cong f_{uh} \cong 4f_{ce}$ (f_{uh} is the upper hybrid frequency and $4f_{ce}$ is the frequency of the 4th electron gyro harmonic at the level of the upper hybrid resonance). The SEE method was capable of detecting $4f_{ce}$ with an accuracy better than 5 kHz.

We started each observational cycle by finding $4f_{ce}$. Based on the ionospheric conditions we then chose a frequency range of about $80 \div 100$ kHz enveloping $4f_{ce}$ for radiowave transmissions and step-by-step changed the transmitter frequency with a 20 kHz step. The transmitter at each sequential pump frequency was 105 s on / 15 s off. The pause for 15 s provided enough time to switch to the next pump frequency. Such a diagnostic scheme allowed obtaining information on the temporal evolution of the scattered signal intensity with optimum spectral resolution in the backscatter measurements.

During each cycle of the above-mentioned frequency scanning we kept diagnosing ionospheric conditions with the SEE observations to follow variations in the electron gyro frequency caused by changes in natural ionospheric conditions. This allowed us to promptly correct the magnitude of $4f_{ce}$ and to determine the frequency range for the next scanning cycle. The duration of one observational cycle was

about 10 ÷ 12 min. From 15:00 to 17:00 UT we ran in total 8 observation cycles.

The day of August 19, 2004 was geomagnetically quiet with $K_p \approx 1$.

Figure 5 presents examples of dynamic spectra of signals scattered by the 11- and 16-m irregularities recorded near Kharkov at 14.996 and 9.996 MHz from 15:59 to 16:10 UT ($4f_{ce} \approx 5.36$ MHz, the scanning range was 5.34 ÷ 5.44 MHz). It is clear that a noticeable spectral broadening occurred when the pump frequency was close to or above $4f_{ce}$.

The backscatter from 11- and 16-m artificial field-aligned irregularities is seen as having two components (narrow and wideband) distinguished by their relaxation times and

dependence on the pump frequency. The effect of backscatter spectral broadening is clearly seen in both the narrow and wideband backscatter components near $f_{\text{pump}} \approx 4f_{ce}$, reaching its maximum at a frequency offset $f_{\text{pump}} - 4f_{ce} = 20 \div 40$ kHz which corresponds to the most effective generation of the second component in the broad upshifted maximum in the SEE spectra and to the most effective excitation of the electron Bernstein modes [27]. The spectrum broadening decreases with a further increase of $f_{\text{pump}} - 4f_{ce}$. The narrow-band backscatter component carries the major part of the backscatter power, which is about an order of magnitude higher than the wideband one.

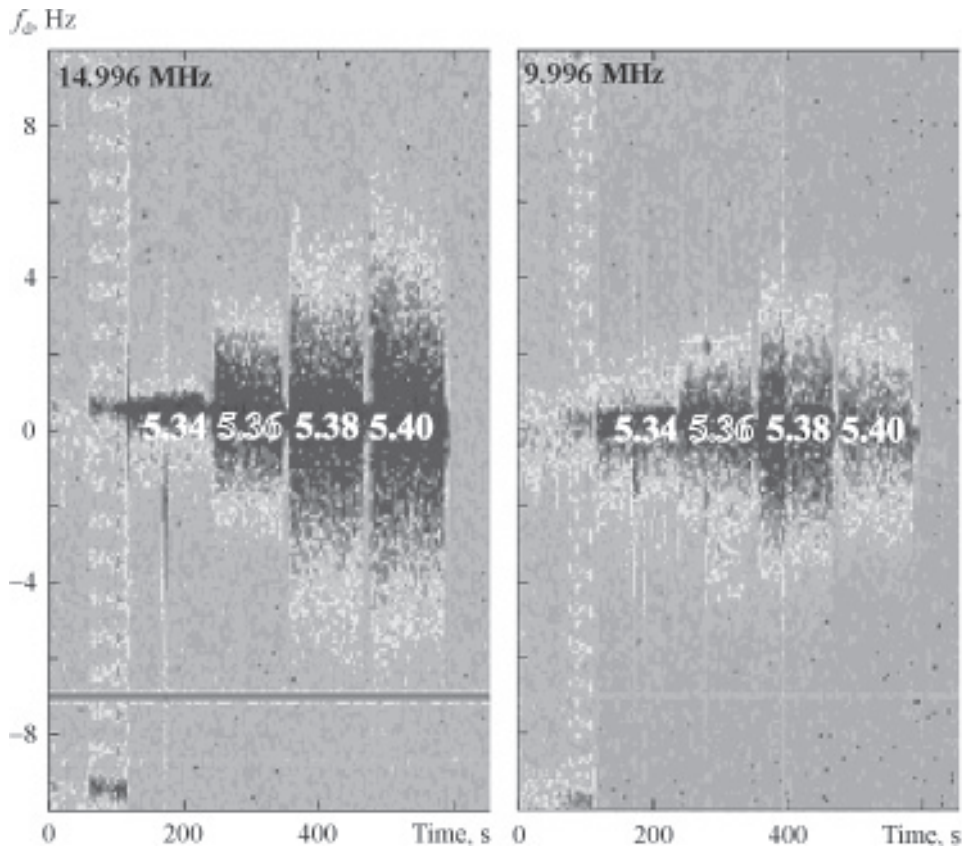


Fig. 5. Doppler spectra of the scattered signals recorded by the N-S array of UTR-2 in Kharkov at 14.996 and 9.996 MHz (corresponding to the field-aligned irregularities with field-perpendicular scales 11 and 16 m) from 15:59 to 16:10 UT ($UT=LT + 4$ h) on August 19, 2004. The heater frequency was changed sequentially from 5.34 to 5.40 MHz with a step of 20 kHz. The transmitter at each sequential pump frequency was 105 s on and 15 s off. The 4th gyro harmonic frequency was about 5.36 MHz

We estimate the growth time t_1 of the broad-band component after the pump switch-on and its relaxation time t_2 after the pump switch-off as $t_1 = 0.5 \div 1$ s and $t_2 \leq 1$ s. This relaxation time is significantly shorter than the relaxation time of the 11–16-m irregularities generated by the radiowaves with the frequencies far from the electron gyro harmonics, which is about 10–15 s [29, 35]. Therefore the broadening of the backscatter spectra at pump frequencies close to the 4th electron gyro harmonics seems to be caused by the radiowave-induced random motions of scatterers inside the perturbed ionospheric volume rather than due to irregularity drift, which would shift the backscatter spectrum as a whole. The velocity of these random motions may reach 100 m/s and is independent of the scatterer scales. Ponomarenko et al. [32] explained these motions by excitation of the electron Bernstein modes. An alternative explanation may be excitation of irregularities that move not so markedly along the magnetic field as is usually the case. Then the diffusion coefficient would be greater, the lifetime shorter and the Doppler spread, which is inversely proportional to the lifetime, would be greater. Rocket observations in the presence of a pump wave revealed irregularities with short parallel wavelengths at the heights where the local plasma frequency was equal to an electron gyro harmonic, suggesting generation of electron Bernstein modes and possibly lower-order hybrid waves which have a finite field-aligned wave number [36]. Note that while the pump in this rocket experiment was not matched to an electron gyro harmonic, nonetheless irregularities formed at altitudes which were not related to the reflection heights.

6. Multi-Position Bi-Static HF Doppler Radio-Scatter Observations of Artificial Field-Aligned Irregularities

To study dynamics in the HF-illuminated volume we used signals from three broadcasting stations located in Moscow (55.80° N, 38.30° E; the distance to Sura was 490 km; the operating frequencies were 14.996, 9.996

and 12.070 MHz), Serpukhov (55.00° N, 37.50° E; the distance to Sura was 550 km; the operating frequency 11.630 MHz) and near Armavir (45.00° N, 39.50° E; the distance to Sura was 1320 km; the operating frequency 15.455 MHz). The broadcasting HF signals were scattered by the 10–15-m irregularities generated by high-power radiowaves above the Sura facility and were received at three sites located near St. Petersburg, Kharkov and Rostov (see the map in Fig. 1). The Doppler spectrum technique was used for analyzing the fine structure of the scattered signals. Viewing line-of-sight Doppler velocities from different angles allowed reconstructing the temporal behaviour of the 2D velocity of the scatterers in the radiowave-illuminated volume.

We observed diagnostic signals scattered from artificial field-aligned irregularities (AFAIs) during most of the high-power radiowave transmission sessions. The intense scattered signals were simultaneously registered at the three receiving sites on August 13, 15, 17, 18, 19, and 20. As an example, Fig. 6 presents dynamic Doppler spectra (sonograms) obtained on August 20, 2005 from 18:20 to 19:30 UT for the Armavir–Sura–St. Petersburg ($f = 15.455$ MHz; top panel), Serpukhov–Sura–Kharkov ($f = 11.630$ MHz, east-west and north-south subarrays of the UTR-2; upper and lower middle panel, respectively), Serpukhov–Sura–Rostov ($f = 11.630$ MHz; bottom panel) and Moscow–Sura–Rostov ($f = 14.996$ MHz; bottom panel) paths. A signature of HF-induced field-aligned irregularities is seen as additional tracks shifted from zero Doppler frequency corresponding to the direct signal propagating from the transmitter to the receiver along the great-circle path. From Fig. 6 one can see that scattered signals were observed during all heater-on periods shown with bars along the UT axis.

From multi-position bi-static Doppler scatter observations it is possible to estimate the magnitude and direction of plasma motion velocities in the HF-induced ionospheric patch. Calculations for the model described in [37] showed that from 18:20 to 19:30 UT on August 20, 2004, AFAIs were moving in the

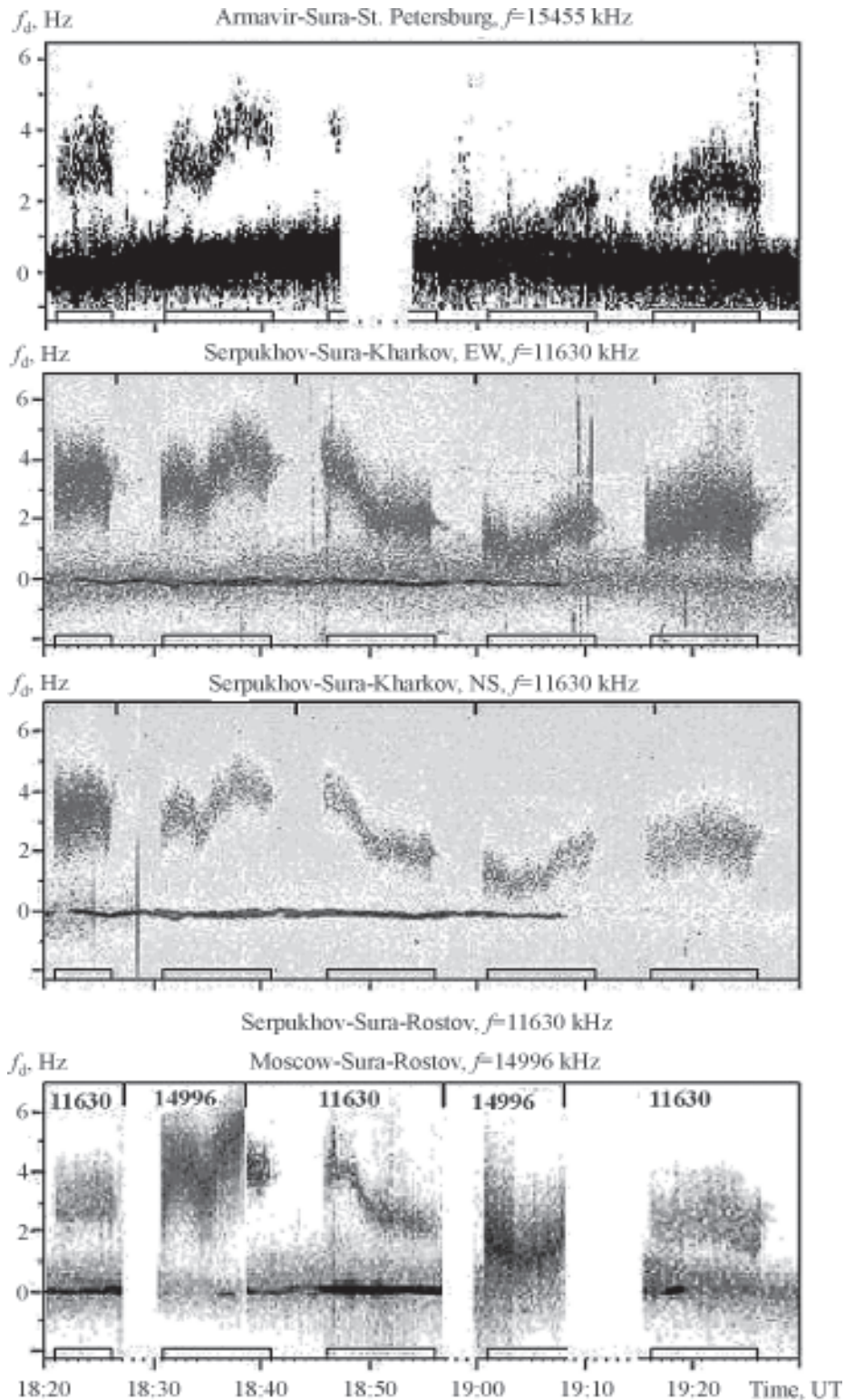


Fig. 6. Dynamic Doppler spectra of HF broadcasting signals observed from 18:20 to 19:30 UT on August 20, 2004 at radio paths Armavir–Sura–St. Petersburg at 15.455 MHz (top panel); Serpukhov–Sura–Kharkov path at 11.630 MHz with EW (upper middle panel) and NS (lower middle panel) subarrays of the UTR-2; and Serpukhov (Moscow)–Sura–Rostov path at 11.630 and 14.996 MHz (bottom panel). For each path the direct signal propagating from the transmitter to the receiver along a great circle corresponds to the zero Doppler frequency shift. The intervals of high-power radio transmissions are marked by bars on the time axis

south-west direction (the azimuthal sector of 210° to 250° counted clockwise from the North). From Doppler measurements we found the magnitude of AFAI velocity to be varying from about 50 to 150 m/s. Note that the day of August 20, 2004 was geomagnetically perturbed with $K_p = 3 \div 4$. A similar reconstruction for the previous day, August 19, 2004, that was geomagnetically quiet ($K_p \approx 1$), gives a north-eastward motion (the azimuths between 30° and 60°) of the AFAIs with much more modest velocities of 30 to 70 m/s. These results are in good agreement with the current ideas about the penetration of magnetospheric processes to middle latitudes. For example, [38] found that at very low K_p the zonal drifts at Millstone Hill Observatory were small and eastward oriented, while at modest K_p 's they were westward. This could be due to penetration of the convection electric field or because of disturbances in the dynamo region produced by winds blowing out of the polar cap/auroral oval.

The most prominent feature in the observed line-of-sight velocities (Doppler frequencies f_d) of the artificial field-aligned irregularities is their wavelike behavior presenting a wide spectrum of wave processes. The oscillations in Doppler frequency shifts showed two types of wave processes. The first one is a relatively slow process with periods between 10 and 45 min, which is close to the periodicity of medium-scale traveling ionospheric disturbances caused by atmospheric gravity waves. The amplitude of these oscillations was about 2 to 5 Hz. These relatively slow f_d variations were often modulated by shorter-period wave processes with periods of 30 to 60 s and amplitudes of $0.5 \div 1$ Hz, which corresponds to the Pc $3 \div 4$ magnetic pulsations.

The pulsations with periods $20 \div 80$ s in the intensity of signals scattered by artificial irregularities above the Sura radio transmitter have been routinely observed earlier [7-8, 39, 40]. During the second part of the campaign we modulated the power of one of the Sura transmitters using the scheme 15 s on / 15 s off to artificially induce Pc3 geomagnetic pulsations. Some of our attempts were successful and we

observed quasi periodic variations in Doppler frequency shifts around the transmitted frequency with the same period of 15 s and amplitude up to 0.5 Hz. We are going to discuss these results in more detail in the near future.

Another feature of the signals scattered by radiowave-induced irregularities is the splitting of the scattered signal into two (or sometimes three) components, which effect was already mentioned in Section 5 above (see, for example, cycles 18:21-18:26 and 19:16-19:26 UT in Fig. 6). This effect has been observed in both midlatitude [30] and highlatitude ionosphere [41]. Koloskov et al. [30] saw a possible explanation of the phenomenon in the radial drift of artificial irregularities from the center of the heated volume.

Based on the rocket measurements during the heating experiment in Arecibo [42] that revealed the presence of several altitude-separated regions of artificial small-scale irregularities, [43] supposed that a temperature-gradient-driven instability such as the drift wave could be responsible for the patches of heater-induced striations at different heights. The question is still open and to answer it more observations are needed.

Finally, we would like to note that (i) during some of the HF transmitting sessions when the Sura ionosonde observed intense sporadic ionization in the E-region and no F-spread (as, for example, from 17 to 18 UT on August 18 and from 19 to 20 UT on August 19), the signals scattered by the artificial field-aligned irregularities in the F2-layer showed strong spectral broadening in the Doppler sonogram; and (ii) we successfully excited Alfvén waves using ± 15 s modulation and pumping toward the geomagnetic zenith (transmitting at 12° to the south) on August 19, 2005.

7. Multi-Position Observations of the Self-Scattering Effect

The self-scattering effect was discovered during the 2002 campaign when the high-power radio signals radiated by the Tromsø heating facility were scattered by the irregularities it had induced in the heated volume [1].

The distinctive feature of the self-scattering compared to any backscattering is its wide angular indicatrix. This allows observing the scattered radio signal from different locations corresponding to propagation paths of different lengths and orientations. Coherent reception and spectral analysis of the self-scattered signals were performed simultaneously near St. Petersburg (Russia), Kharkov (Ukraine) and at the Ukrainian Antarctic station “Academician Vernadsky”. Along with regular narrow-band signals at the pump frequency (associated with radiation from side lobes of the heater antenna) we observed wide-band components which were well correlated in intensity and Doppler frequency shifts (as a rule of several Hertz in magnitude) at all the receiving sites. Such a similar behavior allowed us to suppose that the Doppler variations were produced by the processes inside the heated volume. Since this is the only common volume for all radio paths, natural processes generated by electric fields, neutral winds, atmospheric gravity waves, magneto-hydrodynamic waves, etc. inside the heated volume may cause changes in the radiowave-induced irregularities, thus resulting in a similar modulation of the scattered signals at different radio paths.

The exciting discovery of the self-scattering effect [1] triggered several questions which we made an effort to clarify during the Sura campaign in August 2004. The primary issues were (i) the mechanism of radio signal scattering over a large range of azimuthal angles that assumed a horizontal isotropy of the scattering irregularities; (ii) the nature of the motions causing synchronous variations in the Doppler frequency shifts and in the intensity of the scattered signals at very distant receiving sites; and (iii) the relation between the variations in the self-scattered signal and the signals scattered by small-scale radiowave-induced irregularities.

In addition to the observations of scattered signals at the pump frequency f_{pump} (as in the Tromsø campaign), we simultaneously tried monitoring the scattered spectra at the second harmonic of the pump frequency, $2f_{\text{pump}}$. Synchronous registration of the three

components of geomagnetic field variations near the Sura heating facility allowed us to correctly identify the nature of motions inside the heated volume. As usual, we routinely monitor the critical frequency of the ionosphere from ionosonde measurements.

Shown in Fig. 7 is an example of dynamic spectra of the self-scattered signals at the first harmonic of the pump frequency observed near St. Petersburg (the radio path is 963-km long) and Kharkov (the radio path is 994-km long) (see panels b and a, respectively), at the second harmonic of the pump frequency observed near St. Petersburg (panel d) and synchronous variations of one component of the Earth’s magnetic field (panel c). A cross-correlation analysis of the Doppler frequency shifts in the self-scattered signals showed their high correlation with geomagnetic variations, with the maximum of the cross-correlation coefficient about 0.65. This allows suggesting that (i) the signals at both radio paths were indeed scattered over the Sura heating facility and (ii) the motion of the ionospheric plasma was due to crossed electric and magnetic fields associated with MHD processes and therefore the velocity of the stimulated irregularities was modulated by geomagnetic field variations.

Concerning the nature of variations in the Doppler shifts of the self-scattered signals, two possible mechanisms can be suggested. The first one is true physical motions of the scattering irregularities. In this case

$$f_d = V_s f_s / c,$$

where V_s is the projection of the scatterer velocity on the scattering direction, f_s is the carrier frequency of the scattered signal (in our case f_s was equal to f_{pump} or $2f_{\text{pump}}$) and c is the velocity of light. The second mechanism consists in variations of the refraction index $n(l)$ along the radio propagation path. Then

$$f_d = \frac{f_s}{c} \frac{\partial}{\partial t} \int_L n(l) dl.$$

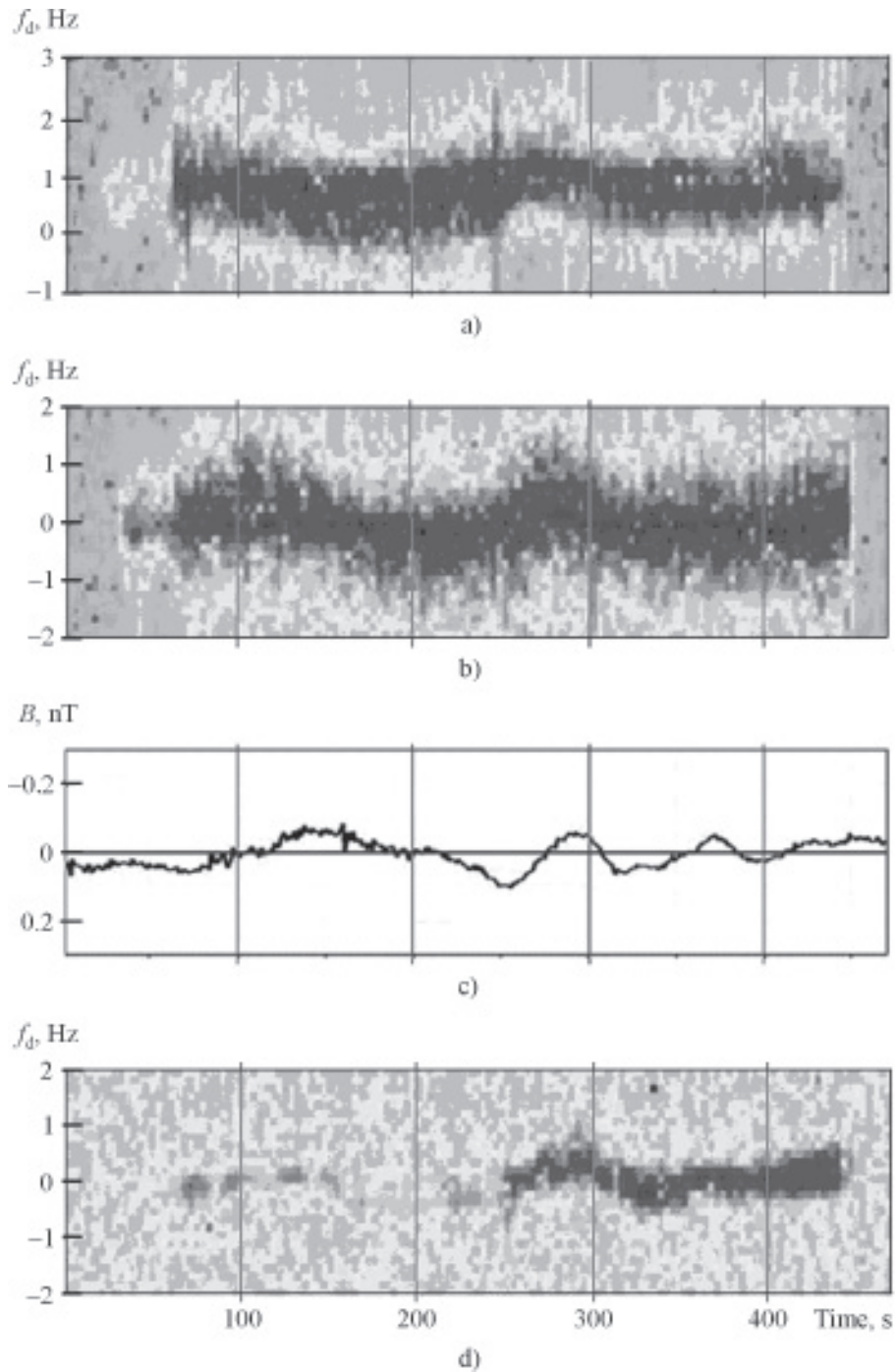


Fig. 7. Spectrograms of “self-scattered” signals observed at RAO between 17:57 and 18:05 UT at the first harmonic of the heater (a), and at the first (b) and second (d) harmonics at AARI. Panel c presents geomagnetic field variations (H_y –component) measured close to the Sura heater

The two mechanisms follow different frequency dependences. The f_d variations are proportional to f_s in the first case, while are

inversely proportional to f_s in the second case. Either of the two mechanisms could work. However, our analysis of simultaneous

observations of the self-scattering effect at the first (Fig. 7, b) and the second (Fig. 7, d) harmonics of the pump frequency shows that the refractive mechanism dominates. Indeed, the maximum variation of f_d of self-scattered signals at $2f_{\text{pump}}$ was about one half of that at f_{pump} .

This suggests that the upgoing trajectory segment from the heater to the scattering volume, which is common for all the radio paths, is the major contributor to the Doppler shift variations. Therefore the magneto-hydro-dynamic (MHD) process modulates not only the position of irregularities inside the scattering volume but also the electron density above the high-power radio source.

In Fig. 8 we show an example where modulation of the scattered signals was caused by MHD processes. One can clearly see that the Doppler velocities (in m/s) estimated from the Doppler frequency shifts f_d of the self-scattered signals at 4.785 MHz recorded simultaneously near St. Petersburg (curve 1) and Kharkov (curve 2) are well correlated with

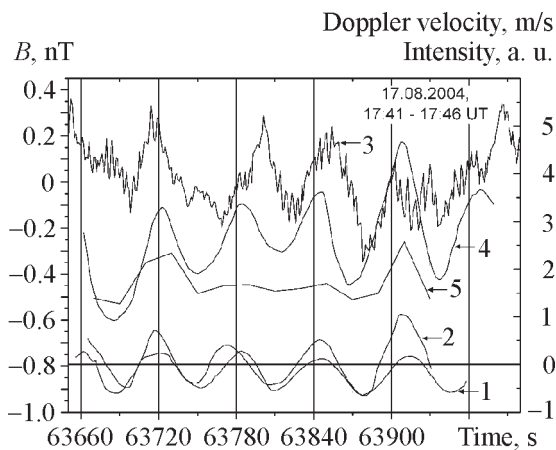


Fig. 8. Doppler velocities estimated from Doppler frequency shifts of the self-scattered signals at 4.785 MHz recorded simultaneously near St. Petersburg (curve 1) and Kharkov (curve 2), and variations of the H_x -component of the geomagnetic field measured close to the Sura heater (curve 3). Shown by curves 4 and 5 are variations in the Doppler velocity and intensity of the aspect-scattered signal at 11.630 MHz as observed near Kharkov

each other and with the geomagnetic variations (curve 3). Variations in the Doppler velocity and intensity of the aspect-scattered signal at 11.630 MHz as observed near Kharkov are shown by curves 4 and 5, respectively.

Understanding the formation of a self-scattered signal in the perturbed ionospheric volume requires reconstructing the 3D structure of the high-power radio wave near its reflection level. The task is extremely difficult. Obviously, there are two factors that should be taken into account, namely the regular structure of artificial periodic irregularities below the reflection level produced by the incident and reflected waves and stochastic irregularities associated with the plasma turbulence inside the heated volume. We will present the corresponding model calculations in our future publications. Comparison of the model with observations would allow using the effect of self-scattering for diagnostics of the spatial structure of the high-power radio-wave and 3D spectra of the radiowave-induced irregularities. We expect to obtain further insight into the self-scattering effect from a comparative analysis with API observations where we used the diagnostic scheme (see Fig. 3) specifically developed for O-mode continuous heating in order to induce optical emissions. For understanding the generation mechanism of the self-scattering at the second harmonic of the pump frequency, further purposeful experimental studies are required.

8. Summary and Conclusions

This paper is aimed at giving an overview of the optical-backscatter-heating campaign which was conducted on August 10-20, 2004 rather than at presenting several detailed case studies that will be the subject of separate publications. We believe that our campaign was so successful because of two major factors: (i) properly chosen time of campaign to have the best possible combination of the sporadic E occurrence and dark time required for optical observations at the highest possible maximum plasma density of the ionosphere, and (ii) simultaneous observations by

different instruments and methods. For example, in order to make use of several diagnostic methods (as, for example, optical and API) we developed the scheme of the API diagnostics shown in Fig. 3, based on O-mode probing during O-mode continuous heating. Despite the fact that such a scheme is significantly less effective than the classical one [6], it served well to the purpose of observing weak sporadic ionization which would be undetectable by the ionosonde. We also expect that this regime of the API method, as well as processing the self-scattered signals recorded at the Ukrainian Station “Academician Vernadsky” in Antarctica, will give a further insight into the self-scattering effect.

Below we briefly summarize the main results from our optical-backscatter-heating campaign at the Sura facility on August 10-20, 2004.

Optics and API

- Discovery of radiowave-induced red OH(9÷3) Meinel band emission caused by ray focusing due to weak (underdense) sporadic ionization near 80÷85 km altitude [10];
- Es-associated 557.7-nm radio-induced airglow from O(¹S) [11];
- pumping the radiowave energy toward the geomagnetic zenith by transmitting at a 12°-to-the-south angle from the vertical accompanied by 630.0-nm emissions from O(¹D) and offset of these optical emissions by 1÷2 degrees from magnetic zenith;
- natural bore wave observed in red OH(9÷3) and 557.7-nm from O(¹S) (to be submitted as a separate paper).

Backscatter

- Reconstruction of the temporal behavior of the 2D velocity vector of the radio wave-induced irregularities in the heated volume [44];
- Alfvén Wave generation using ±15 s modulation and pumping toward the geomagnetic zenith (transmitting at 12° to the south);
- long-lasting “independent” life of the backscatter signal after the pump turn-off which most probably is associated with sporadic ionization (18:00÷18:20) UT on August 13, 2004);

- splitting of the Doppler spectra of the scattered signal into two (sometimes three) components [41];

- two well-distinguished components (narrow- and wide-band) in the Doppler spectra of the scattered signal with the narrow component being more intensive than the broad one by a factor of 10 [44-45];

- broadening of the frequency spectrum of the artificial ionosphere turbulence when the pump frequency was close to the 4th electron gyro harmonic with a maximum spectral width at the frequency offset of about 20÷40 kHz [45]. We have proved that the effect of spectral broadening was not caused by the irregularity drift in the heated volume.

The self-scattering effect [2]

- First observations of self-scattered signals at the second harmonic of the pump frequency that allowed pinning down the refractive mechanism of Doppler variations;

- first observations of synchronous variations in backscattered and self-scattered radio signals;

- establishing the correlation of the self-scattered signal with the magnetic field fluctuations.

We are going to give more detailed presentations of case studies in separate publications to follow.

Acknowledgments. This work has been supported by Grant ATM-0000196 from the Atmospheric Science Section of the National Science Foundation. LMK’s work has been supported via a contract with Cornell University and by the Canadian Natural Sciences and Engineering Research Council. ED and TST acknowledge the Canadian Space Agency for their support of NORSTAR through the Canadian GeoSpace Monitoring Program. The work has been supported in part by Russian Foundation of Basic Research grants 04-05-64140, 05-05-64304, 05-02-16493 and 04-05-64160, 02-05-65281, INTAS grant 03-51-5583 and CRDF grant 1334-NO-2. The authors thank Drs. D. S. Kotik and S. V. Polyakov of NIRFI and Dr. B. Klain of the Borok Observatory for providing the magnetometer data.

References

1. A. V. Zalizovski, S. B. Kashcheyev, Yu. M. Yampolski, V. G. Galushko, V. S. Beley, B. Isham, M. T. Rietveld, C. La Hoz, A. Brekke, N. F. Blagoveshchenskaya, and V. A. Kornienko, "Spectral Features of HF Signals from the EISCAT Heating Facility in Europe and in Antarctica", *Radio Physics and Radio Astronomy*, vol. 9, No. 3, pp. 261-273, 2004.
2. Yu. M. Yampolski, A. V. Zalizovski, V. G. Galushko, A. V. Koloskov, and S. B. Kascheev, "Self-scattering effect of powerful HF radiation as observed in Europe and Antarctica", *RF Ionospheric Interactions Workshop*. Santa Fe, New Mexico, 17-20 April, 2005.
3. F. T. Djuth, P. A. Bernhardt, C. A. Tepley, J. A. Gardner, M. C. Kelley, A. L. Broadfoot, L. M. Kagan, M. P. Sulzer, J. H. Elder, C. Selcher, B. Isham, C. Brown, and H.C. Carlson, "Large Airglow Enhancements Produced via Wave-Plasma Interactions in Sporadic E", *Geophys. Res. Lett.*, vol. 26, pp. 1557-1560, 1999.
4. L. M. Kagan, M. C. Kelley, F. Garcia, P. A. Bernhardt, F. T. Djuth, M. P. Sulzer, C. A. Tepley, "The Structure of Electromagnetic Wave-Induced 557.7 nm Emission Associated with a Sporadic-E Event over Arecibo", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 85, p. 218, 2000.
5. L. M. Kagan, N. V. Bakhmet'eva, V. V. Belikovich, A. V. Tolmacheva, and M. C. Kelley, "Structure and dynamics of sporadic E layers in the ionospheric E region", *Radio Sci.*, vol. 37, No. 6, p. 1106, 2002.
6. V. V. Belikovich, E. A. Benediktov, A. V. Tolmacheva, and N. V. Bakhmet'eva, *Ionospheric Research by Means of Artificial Periodic Irregularities*, Copernicus GmbH, Katlenburg-Lindau, Germany, 2002.
7. N. F. Blagoveshchenskaya, and O. A. Troshichev, "Ionospheric phenomena produced by modification experiments", *J. Atmos. Terr. Phys.*, vol. 58, pp. 397-406, 1996.
8. Y. M. Yampolski, V. S. Beley, S. B. Kascheev, A. V. Koloskov, V. G. Somov, D. L. Hysell, B. Isham, and M. C. Kelley, "Bistatic HF radar diagnostics of induced field-aligned irregularities", *J. Geophys. Res.*, vol. 102, No. A4, pp. 7461-7467, 1997.
9. P. V. Ponomarenko, A. V. Zalizovski, Yu. M. Yampolski, and D. L. Hysell, "Interaction between artificial ionospheric irregularities and natural MHD waves", *J. Geophys. Res.*, vol. 105, No. A1, pp. 171-181, 2000.
10. L. M. Kagan, M. J. Nicolls, M. C. Kelley, H. C. Carlson, V. V. Belikovich, N. V. Bakhmet'eva, G. P. Komrakov, T. S. Trondsen, and E. Donovan, "Observation of Radiowave-Induced Red Hydroxyl Emission at Low Altitude in the Ionosphere", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 94, No. 9, p. 095004, 2005.
11. N. V. Bakhmet'eva, V. V. Belikovich, L. M. Kagan, A. A. Ponyatov, A. V. Tolmacheva, M. C. Kelley and M. J. Nicolls, "New results of the lower ionosphere studies by the method of resonant backscatter of radiowaves from artificial ionospheric irregularities", *Radiophys. Quantum Electron.*, vol. 48, No. 9, 2005.
12. Yu. M. Yampolski, "Echo-scattering of HF Signals on the Artificial Ionospheric Turbulence", *Radiophys. Quantum Electron.*, vol. 32, No. 6, pp. 457-461, 1989.
13. Blagoveshchenskaya N. F., V. A. Bubnov, and V. A. Shelukhin, "Experimental studies of scattered HF diagnostic signals during ionospheric modification by powerful HF radio waves", *Radiophys. Quantum Electron.*, vol. 35, No. 1, pp. 24-30, 1992.
14. N. V. Bakhmet'eva, V. V. Belikovich, L. M. Kagan, and A. A. Ponyatov, "Sunset-to-sunrise characteristics of sporadic layers of ionization in the lower ionosphere observed by the method of resonance scattering of radio waves from artificial periodic inhomogeneities of the ionospheric plasma", *Radiophys. Quantum Electron.*, vol. 48, No. 1, pp. 14-28, 2005.
15. V. V. Belikovich, A. N. Karashtin, G. P. Komrakov, Yu. V. Shliugaev, "Simultaneous radiowave sounding of the midlatitude mesosphere at MF- and HF- frequency ranges", *Geomagnetism & Aeronomy*, vol. 43, No. 1, pp. 1-6, 2003.
16. V. L. Frolov, L. M. Kagan, G. P. Komrakov, E. N. Sergeev, E. A. Shorokhova, "Results of modification of the ionosphere sporadic-E layer by HF power radio emission", *Radiophys. Quantum Electron.*, vol. 45, No. 12, pp. 917-928, 2002.
17. P. A. Bernhardt, W. A. Scales, S. M. Grach, A. N. Keroshtin, D. S. Kotik, S. V. Polyakov, "Excitation of artificial airglow by high power radio waves from the "SURA" ionospheric heating facility", *Geophys. Res. Lett.*, vol. 18, No. 8, pp. 1477-1480, doi: 10.1029/91GL01847, 1991.
18. P. A. Bernhardt, M. Wong, J. D. Huba, B. G. Fejer, L. S. Wagner, J. A. Goldstein, C. A. Selcher, V. L. Frolov, E. N. Sergeev, "Optical remote sensing of the thermosphere with HF pumped artificial airglow", *J. Geophys. Res.*, vol. 105, No. A5, pp. 10657-10672, doi: 10.1029/1999JA000366, 2000.
19. A. V. Gurevich, K. P. Zybin, H. C. Carlson, T. Pedersen, "Magnetic zenith effect in ionospheric modifications", *Phys. Lett. A*, vol. 305, No. 5, pp. 264-274, 2002.
20. A. V. Gurevich, K. P. Zybin, H. C. Carlson, "Magnetic Zenith Effect", *Radiophys. Quantum Electron.*, vol. 48, No. 9, 2005.
21. L. M. Kagan, "Aurora-associated phenomena and the e-POP mission", vol. 2, *Advances in Geosciences*, 2005.

22. G. P. Mantas and H. C. Carlson, "Reinterpretation of the 6300-E airglow enhancements observed in ionosphere heating experiments based on analysis of Platteville, Colorado, data". *J. Geophys. Res.*, vol. 101, No. A1, pp. 195-210, 1996.
23. T. B. Leyser, B. Thide, M. Waldenvik, E. Veszelei, V. L. Frolov, S. M. Grach, and G. P. Komrakov, "Downshifted maximum features in stimulated electromagnetic emission spectra", *J. Geophys. Res.*, vol. 99, No. A10, pp. 19555-19568, 1994.
24. T. B. Leyser, B. Thide, M. Waldenvik, S. Goodman, V. L. Frolov, S. M. Grach, A. N. Karashin, G. P. Komrakov, and D. S. Kotik, "Spectral structure of stimulated electromagnetic emissions between electron cyclotron harmonic", *J. Geophys. Res.*, vol. 98, pp. 17597-17606, 1993.
25. T. B. Leyser, "Stimulated electromagnetic emissions by high frequency electromagnetic pumping of the ionospheric plasma", *Space Sci. Rev.*, vol. 98, pp. 223-328, 2001.
26. P. Stubbe, A. J. Stocker, F. Honary, T. R. Robinson, and T. B. Jones, "Stimulated electromagnetic emissions and anomalous HF wave absorption near electron gyroharmonics", *J. Geophys. Res.*, vol. 99, No. A4, pp. 6233-6246, 1994.
27. V. L. Frolov, L. M. Erukhimov, L. M. Kagan, G. P. Komrakov, and E. N. Sergeev, "Two-component nature of the broad up-shifted maximum in stimulated electromagnetic emission spectra", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 81, pp. 1630-1633, 1998.
28. V. L. Frolov, E. N. Sergeev, E. N. Ermakova, G. P. Komrakov, and P. Stubbe, "Spectral features of stimulated electromagnetic emission measured in the 4.3 ÷ 9.5 MHz pump wave frequency range", *Geophys. Res. Lett.*, vol. 28, No. 16, pp. 3103-3106, 2001.
29. D. L. Hysell, M. C. Kelley, Y. M. Yampolski, V. S. Beley, A. V. Koloskov, P. V. Ponomarenko, and O. F. Tyrnov, "HF radar observations of decaying artificial field-aligned irregularities", *J. Geophys. Res.*, vol. 101, No. A12, pp. 26981-26993, 1996.
30. A. V. Koloskov, T. B. Leyser, Yu. M. Yampolski, and V. S. Beley, "HF pump-induced large scale radial drift of small scale magnetic field-aligned density striations", *J. Geophys. Res.*, vol. 107, No. A7, doi: 10.1029/2001JA000154, 2002.
31. W. J. Peria and M. C. Kelley, "Convection electric field observations near the Arecibo HF heater beam", *J. Geophys. Res.*, vol. 106, No. A9, pp. 18517-18524, doi: 10.1029/2000JA000279, 2001.
32. P. V. Ponomarenko, T. B. Leyser, and B. Thide, "New electron gyroharmonic effects in HF scatter from pump-excited magnetic field-aligned ionospheric irregularities", *J. Geophys. Res.*, vol. 104A, pp. 10081-10087, 1999.
33. F. Honary, T. R. Robinson, D. M. Wright, A. J. Stocker, M. T. Rietveld, and I. McCrea, "First direct observations of the reduced striations at pump frequencies close to the electron gyro harmonics", *Ann. Geophysicae*, vol. 17, pp. 1235-1238, 1999.
34. S. M. Grach, B. Thide, and T. B. Leyser, "Plasma waves near the double resonance layer in the ionosphere", *Radiophys. Quantum Electron.*, vol. 37, No. 5, pp. 617-633, 1994.
35. V. L. Frolov, L. M. Erukhimov, S. A. Metelev, and E. N. Sergeev, "Temporal behaviour of artificial small-scale ionospheric irregularities: Review of experimental results", *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.*, vol. 59, pp. 2317-2333, 1997.
36. L. J. Gelinas, M. C. Kelley, M. P. Sulzer, E. Mishin, M. J. Starks, "In situ observations during an HF heating experiment at Arecibo: Evidence for Z-mode and electron cyclotron harmonic effects", *J. Geophys. Res.*, vol. 108, No. A10, p. 1382, doi: 10.1029/2003JA009922, 2003.
37. T. D. Borisova, N. F. Blagoveshchenskaya, I. V. Moskvina, M. T. Rietveld, M. J. Kosch, and B. Thidé, "Doppler shift simulation of scattered HF signals during the Tromsø HF pumping experiment on 16 February, 1996", *Ann. Geophys.*, vol. 20, pp. 1479-1486, 2002.
38. C. A. Gonzales, M. C. Kelley, L. A. Carpenter, and L. H. Holzworth, "Evidence for a magnetospheric effect on mid-latitude electric fields", *J. Geophys. Res.*, vol. 83, No. A9, pp. 4397-4399, 1978.
39. N. F. Blagoveshchenskaya, M. Yu. Chernyshev, and V. A. Kornienko, "Excitation of small-scale waves in the F region of the ionosphere by powerful HF radio waves", *J. Atmos. Terr. Phys.*, vol. 60, No. 12, pp. 1225-1232, 1998.
40. V. G. Sinitsin, M. C. Kelley, Yu. M. Yampolski, D. L. Hysell, A. V. Zalozovski, and P. V. Ponomarenko, "Ionospheric conductivities according to Doppler radar observations of stimulated turbulence", *J. Atmos. Terr. Phys.*, vol. 61, No. 12, pp. 903-912, 1999.
41. N. F. Blagoveshchenskaya, T. D. Borisova, V. A. Kornienko, T. B. Leyser, M. T. Rietveld, and B. Thidé, "Artificial field-aligned irregularities in the nightside auroral ionosphere", *Adv. Space Res.*, 2005. (In press).
42. M. C. Kelley, T. L. Arce, J. Salowey, M. Sulzer, T. Armstrong, M. Carter, and L. Duncan, "Density depletion at the ten meter scale induced by Arecibo heater", *J. Geophys. Res.*, vol. 100, No. 5, p. 17367, 1995.
43. T. L. Franz, M. C. Kelley, and A. V. Gurevich, "Radar backscattering from artificial field-aligned irregularities", *Radio Sci.*, vol. 34, No. 2, pp. 465-476, 1999.

44. N. F. Blagoveshchenskaya, T. D. Borisova, V. A. Kornienko, M. T. Rietveld, L. M. Kagan, Y. M. Yampolsky, V. L. Frolov, V. G. Galushko, A. V. Koloskov, S. B. Kascheev, A. V. Zalizovsky, G. V. Vertogradov, and M. C. Kelley, "Probing of medium-scale traveling ionospheric disturbances using HF-induced scatter targets", *Ann. Geophys.*, 2005 (submitted).
45. V. L. Frolov, D. I. Nedzvedski, Yu. M. Yampolski, A. V. Koloskov, A. V. Zalizovski, V. L. Galushko, S. B. Kascheev, G. G. Vertogradov, V. G. Vertogradov, N. F. Blagoveshchenskaya, V. A. Kornienko, L. M. Kagan, M. C. Kelley, "Spectral characteristics of signals scattered by artificial small-scale irregularities for the pump frequency close to a frequency of electron gyro harmonics", in *Proc. of XXI Russian National conference on Radiowave Propagation*, Ioshkarala, Russia, 2005 (in Russian).

Оптическая и радиочастотная диагностика ионосферы над нагревным стендом Сура. Обзор результатов

**Л. М. Каган, М. Дж. Николлс,
М. К. Келли, В. Л. Фролов,
В. В. Беликович, Н. В. Бахметьева,
Г. П. Комраков, Д. И. Недзветский,
В. П. Урядов, Ю. М. Ямпольский,
В. Г. Галушко, А. В. Колосков,
А. В. Зализовский, С. Б. Кашеев,
Н. Ф. Благовещенская,
В. А. Корниенко, Т. Д. Борисова,
А. В. Гуревич, Г. Г. Вертоградов,
В. Г. Вертоградов, Т. С. Трондсен,
Е. Донован**

Рассматривается схема и результаты оптической и радиочастотной диагностики ионосферы методом обратного рассеяния во время нагревной кампании 10-20 августа, 2004 г. Нагрев осуществлялся при помощи стенда Сура, расположенного вблизи Нижнего Новгорода, Россия. В этой кампании оптические измерения впервые сопровождалась диагностикой плазмы методом искусственных периодических неоднородностей, а также многопунктовыми измерениями обратнорассеянных сигналов, что является примером использования кластеризации

инструментов для улучшения результатов исследований. Результаты, которые уже опубликованы в *Radiophysics and Quantum Electronics* и *Physical Review Letters* в данной работе только подытожены. Новые результаты включают в себя: смещение оптической эмиссии на $1 \div 2^\circ$ от магнитного зенита, уширение спектров обратнорассеянных сигналов при нагреве на частоте вблизи четвертой гармоники гирочастоты электронов, наблюдение саморассеянных сигналов на второй гармонике частоты нагрева, первые наблюдения вектора скорости дрейфа плазмы и электрического поля, при помощи вытянутых вдоль поля неоднородности, проверка возможности влияния рефракционного механизма на доплеровское смещения частоты саморассеянных сигналов и первые наблюдения синхронных вариаций саморассеянных и обратнорассеянных сигналов. Наблюдения электрического поля подтвердили предположение о том, что процессы в высоких широтах могут воздействовать на ионосферу в средних широтах над такими установками, как Сура.

Оптична та радіочастотна діагностика іоносфери над нагрівним стендом Сура. Огляд результатів

**Л. М. Каган, М. Дж. Ніколлс,
М. К. Келлі, В. Л. Фролов,
В. В. Белікович, Н. В. Бахмет'єва,
Г. П. Комраков, Д. І. Недзветський,
В. П. Урядов, Ю. М. Ямпольський,
В. Г. Галушко, О. В. Колосков,
А. В. Залізівський, С. Б. Кашеев,
Н. Ф. Благовещенська, В. А. Корнієнко,
Т. Д. Борисова, О. В. Гуревич,
Г. Г. Вертоградов, В. Г. Вертоградов,
Т. С. Трондсен, Е. Донован**

Розглядається схема та результати оптичної та радіочастотної діагностики іоносфери методом зворотного розсіяння під час нагрівної кампанії 10-20 серпня 2004 р. Нагрівання здійснювалося за допомогою стенда Сура, розташованого поблизу Нижньо-

го Новгорода, Росія. У цій кампанії оптичні виміри вперше супроводжувалися діагностикою плазми методом штучних періодичних неоднорідностей, а також багатопунктовими вимірами зворотнорозсіяних сигналів, що є прикладом використання класифікації приладів для поліпшення результатів досліджень. Результати, які вже опубліковані в *Radiophysics and Quantum Electronics* та *Physical Review Letters*, у даній роботі лише підсумовані. Нові результати включають: зсув оптичної емісії на $1 \div 2^\circ$ від магнітного zenіту, розширення спектрів зворотнорозсіяних сигналів при нагріванні на частоті поблизу четвертої гармоніки гірчастоти електронів, спостереження саморозсіяних сигналів на другій гармоніці частоти нагрівання, перші спостереження вектора швидкості дрейфу плазми і електричного поля за допомогою витягнутих уздовж поля неоднорідностей, перевірка можливості впливу рефракційного механізму на доплерівський зсув частоти саморозсіяних сигналів і перші спостереження синхронних варіацій саморозсіяних та зворотнорозсіяних сигналів. Спостереження електричного поля підтвердили припущення про те, що процеси у високих широтах можуть впливати на іоносферу в середніх широтах над такими установками, як Сура.

Частотно-угловое зондирование перемещающихся ионосферных возмущений в модели трехмерных волн плотности, распространяющихся в ионосферном слое

В. Г. Галушко, А. С. Кашеев

*Радиоастрономический институт НАН Украины,
ул. Краснознаменная, 4, г. Харьков, 61002, Украина
E-mail: anton_k@rian.kharkov.ua, galushko@rian.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 4 июля 2006 г.

Разработан метод частотно-углового зондирования перемещающихся ионосферных возмущений (ПИВ), основанный на измерении вариаций углов прихода и доплеровского смещения частоты отраженных от ионосферы КВ сигналов. Обратная задача решена для модели ПИВ в виде трехмерных волн плотности, распространяющихся в реальном ионосферном слое. Проведено компьютерное моделирование созданных диагностических алгоритмов, результаты которого свидетельствуют об эффективности метода.

Введение

Одним из перспективных направлений исследований физики ближнего космоса является создание глобальной системы диагностики перемещающихся ионосферных возмущений (ПИВ). Такая система позволит проводить непрерывные наблюдения динамических процессов в околоземном пространстве над всем земным шаром, которые являются очень важными как для расширения знаний о физических процессах в верхней атмосфере, так и для разработки концепции “космической погоды”. Это обусловлено тем, что ПИВ, представляющие собой квазипериодические возмущения электронной концентрации ионосферы, являются следствием распространения в ней атмосферно-гравитационных волн (АГВ) [1], которые, в свою очередь, играют важную роль в энергетическом обмене и взаимодействии различных областей верхней атмосферы. Кроме того, ПИВ являются своеобразным индикатором процессов, генерирующих АГВ, как естественного

(землетрясения, высыпания частиц в полярных широтах, мощные ураганы, цунами, солнечный терминатор и т. д.), так и искусственного (промышленные аварии, эксперименты по модификации ионосферы, мощные взрывы, химические выбросы и т. д.) происхождения. В связи с этим значительное внимание уделяется разработке новых, сравнительно недорогих и в то же время надежных и эффективных методов дистанционной диагностики такого класса ионосферных возмущений.

Один из таких методов был предложен в работах [2, 3]. Он основан на измерении траекторных параметров (углов прихода и доплеровского смещения частоты) пробных КВ сигналов на однокачковых наклонных радиотрассах. Одним из преимуществ данного метода является возможность использовать в качестве пробных сигналов излучения ширококвещательных станций, что позволяет снизить эксплуатационные затраты такой системы диагностики. Обратная задача решалась для модели ПИВ в виде взволнованной отражающей поверх-

ности. Такая модель является достаточно простой, наглядной и позволяет легко интерпретировать данные измерений. Как свидетельствуют результаты компьютерного моделирования [2], диагностические алгоритмы, которые разработаны для эффективной отражающей поверхности, позволяют восстанавливать эти параметры с высокой точностью. В начале 2001 г. метод был внедрен в систему DPS (Digisonde Portable Sounder) [4] и продемонстрировал свою эффективность во время пробных измерений одновременно с радаром некогерентного рассеяния (НР) Массачусетского технологического института (Милстоун Хилл, США) [5, 6]. Сравнение результатов восстановления параметров ПИВ, таких, как направление движения, длина волны и скорость распространения, по данным измерений НР и DPS также показало эффективность этого метода, однако некоторые трудности возникают при анализе амплитуд возмущений, которые связаны с использованием существенно упрощенной модели. В частности, вариации высот отражающей поверхности не могут быть непосредственно связаны с реальными флуктуациями электронной концентрации. Для устранения этого недостатка в настоящей работе предлагается метод наклонной диагностики ПИВ в более физической модели в виде трехмерных волн плотности плазменной компоненты, распространяющихся в реальном ионосферном слое.

Постановка задачи

Для решения задачи диагностики ПИВ необходимо получить систему уравнений, связывающих измеряемые параметры сигналов с характеристиками неоднородностей. Начнем с анализа прямой задачи распространения КВ сигналов в трехмерно-неоднородной ионосфере. Пусть передатчик, который расположен на поверхности Земли в начале декартовой системы координат (рис. 1), излучает квазимонохроматический сигнал на частоте f_0 . На расстоянии D_0 от него на оси x расположен приемный

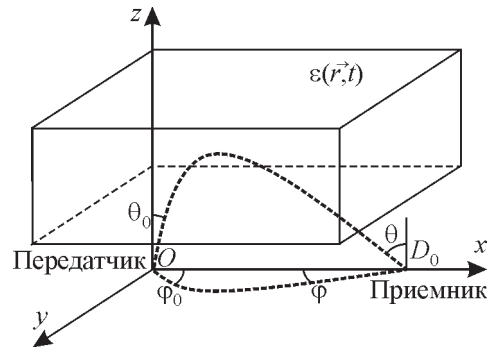


Рис. 1. Геометрия задачи

пункт, регистрирующий вариации траекторных параметров (углов прихода и доплеровского смещения частоты) пробных сигналов, отражающихся от ионосферы с диэлектрической проницаемостью $\epsilon(\vec{r}, t)$. Представим функцию $\epsilon(\vec{r}, t)$ в виде суммы двух составляющих

$$\epsilon(\vec{r}, t) = \epsilon_0(z) + \epsilon_1(\vec{r}, t), \quad (1)$$

где $\epsilon_0(z)$ – высотный профиль диэлектрической проницаемости невозмущенного ионосферного слоя, а $\epsilon_1(\vec{r}, t)$ – добавка, обусловленная влиянием крупномасштабных ионосферных возмущений.

Будем считать, что

$$\epsilon_0(z) = 1 - \alpha^2 F(z), \quad (2)$$

где $\alpha = f_{cr}/f_0$ – соотношение между критической частотой ионосферного слоя, f_{cr} , и частотой пробного сигнала, $F(z)$ – высотное распределение невозмущенной электронной концентрации ионосферы, а

$$\epsilon_1(\vec{r}, t) = \Phi(z)v(\vec{r}, t), \quad (3)$$

где $\Phi(z)$ – высотное распределение амплитуды возмущений, $v(\vec{r}, t)$ – функция возмущений.

Получим систему уравнений, которые связывают измеренные параметры пробного сигнала (угла прихода в азимутальной, φ , и вертикальной, θ , плоскостях и доплеровское смещение частоты, F_D) с характеристиками возмущений. Для этого воспользуемся первым приближением метода малых возмущений для эйконала в предположении, что размер неоднородностей значительно больше первой зоны Френеля, а их амплитуда достаточно мала, т. е. $|\max \epsilon_1| \ll \epsilon_0$ в любой точке траектории сигнала. Тогда эйконал волны, L , может быть представлен в виде суммы регулярной (невозмущенной) составляющей L_0 и обусловленной возмущением добавки L_1 :

$$L = L_0 + L_1. \quad (4)$$

В дальнейшем при анализе мы ограничимся случаем односкачкового распространения. Тогда, согласно [7], можно записать:

$$L_0 = \int_0^{D_0/\sin\theta_0} \epsilon_0(z(\rho)) d\rho, \quad \text{и} \quad (5)$$

$$L_1 = \frac{1}{2} \int_0^{D_0/\sin\theta_0} \epsilon_1(\vec{r}(\rho), t) d\rho,$$

где интегрирование ведется вдоль невозмущенной лучевой координаты (группового пути) ρ . Для доплеровского смещения частоты можно записать

$$F_D = -\frac{1}{\lambda} \frac{\partial L_1}{\partial t}, \quad (6)$$

где λ – длина волны сигнала.

Чтобы получить выражения для флуктуаций углов прихода, представим проекции волнового вектора, \vec{k} , в точке D_0 в виде:

$$k_x = k \sin \theta \cos \varphi, \quad k_y = -k \sin \theta \sin \varphi \quad \text{и} \\ k_z = -k \cos \theta.$$

Принимая во внимание, что нормаль к фазовому фронту определяется как ∇L , можно записать:

$$\frac{\partial L}{\partial x} = \sin \theta \cos \varphi, \quad \frac{\partial L}{\partial y} = -\sin \theta \sin \varphi \quad \text{и} \\ \frac{\partial L}{\partial z} = -\cos \theta.$$

Здесь и далее все производные вычисляются в точке D_0 . Тогда для углов прихода имеем:

$$\sin \theta = \sqrt{\left(\frac{\partial L}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial L}{\partial y}\right)^2} \quad (7)$$

$$\operatorname{tg} \varphi = -\frac{\partial L}{\partial y} \left(\frac{\partial L}{\partial x}\right)^{-1} \quad \text{или} \quad (8)$$

$$\sin \varphi = -\frac{\frac{\partial L}{\partial y}}{\sqrt{\left(\frac{\partial L}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial L}{\partial y}\right)^2}}.$$

Исходя из (4), можно записать:

$$\frac{\partial L}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} (L_0 + L_1) = \frac{\partial L_0}{\partial x} + \frac{\partial L_1}{\partial \theta_0} \frac{\partial \theta_0}{\partial x} + \frac{\partial L_1}{\partial \varphi_0} \frac{\partial \varphi_0}{\partial x} \quad \text{и} \\ \frac{\partial L}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} (L_0 + L_1) = \frac{\partial L_0}{\partial y} + \frac{\partial L_1}{\partial \theta_0} \frac{\partial \theta_0}{\partial y} + \frac{\partial L_1}{\partial \varphi_0} \frac{\partial \varphi_0}{\partial y}.$$

Поскольку $\frac{\partial L_0}{\partial x} = \sin \theta_0$, $\frac{\partial \varphi_0}{\partial x} = 0$, $\frac{\partial \theta_0}{\partial x} = \left(\frac{dD}{d\theta_0}\right)^{-1}$ (здесь θ_0 соответствует углу выхода невозмущенной траектории), $\frac{\partial \theta_0}{\partial y} = 0$ и $\frac{\partial \varphi_0}{\partial y} = \frac{1}{D_0}$, окончательно имеем:

$$\frac{\partial L}{\partial x} = \sin \theta_0 + \frac{\partial L_1}{\partial \theta_0} \left(\frac{\partial D}{\partial \theta_0}\right)^{-1}, \quad \frac{\partial L}{\partial y} = \frac{1}{D_0} \frac{\partial L_1}{\partial \varphi_0}. \quad (9)$$

Подставив (9) в (7), получим

$$\sin \theta = \sin \theta_0 \left\{ 1 + \left(\frac{\partial L_1}{\partial \theta_0} \right)^2 \left(\sin \theta_0 \frac{\partial D}{\partial \theta_0} \right)^{-2} + 2 \left(\frac{\partial L_1}{\partial \theta_0} \right) \left(\sin \theta_0 \frac{\partial D}{\partial \theta_0} \right)^{-1} + \left(\frac{1}{D_0 \sin \theta_0} \frac{\partial L_1}{\partial \varphi_0} \right)^2 \right\}^{1/2}.$$

Будем считать, что $\left| \left(\frac{\partial L_1}{\partial \theta_0} \right) \left(\sin \theta_0 \frac{\partial D}{\partial \theta_0} \right)^{-1} \right| \ll 1$

и $\left| \frac{1}{D_0 \sin \theta_0} \frac{\partial L_1}{\partial \varphi_0} \right| \ll 1$. С физической точки зрения эти неравенства означают, что $\nabla_{x,y} L_1 \ll \nabla_x L_0$, т. е. флуктуации углов прихода являются малыми, а также что пункт наблюдения находится достаточно далеко от каустики. Тогда, записав $\theta = \theta_0 + \Delta\theta$ и пренебрегая величинами второго и высших порядков малости по параметру $\Delta\theta \ll 1$, для флуктуаций угла прихода в вертикальной плоскости имеем

$$\Delta\theta \approx \frac{1}{\cos \theta_0} \frac{\partial L_1}{\partial \theta_0}. \quad (10)$$

Аналогично для азимутальных флуктуаций можно получить

$$\varphi \approx - \frac{1}{D_0 \sin \theta_0} \frac{\partial L_1}{\partial \varphi_0}. \quad (11)$$

(Напомним, что все функции и их производные вычисляются в точке расположения приемного пункта, т. е. при таких значениях φ_0 и θ_0 , которые обеспечивают попадание луча в точку наблюдения.)

Таким образом, объединяя (6), (10) и (11), можно записать систему уравнений для решения задачи восстановления параметров трехмерных ПИВ.

Решение обратной задачи

Обратную задачу удобно решать в спектральной области. Для этого перепишем уравнения (6), (10) и (11). Исходя из (3), представим (5) как

$$L_1 = \frac{1}{2} \int_0^{D_0/\sin \theta_0} \Phi(z(\rho)) v(\vec{r}(\rho), t) d\rho,$$

а $v(\vec{r}(\rho), t)$ запишем в виде фурье-образа:

$$v(\vec{r}(\rho), t) = \int_{-\infty}^{\infty} d\Omega e^{-i\Omega t} \int_{-\infty}^{\infty} d\vec{k} \dot{S}_v(\Omega, \vec{k}) e^{i\vec{k}\vec{r}(\rho)}.$$

Здесь Ω – круговая частота флуктуаций электронной концентрации; \vec{k} – волновой вектор возмущений с компонентами k_x , k_y и k_z ; \vec{r} – пространственный вектор. При этом будем считать, что функция $v(\vec{r}, t)$ является стационарной и статистически однородной, а $\langle v(\vec{r}, t) \rangle = 0$ (угловые скобки означают статистическое усреднение).

Тогда

$$L_1 = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} d\Omega e^{-i\Omega t} \int_{-\infty}^{\infty} d\vec{k} \dot{S}_v(\Omega, \vec{k}) \times \int_0^{D(\theta_0)/\sin \theta_0} d\rho \Phi(z(\rho)) e^{i\vec{k}\vec{r}(\rho)}. \quad (12)$$

Обозначим интеграл по ρ в (12) через $\dot{Q}(\vec{k}, \theta_0, \varphi_0)$,

$$\begin{aligned} \dot{Q}(\vec{k}, \theta_0, \varphi_0) &= \int_0^{D(\theta_0)/\sin \theta_0} d\rho \Phi(z(\rho)) e^{i\vec{k}\vec{r}(\rho)} = \\ &= \int_0^{D(\theta_0)/\sin \theta_0} d\rho \Phi(z(\rho)) e^{i\{k_x \rho \sin \theta_0 \cos \varphi_0 + k_y \rho \sin \theta_0 \sin \varphi_0 + k_z z(\rho)\}}. \end{aligned}$$

Как свидетельствуют результаты исследований [6, 8], ПИВ двигаются преимуще-

ственно горизонтально, т. е. можно положить $\kappa_z = 0$. В таком случае можно записать:

$$\operatorname{Re} \dot{Q}(\bar{\kappa}_\perp, \theta_0, \varphi_0) = G(\bar{\kappa}_\perp, \theta_0, \varphi_0) \cos \Psi(\bar{\kappa}_\perp, \theta_0, \varphi_0), \quad (13)$$

$$\operatorname{Im} \dot{Q}(\bar{\kappa}_\perp, \theta_0, \varphi_0) = G(\bar{\kappa}_\perp, \theta_0, \varphi_0) \sin \Psi(\bar{\kappa}_\perp, \theta_0, \varphi_0),$$

где $\bar{\kappa}_\perp$ – горизонтальная проекция волнового вектора ПИВ с компонентами κ_x и κ_y ,

$$G(\bar{\kappa}_\perp, \theta_0, \varphi_0) = \frac{\frac{1}{2} D(\theta_0)}{\sin \theta_0} \int_{\frac{1}{2} D(\theta_0)}^{\frac{1}{2} D(\theta_0)} d\rho \Phi(z(\rho)) \times \cos[\rho(\kappa_x \sin \theta_0 \cos \varphi_0 + \kappa_y \sin \theta_0 \sin \varphi_0)], \quad (14)$$

$$\Psi(\bar{\kappa}_\perp, \theta_0, \varphi_0) = \frac{1}{2} D(\theta_0) (\kappa_x \cos \varphi_0 + \kappa_y \sin \varphi_0). \quad (15)$$

Тогда (12) можно представить в виде:

$$L_1 = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} d\Omega e^{-i\Omega t} \int_{-\infty}^{\infty} d\bar{\kappa}_\perp \dot{S}_v(\Omega, \bar{\kappa}_\perp) \times \{ \operatorname{Re} \dot{Q}(\bar{\kappa}_\perp, \theta_0, \varphi_0) + i \operatorname{Im} \dot{Q}(\bar{\kappa}_\perp, \theta_0, \varphi_0) \}.$$

Это позволяет получить явные выражения для временных спектров флуктуаций измеряемых параметров, которые в полярной системе координат ($\kappa_x = \kappa \cos \gamma$, $\kappa_y = \kappa \sin \gamma$) имеют вид:

$$\dot{S}_\theta(\Omega) = A_\theta \int_0^\infty d\kappa \int_0^{2\pi} d\gamma \dot{S}_v(\Omega, \gamma, \kappa) \frac{\partial}{\partial \theta_0} \times \{ \operatorname{Re} \dot{Q}(\kappa, \gamma, \theta_0, \varphi_0) + i \operatorname{Im} \dot{Q}(\kappa, \gamma, \theta_0, \varphi_0) \},$$

$$\dot{S}_\varphi(\Omega) = -A_\varphi \int_0^\infty d\kappa \int_0^{2\pi} d\gamma \dot{S}_v(\Omega, \gamma, \kappa) \frac{\partial}{\partial \varphi_0} \times$$

$$\times \{ \operatorname{Re} \dot{Q}(\kappa, \gamma, \theta_0, \varphi_0) + i \operatorname{Im} \dot{Q}(\kappa, \gamma, \theta_0, \varphi_0) \}, \quad (16)$$

$$\dot{S}_F(\Omega) = i A_F \int_0^\infty d\kappa \int_0^{2\pi} d\gamma \dot{S}_v(\Omega, \gamma, \kappa) \times$$

$$\times \{ \operatorname{Re} \dot{Q}(\kappa, \gamma, \theta_0, \varphi_0) + i \operatorname{Im} \dot{Q}(\kappa, \gamma, \theta_0, \varphi_0) \},$$

где $A_\theta = \left(2 \frac{\partial D}{\partial \theta_0} \cos \theta_0 \right)^{-1}$, $A_\varphi = \frac{1}{2 D_0 \sin \theta_0}$, $A_F = \frac{\Omega}{2\lambda}$. Следует также помнить, что θ_0 соответствует углу выхода невозмущенной траектории, а $\varphi_0 = 0$.

Таким образом, мы получили систему уравнений, которая в спектральной области связывает характеристики ПИВ с измеренными параметрами диагностического сигнала. Данная система позволяет формулировать обратную задачу в статистической и динамической постановках.

Для решения обратной задачи в статистической постановке запишем явные выражения для энергетических и взаимных спектров $S_{xy}(\Omega) = \langle \dot{S}_x(\Omega) \dot{S}_y(\Omega) \rangle$, где $x, y = \theta, \varphi, F$ флуктуаций параметров сигнала (для сокращения записи обозначим $\dot{Q}(\kappa, \gamma, \theta_0, \varphi_0)$ просто как \dot{Q}):

$$S_{\theta\theta}(\Omega) = A_\theta^2 \times \int_0^\infty d\kappa \int_0^{2\pi} d\gamma S_v^2(\Omega, \gamma, \kappa) \left[\left(\frac{\partial \operatorname{Re} \dot{Q}}{\partial \theta_0} \right)^2 + \left(\frac{\partial \operatorname{Im} \dot{Q}}{\partial \theta_0} \right)^2 \right],$$

$$S_{\varphi\varphi}(\Omega) = A_\varphi^2 \times \int_0^\infty d\kappa \int_0^{2\pi} d\gamma S_v^2(\Omega, \gamma, \kappa) \left[\left(\frac{\partial \operatorname{Re} \dot{Q}}{\partial \varphi_0} \right)^2 + \left(\frac{\partial \operatorname{Im} \dot{Q}}{\partial \varphi_0} \right)^2 \right],$$

$$S_{FF}(\Omega) = A_F^2 \int_0^\infty d\kappa \int_0^{2\pi} d\gamma S_v^2(\Omega, \gamma, \kappa) \left[(\operatorname{Re} \dot{Q})^2 + (\operatorname{Im} \dot{Q})^2 \right],$$

$$\operatorname{Re} S_{\theta\varphi}(\Omega) = -A_\theta A_\varphi \int_0^\infty d\kappa \int_0^{2\pi} d\gamma S_v^2(\Omega, \gamma, \kappa) \times$$

$$\begin{aligned} & \times \left(\frac{\partial \operatorname{Re} \dot{Q}}{\partial \theta_0} \frac{\partial \operatorname{Re} \dot{Q}}{\partial \varphi_0} + \frac{\partial \operatorname{Im} \dot{Q}}{\partial \theta_0} \frac{\partial \operatorname{Im} \dot{Q}}{\partial \varphi_0} \right), \\ \operatorname{Im} S_{\theta\varphi}(\Omega) &= A_\theta A_\varphi \int_0^\infty d\kappa \int_0^{2\pi} d\gamma S_v^2(\Omega, \gamma, \kappa) \times \\ & \times \left(\frac{\partial \operatorname{Re} \dot{Q}}{\partial \theta_0} \frac{\partial \operatorname{Im} \dot{Q}}{\partial \varphi_0} - \frac{\partial \operatorname{Im} \dot{Q}}{\partial \theta_0} \frac{\partial \operatorname{Re} \dot{Q}}{\partial \varphi_0} \right), \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} S_{\theta F}(\Omega) &= A_\theta A_F \int_0^\infty d\kappa \int_0^{2\pi} d\gamma S_v^2(\Omega, \gamma, \kappa) \times \\ & \times \left(\operatorname{Re} \dot{Q} \frac{\partial \operatorname{Im} \dot{Q}}{\partial \theta_0} - \operatorname{Im} \dot{Q} \frac{\partial \operatorname{Re} \dot{Q}}{\partial \theta_0} \right), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \operatorname{Im} S_{\theta F}(\Omega) &= -A_\theta A_F \int_0^\infty d\kappa \int_0^{2\pi} d\gamma S_v^2(\Omega, \gamma, \kappa) \times \\ & \times \left(\operatorname{Re} \dot{Q} \frac{\partial \operatorname{Re} \dot{Q}}{\partial \theta_0} + \operatorname{Im} \dot{Q} \frac{\partial \operatorname{Im} \dot{Q}}{\partial \theta_0} \right), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} S_{\varphi F}(\Omega) &= -A_\varphi A_F \int_0^\infty d\kappa \int_0^{2\pi} d\gamma S_v^2(\Omega, \gamma, \kappa) \times \\ & \times \left(\operatorname{Re} \dot{Q} \frac{\partial \operatorname{Im} \dot{Q}}{\partial \varphi_0} - \operatorname{Im} \dot{Q} \frac{\partial \operatorname{Re} \dot{Q}}{\partial \varphi_0} \right), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \operatorname{Im} S_{\varphi F}(\Omega) &= A_\varphi A_F \int_0^\infty d\kappa \int_0^{2\pi} d\gamma S_v^2(\Omega, \gamma, \kappa) \times \\ & \times \left(\operatorname{Re} \dot{Q} \frac{\partial \operatorname{Re} \dot{Q}}{\partial \varphi_0} + \operatorname{Im} \dot{Q} \frac{\partial \operatorname{Im} \dot{Q}}{\partial \varphi_0} \right). \end{aligned}$$

Предположим, что каждой частоте флуктуаций Ω соответствует одна пространственная гармоника (плоская волна), которая движется в направлении γ_0 , т. е.

$$S_v^2(\Omega, \gamma, \kappa) = S_v^2(\Omega) \delta(\kappa - \kappa(\Omega)) \delta(\gamma - \gamma_0(\Omega)). \quad (18)$$

Тогда, с учетом (13), систему (17) можно записать в виде:

$$S_{\theta\theta}(\Omega) = A_\theta^2 S_v^2(\Omega) \left[\left(\frac{\partial G}{\partial \theta_0} \right)^2 + G^2 \left(\frac{\partial \Psi}{\partial \theta_0} \right)^2 \right], \quad (19)$$

$$S_{\varphi\varphi}(\Omega) = A_\varphi^2 S_v^2(\Omega) \left[\left(\frac{\partial G}{\partial \varphi_0} \right)^2 + G^2 \left(\frac{\partial \Psi}{\partial \varphi_0} \right)^2 \right], \quad (20)$$

$$S_{FF}(\Omega) = A_F^2 S_v^2(\Omega) G^2, \quad (21)$$

$$\operatorname{Re} S_{\theta\varphi}(\Omega) = -A_\theta A_\varphi S_v^2(\Omega) \left(\frac{\partial G}{\partial \theta_0} \frac{\partial G}{\partial \varphi_0} + G^2 \frac{\partial \Psi}{\partial \theta_0} \frac{\partial \Psi}{\partial \varphi_0} \right), \quad (22)$$

$$\operatorname{Im} S_{\theta\varphi}(\Omega) = A_\theta A_\varphi S_v^2(\Omega) G \left(\frac{\partial G}{\partial \theta_0} \frac{\partial \Psi}{\partial \varphi_0} - \frac{\partial \Psi}{\partial \theta_0} \frac{\partial G}{\partial \varphi_0} \right), \quad (23)$$

$$\operatorname{Re} S_{\theta F}(\Omega) = A_\theta A_F S_v^2(\Omega) G^2 \frac{\partial \Psi}{\partial \theta_0}, \quad (24)$$

$$\operatorname{Im} S_{\theta F}(\Omega) = -A_\theta A_F S_v^2(\Omega) G \frac{\partial G}{\partial \theta_0}, \quad (25)$$

$$\operatorname{Re} S_{\varphi F}(\Omega) = -A_\varphi A_F S_v^2(\Omega) G^2 \frac{\partial \Psi}{\partial \varphi_0}, \quad (26)$$

$$\operatorname{Im} S_{\varphi F}(\Omega) = A_\varphi A_F S_v^2(\Omega) G \frac{\partial G}{\partial \varphi_0}. \quad (27)$$

Рассмотрим возможность решения системы (19)–(27) относительно параметров возмущений, а именно: энергетического спектра $S_v^2(\Omega)$, волнового числа $\kappa(\Omega)$ и направления движения $\gamma_0(\Omega)$. Отметим, что последние два параметра входят в аргументы функций G и Ψ ((14) и (15)). Надо помнить также, что G представляет собой

интеграл вдоль невозмущенной траектории от высотного распределения амплитуды возмущений, $\Phi(z)$, с множителем, в аргументы которого входят $\kappa(\Omega)$ и $\gamma_0(\Omega)$. Таким образом, для решения обратной задачи надо знать параметры невозмущенного ионосферного слоя, что позволит вычислить невозмущенную траекторию, и функцию $\Phi(z)$. Что касается амплитуды ПИВ, то, как свидетельствуют результаты исследований [6], $\Phi(z)$ практически повторяет высотный профиль электронной концентрации невозмущенной ионосферы, который, в свою очередь, можно восстановить, например, по данным стандартного вертикального зондирования ионосферы. В то же время анализ полученной системы показал, что для восстановления $\kappa(\Omega)$ и $\gamma_0(\Omega)$ в рамках предложенной модели ПИВ эта информация не является необходимой. Действительно, разделив (24) и (26) на (21), получим соответственно

$$\frac{\operatorname{Re} S_{\theta F}(\Omega)}{S_{FF}(\Omega)} = \frac{A_{\theta}}{A_F} \frac{\partial \Psi}{\partial \theta_0} \quad \text{и} \quad \frac{\operatorname{Re} S_{\varphi F}(\Omega)}{S_{FF}(\Omega)} = -\frac{A_{\varphi}}{A_F} \frac{\partial \Psi}{\partial \varphi_0}.$$

Исходя из (15), имеем:

$$\frac{\partial \Psi}{\partial \theta_0} = \frac{1}{2} \frac{\partial D}{\partial \theta_0} \kappa \cos \gamma_0 \quad \text{и} \quad (28)$$

$$\frac{\partial \Psi}{\partial \varphi_0} = \frac{1}{2} D_0 \kappa \sin \gamma_0. \quad (29)$$

Тогда, с учетом выражений для A_{θ} , A_{φ} и A_F , можно записать:

$$\kappa \cos \gamma_0 = 2 \frac{\Omega}{\lambda} \cos \theta_0 \frac{\operatorname{Re} S_{\theta F}(\Omega)}{S_{FF}(\Omega)},$$

$$\kappa \sin \gamma_0 = -2 \frac{\Omega}{\lambda} \sin \theta_0 \frac{\operatorname{Re} S_{\varphi F}(\Omega)}{S_{FF}(\Omega)},$$

откуда легко видеть, что

$$\kappa(\Omega) = \frac{2}{S_{FF}(\Omega)} \frac{\Omega}{\lambda} \times \sqrt{(\operatorname{Re} S_{\theta F}(\Omega))^2 \cos^2 \theta_0 + (\operatorname{Re} S_{\varphi F}(\Omega))^2 \sin^2 \theta_0}, \quad (30)$$

$$\operatorname{tg} \gamma_0(\Omega) = -\operatorname{tg} \theta_0 \frac{\operatorname{Re} S_{\varphi F}(\Omega)}{\operatorname{Re} S_{\theta F}(\Omega)}. \quad (31)$$

Таким образом, для нахождения $\kappa(\Omega)$ и $\gamma_0(\Omega)$ нет необходимости знать невозмущенный профиль электронной концентрации. Достаточно оценить угол θ_0 , который в силу стационарности и статистической однородности возмущений равен $\theta_0 = \langle \theta \rangle$.

Согласно (21) для энергетического спектра ПИВ, $S_v^2(\Omega)$, можно записать

$$S_v^2(\Omega) = \frac{S_{FF}(\Omega)}{A_F^2 G^2}.$$

Итак, необходимо вычислить следующий интеграл (см. (14)):

$$G = \int_{-\frac{1}{2} \frac{D(\theta_0)}{\sin \theta_0}}^{\frac{1}{2} \frac{D(\theta_0)}{\sin \theta_0}} d\rho \Phi(z(\rho)) \cos(\rho \kappa \sin \theta_0 \cos \gamma_0). \quad (32)$$

Как уже было упомянуто, $\Phi(z)$ большей частью повторяет высотный профиль электронной концентрации, $N_e(z)$, невозмущенного ионосферного слоя, который мы считаем известным. Интеграл (32) можно вычислить или с помощью численных методов интегрирования лучевых траекторий, или аналитически при использовании достаточно простых моделей $N_e(z)$, например, линейной или параболической (более детально последняя будет рассмотрена ниже).

Таким образом, в рамках статистического приближения становится возможным

восстановить пространственно-угловой спектр возмущений плазменной компоненты ионосферного слоя. Отметим, что статистическая обратная задача была решена с привлечением лишь трех уравнений из системы (19)–(27). Остальные уравнения можно использовать для проверки устойчивости и достоверности решения при обработке данных реальных измерений с помощью разработанного алгоритма.

Для анализа возможности решения обратной задачи в динамической постановке снова обратимся к системе (16), которую в предположении о дисперсионных свойствах ПИВ, аналогичному (18), т. е.

$$\dot{S}_v(\Omega, \gamma, \kappa) = \dot{S}_v(\Omega) \delta(\kappa - \kappa(\Omega)) \delta(\gamma - \gamma_0(\Omega)),$$

запишем в виде:

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} \dot{S}_\theta(\Omega) &= \\ &= A_\theta \left[\operatorname{Re} \dot{S}_v(\Omega) \frac{\partial \operatorname{Re} \dot{Q}}{\partial \theta_0} - \operatorname{Im} \dot{S}_v(\Omega) \frac{\partial \operatorname{Im} \dot{Q}}{\partial \theta_0} \right], \quad (33) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \operatorname{Im} \dot{S}_\theta(\Omega) &= \\ &= A_\theta \left[\operatorname{Im} \dot{S}_v(\Omega) \frac{\partial \operatorname{Re} \dot{Q}}{\partial \theta_0} + \operatorname{Re} \dot{S}_v(\Omega) \frac{\partial \operatorname{Im} \dot{Q}}{\partial \theta_0} \right], \quad (34) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} \dot{S}_\varphi(\Omega) &= \\ &= -A_\varphi \left[\operatorname{Re} \dot{S}_v(\Omega) \frac{\partial \operatorname{Re} \dot{Q}}{\partial \varphi_0} - \operatorname{Im} \dot{S}_v(\Omega) \frac{\partial \operatorname{Im} \dot{Q}}{\partial \varphi_0} \right], \quad (35) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \operatorname{Im} \dot{S}_\varphi(\Omega) &= \\ &= -A_\varphi \left[\operatorname{Im} \dot{S}_v(\Omega) \frac{\partial \operatorname{Re} \dot{Q}}{\partial \varphi_0} + \operatorname{Re} \dot{S}_v(\Omega) \frac{\partial \operatorname{Im} \dot{Q}}{\partial \varphi_0} \right], \quad (36) \end{aligned}$$

$$\operatorname{Re} \dot{S}_F(\Omega) = -A_F \left[\operatorname{Re} \dot{S}_v \operatorname{Im} \dot{Q} + \operatorname{Im} \dot{S}_v(\Omega) \operatorname{Re} \dot{Q} \right], \quad (37)$$

$$\operatorname{Im} \dot{S}_F(\Omega) = A_F \left[\operatorname{Re} \dot{S}_v \operatorname{Re} \dot{Q} - \operatorname{Im} \dot{S}_v(\Omega) \operatorname{Im} \dot{Q} \right]. \quad (38)$$

Анализ системы (33)–(38) показывает, что схема ее решения почти не отличается от той, которая была предложена для статистической задачи. Так, с учетом (13)–(15) и (28), (29), уравнения (33), (35) и (37) позволяют записать:

$$\begin{aligned} \kappa \cos \gamma_0 &= 2 \frac{\Omega}{\lambda} \cos \theta_0 \times \\ &\times \frac{\operatorname{Re} \dot{S}_\theta(\Omega) \operatorname{Re} \dot{S}_F(\Omega) + \operatorname{Im} \dot{S}_\theta(\Omega) \operatorname{Im} \dot{S}_F(\Omega)}{|\dot{S}_F(\Omega)|^2}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \kappa \sin \gamma_0 &= -2 \frac{\Omega}{\lambda} \sin \theta_0 \times \\ &\times \frac{\operatorname{Re} \dot{S}_\theta(\Omega) \operatorname{Re} \dot{S}_F(\Omega) + \operatorname{Im} \dot{S}_\theta(\Omega) \operatorname{Im} \dot{S}_F(\Omega)}{|\dot{S}_F(\Omega)|^2}. \end{aligned}$$

Откуда легко получить:

$$\begin{aligned} \kappa(\Omega) &= \frac{2}{|\dot{S}_F(\Omega)|^2} \frac{\Omega}{\lambda} \left\{ \left[\operatorname{Re} \dot{S}_\theta(\Omega) \operatorname{Re} \dot{S}_F(\Omega) + \right. \right. \\ &+ \left. \operatorname{Im} \dot{S}_\theta(\Omega) \operatorname{Im} \dot{S}_F(\Omega) \right]^2 \cos^2 \theta_0 + \\ &+ \left[\operatorname{Re} \dot{S}_\varphi(\Omega) \operatorname{Re} \dot{S}_F(\Omega) + \right. \\ &+ \left. \operatorname{Im} \dot{S}_\varphi(\Omega) \operatorname{Im} \dot{S}_F(\Omega) \right]^2 \sin^2 \theta_0 \left. \right\}^{1/2}, \quad (39) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \gamma_0(\Omega) &= -\operatorname{tg} \theta_0 \times \\ &\times \frac{\operatorname{Re} \dot{S}_\varphi(\Omega) \operatorname{Re} \dot{S}_F(\Omega) + \operatorname{Im} \dot{S}_\varphi(\Omega) \operatorname{Im} \dot{S}_F(\Omega)}{\operatorname{Re} \dot{S}_\theta(\Omega) \operatorname{Re} \dot{S}_F(\Omega) + \operatorname{Im} \dot{S}_\theta(\Omega) \operatorname{Im} \dot{S}_F(\Omega)}. \quad (40) \end{aligned}$$

Итак, как и при решении статистической обратной задачи, для восстановления волнового числа, $\kappa(\Omega)$, и направления движения, $\gamma_0(\Omega)$, неоднородностей нет необхо-

димости знать параметры невозмущенного ионосферного слоя.

Согласно (37) и (38), с учетом (13), для комплексного спектра флуктуаций электронной концентрации имеем:

$$\operatorname{Re} \dot{S}_v(\Omega) = \frac{\operatorname{Im} \dot{S}_F(\Omega) \cos \Psi - \operatorname{Re} \dot{S}_F(\Omega) \sin \Psi}{A_F G}, \quad (41)$$

$$\operatorname{Im} \dot{S}_v(\Omega) = -\frac{\operatorname{Im} \dot{S}_F(\Omega) \sin \Psi + \operatorname{Re} \dot{S}_F(\Omega) \cos \Psi}{A_F G},$$

где, как следует из (15) при $\varphi_0 = 0$ (трасса ориентирована вдоль оси x), $\Psi = \frac{1}{2} D_0 \kappa \cos \gamma_0$.

Таким образом, мы снова столкнулись с необходимостью вычисления G , т. е. интеграла (32). Как уже отмечалось, это можно сделать, используя численные методы, или в аналитической форме для некоторых модельных профилей электронной концентрации невозмущенного ионосферного слоя. Рассмотрим вторую возможность для параболической модели ионосферы, которая чаще всего используется для описания высотного распределения электронной концентрации $N_e(z)$ в слое F ,

$$N_e(z) = \begin{cases} N_m \left[1 - (z - z_m)^2 / y_m^2 \right], & |z - z_m| \leq y_m, \\ 0, & |z - z_m| > y_m, \end{cases} \quad (42)$$

где N_m – электронная концентрация в максимуме слоя, z_m – высота максимума, y_m – полутолщина регулярной ионосферы.

Согласно [7] лучевое уравнение можно представить в гамильтоновой форме как

$$\frac{d^2 z}{d\rho^2} = \alpha^2 \frac{z - z_m}{y_m^2}, \quad (43)$$

где $\alpha = f_{cr} / f$.

Будем отсчитывать ρ от точки отражения луча от ионосферы. Тогда, учитывая, что $\left. \frac{dz}{d\rho} \right|_{\rho=\rho_{\text{вх}}} = \cos \theta_0$ и $\left. \frac{dz}{d\rho} \right|_{\rho=0} = 0$ ($\rho_{\text{вх}}$ соответствует точке падения луча на ионосферу), решением уравнения (43) является

$$z - z_m = -\sqrt{y_m^2 - (\cos \theta_0 / \beta)^2} \cosh(\beta \rho),$$

где $\beta = \alpha / y_m$.

Будем считать, что высотное распределение амплитуды ПИВ повторяет профиль электронной концентрации $N_e(z)$, который задан уравнениям (42). Тогда, поскольку траектория является симметричной относительно точки отражения, в которой $\rho = 0$, интеграл (32) можно записать как

$$G = 2\alpha^2 \int_0^{\rho_{\text{вх}}} d\rho \left\{ 1 - \left[1 - (\cos \theta_0 / \alpha)^2 \right] \cosh^2 \beta \rho \right\} \times \times \cos(\kappa \rho \sin \theta_0 \cos \gamma_0),$$

$$\text{где } \rho_{\text{вх}} = \frac{1}{2\beta} \ln \frac{\alpha + \cos \theta_0}{\alpha - \cos \theta_0}.$$

Легко видеть, что это выражение представляет собой сумму трех интегралов, каждый из которых сводится к табличному [9]. Затем имеем

$$G = \frac{4\alpha^2}{4\alpha^2 + y_m^2 \xi^2} \left\{ (\cos^2 \theta_0 + \alpha^2) \frac{\sin(\rho_{\text{вх}} \xi)}{\xi} - - y_m \cos \theta_0 \cos(\rho_{\text{вх}} \xi) \right\}, \quad (44)$$

где $\xi = \kappa \sin \theta_0 \cos \gamma_0$.

Таким образом, схема решения динамической обратной задачи для параболического профиля электронной концентрации невозмущенного ионосферного слоя явля-

ется следующей. Сначала спектры вариаций измеренных параметров сигналов используются для восстановления по формулам (39) и (40) соответственно волнового числа и направления движения неоднородностей. Потом для восстановленных k и γ_0 и заданных параметров невозмущенной компоненты плазменного слоя с помощью (44) вычисляется параметр G , который подставляется в (41) для оценки реальной и мнимой частей пространственно-временного спектра ПИВ. В случае более сложного профиля $N_e(z)$, который не позволяет получить G в аналитической форме, надо воспользоваться численными методами интегрирования лучевых уравнений.

Следует отметить, что для решения динамической обратной задачи пока было задействовано только три уравнения из шести, составляющих систему (33)–(38), т. е. оставшиеся могут быть использованы для проверки устойчивости и достоверности решения.

Результаты компьютерного моделирования

Предложенный алгоритм был проверен с помощью компьютерного моделирования. Схема экспериментов была следующей. С помощью специально созданной программы численного интегрирования лучевых траекторий в неоднородной среде рассчитывались углы прихода и доплеровское смещение частоты сигналов для заданных параметров радиотрассы и модельных неоднородностей. Профиль электронной концентрации невозмущенной ионосферы описывался параболической моделью (см. (42)), а амплитуда возмущений задавалась в процентах относительно фоновой электронной концентрации.

Рассчитанные вариации параметров сигналов использовались в качестве входных данных для решения обратной задачи в соответствии с предложенным алгоритмом. Результаты восстановления сравнивались с исходными параметрами возмущений.

Всего было проведено около 30 экспериментов для разных параметров ионосферы и неоднородностей, результаты которых свидетельствуют об эффективности предложенного диагностического метода. В качестве примера в таблице представлены параметры исходного и восстановленного с помощью разработанного алгоритма ПИВ для одного из экспериментов. Видно, что метод обеспечивает высокую точность восстановления параметров модельных ПИВ. Так, например, погрешность восстановления скорости движения, длины волны и амплитуды ПИВ не превышает 3 %, а направления движения $1 \div 2^\circ$.

На рис. 2 для этих же модельных параметров изображены исходное и восстановленное распределение возмущенной компоненты электронной концентрации в горизонтальной плоскости на высоте максимума невозмущенного ионосферного слоя. Легко видеть, что представленные распределения практически одинаковы.

Аналогичные результаты были получены для вертикального сечения ионосферы вдоль оси x (см. рис. 3).

Таким образом, сравнение восстановленных параметров ПИВ с исходными для компьютерного моделирования показало высокую эффективность и надежность разработанного метода диагностики ПИВ в модели трехмерных волн плотности плазменной компоненты в ионосферном слое.

Таблица. Результаты восстановления параметров ПИВ в модели трехмерных волн плотности плазменной компоненты

Параметры ПИВ	Исходное ПИВ	Восстановленное ПИВ
Скорость движения, м/с	100	99.4
Длина волны, км	300	298
Направление движения, градусы	30	29.97
Амплитуда, $\delta N_e / N_e$, %	3	2.98

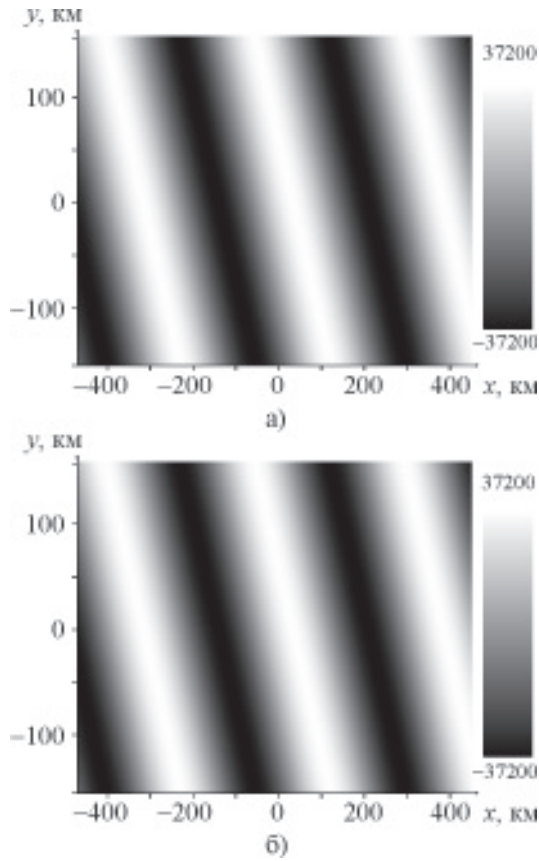


Рис. 2. Исходное (а) и восстановленное (б) распределение возмущенной компоненты электронной концентрации в горизонтальной плоскости на высоте максимума невозмущенного ионосферного слоя для параметров модельных ПИВ из таблицы. Плотность плазменной компоненты представлена в условных цветах. Горизонтальная, x , и вертикальная, y , оси приведены в километрах относительно средней точки радиотрассы $x, y = 0$

Выводы

В данной работе дальнейшее развитие получила технология частотно-углового зондирования перемещающихся ионосферных возмущений, предложенная ранее в [2, 3]. В частности, разработан метод частотно-углового зондирования ПИВ, позволяющий восстанавливать параметры ПИВ в виде трехмерных волн плотности, распространяющихся в реальном ионосферном слое. Метод основан на измерении вариаций

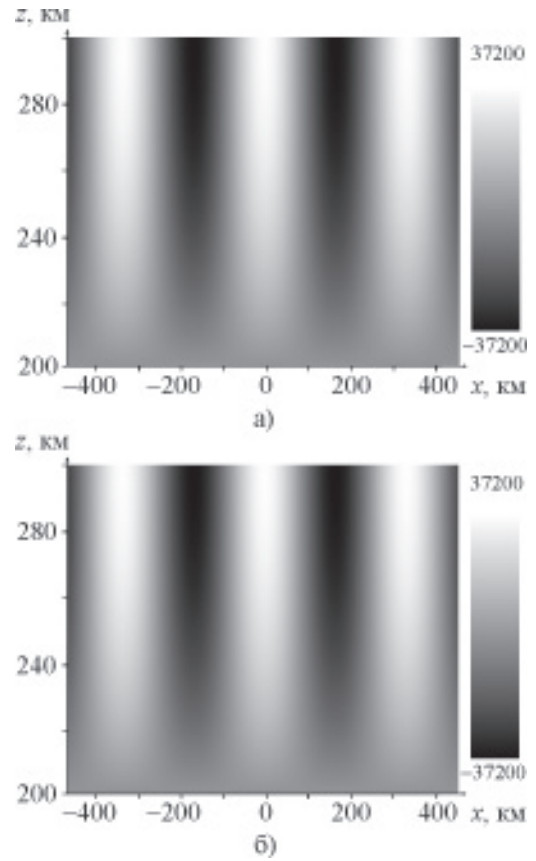


Рис. 3. Исходное (а) и восстановленное (б) распределение возмущенной компоненты электронной концентрации в вертикальном сечении ионосферного слоя вдоль оси x для параметров модельных ПИВ из таблицы. Плотность плазменной компоненты представлена в условных цветах. Вертикальная, z , и горизонтальная, x , оси приведены в километрах. Координата $x = 0$ соответствует средней точке радиотрассы

углов прихода и доплеровского смещения частоты отраженных от ионосферы КВ сигналов. Задача восстановления параметров ПИВ решена в статистической и динамической постановках, что позволяет восстанавливать их изменение во времени, а также визуализировать сами возмущения. Разработан пакет прикладных программ для решения прямой задачи моделирования траекторных параметров сигналов, распространяющихся в реальном ионосферном слое, и восстановления параметров

и визуализации возмущений. Проведено компьютерное моделирование, которое показало высокую эффективность и надежность разработанного метода, что дает реальные предпосылки для использования его в системе глобальной диагностики ПИВ.

Авторы признательны Ю. М. Ямпольскому (РИ НАН Украины) за полезные замечания и советы, а также А. В. Колоскову (РИ НАН Украины) за помощь в компьютерном моделировании.

Литература

1. P. J. Williams. Tides, Atmospheric Gravity Waves and Travelling Disturbances in the Ionosphere. In: Modern Ionospheric Science. H. Kohl, R. Ruster, K. Schlegel (Eds). – EGS, Katlenburg-Lindau, FRG, 1996. – P. 136-180.
2. V. S. Beley, V. G. Galushko and Y. M. Yampolski. Traveling ionospheric disturbance diagnostics using HF signal trajectory parameter variations // Radio Sci. – 1995. – Vol. 30, No. 6. – P. 1739-1752.
3. V. S. Beley, V. G. Galushko, D. Paznukhov, B. W. Reinisch, and Y. M. Yampolski. HF Radar Sounding of TIDs with the Use of the DPS System and Signals from Broadcasting Stations // Proc. PIRS-2000, July 5-14. – Cambridge, Mass. (USA). – 2000. – P. 603.
4. B. W. Reinisch. Modern ionosondes. In: Modern Ionospheric Science. H. Kohl, R. Ruster, K. Schlegel (Eds). – EGS, Katlenburg-Lindau, FRG, 1996. – P. 440-458.
5. V. G. Galushko, Y. M. Yampolski, V. S. Beley, J. C. Foster, P. J. Erickson, B. W. Reinisch and V. V. Paznukhov. HF/VHF Multisite Radar Diagnostics of Ionospheric Disturbances // Proc. PIRS-2002, July 1-5. – Cambridge, Mass. (USA). – 2002. – P. 171.
6. V. G. Galushko, V. S. Beley, A. V. Koloskov, Yu. M. Yampolski, B. W. Reinisch, V. V. Paznukhov, J. C. Foster, and P. J. Erickson. Frequency-and-Angular HF Sounding and VHF ISR Diagnostics of TIDs // Radio Sci. – 2003. – Vol. 38, No. 6. – P. 10-1 – 10-9.
7. Ю. А. Кравцов, Ю. И. Орлов. Геометрическая оптика неоднородных сред. – М.: Наука, 1980. – 394 с.
8. V. G. Galushko, V. V. Paznukhov, Y. M. Yampolski, and J. C. Foster. Incoherent scatter radar

observations of AGW/TID events generated by the moving solar terminator // Ann. Geophysicae. – 1998. – Vol. 16. – P. 821-827.

9. И. С. Градштейн, И. М. Рыжик. Таблицы интегралов, сумм и произведений. – М.: Физматгиз, 1962. – 1100 с.

Частотно-кутове зондування рухомих іоносферних збурень у моделі тривимірних хвиль щільності, що поширюються в іоносферному шарі

В. Г. Галушко, А. С. Кашеєв

Розроблено метод частотно-кутового зондування рухомих іоносферних збурень (РІЗ), котрий ґрунтується на вимірюванні варіацій кутів приходу і доплерівського зсуву частоти відбитих від іоносфери КХ сигналів. Зворотню задачу розв'язано для моделі РІЗ у вигляді тривимірних хвиль щільності, що поширюються у реальному іоносферному шарі. Виконано комп'ютерне моделювання створених діагностичних алгоритмів, результати якого свідчать про високу ефективність методу.

Frequency-and-Angular Sounding of Traveling Ionospheric Disturbances in the Model of 3D Electron Density Waves Propagating in a Real Ionospheric Layer

V. G. Galushko and A. S. Kascheev

A frequency-and-angular sounding technique is suggested for diagnostics of traveling ionospheric disturbances (TID) based on measurements of arrival angles and Doppler frequency shift variations of HF radio signals reflected from the ionosphere. The respective inverse problem was solved for a TID model in the form of 3D electron density waves propagating in a real ionospheric layer. The developed diagnostic algorithms were tested through computer simulation whose results demonstrate a high efficiency of the technology suggested.

О методе малых возмущений в теории рассеяния волн статистически неровной поверхностью

А. С. Брюховецкий

*Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины,
ул. Ак. Проскуры, 12, г. Харьков, 61085, Украина
ire@ire.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 5 апреля 2006 г.

На основе единой методики рассмотрены три варианта метода малых возмущений в решении задачи рассеяния волн статистически неровной поверхностью: борновское разложение, приближение Бурре и приближение Крейчнана. Установлена взаимосвязь в виде предельных переходов между указанными приближениями в определенных областях значений физических параметров.

Введение

Метод малых возмущений [1] является достаточно эффективным средством приближенного решения задачи о рассеянии волн малыми случайными неровностями поверхности раздела сред распространения. Теоретическим исследованиям этой проблемы посвящено большое число оригинальных работ, которые нашли свое отражение в монографиях [2-4]. Внимательное ознакомление с ними показывает, что варианты метода малых возмущений у разных авторов иногда существенно отличаются. В основном можно выделить три варианта: борновское разложение, так называемое приближение Бурре и приближение Крейчнана. Такая многовариантность обусловлена возможностью выбора разных задач в качестве невозмущенных, как это будет видно в ходе дальнейшего рассмотрения.

Способы и техника получения решения для указанных приближений весьма многообразны: метод Фурье, интегро-дифференциальная формулировка задачи с последующими итерациями, диаграммная техника Фейнмана, методы абстрактной алгебры линейных операторов, метод вариационных

производных и т. д. Получаемые при этом конечные выражения зачастую отличаются лишь несущественными деталями.

При всем многообразии работ по данной тематике практически не проводились анализ взаимосвязи указанных решений, определение общих областей задания физических параметров, где отличия приближенных решений обязаны быть малыми в силу требований единственности решения соответствующей физической проблемы.

Исследование этих вопросов является целью настоящей работы. Математическое построение для рассматриваемых приближений осуществлялось с помощью одного и того же метода – метода Фурье, что в значительной мере облегчает проведение сравнительного анализа получаемых решений для фурье-амплитуд искомого поля.

Постановка задачи

Рассмотрим задачу о рассеянии скалярного волнового поля $U(x, y, z)$ малыми случайными неровностями поверхности $z = \zeta(x, y)$, в “среднем” (по ансамблю реализаций) являющейся плоскостью $z = \langle \zeta(x, y) \rangle = 0$.

Рассматриваемую математическую задачу составляют:

а) волновое уравнение (уравнение Гельмгольца):

$$(\Delta_R + k^2)U(\vec{R}) = 0, \quad \vec{R} = \{x, y, z\}, \quad (1)$$

б) граничное условие смешанного типа на случайной поверхности:

$$\left(\frac{\partial}{\partial N} + ik\eta_0 \right) U \Big|_{z=\zeta(\vec{r})} = 0, \quad \vec{r} = \{x, y\}; \quad (2)$$

в) условие на бесконечности $z \rightarrow +\infty$:

$$U(\vec{R}) \rightarrow (C_1 e^{-ik_z z} + C_2' e^{ik_z z}) e^{i\vec{k}_\perp \vec{r}} + C_2''(x, y, z), \quad (3)$$

где C_1 и C_2' – константы, а $C_2''(x, y, z) \rightarrow 0$ при $\zeta(x, y) \rightarrow 0$.

Здесь $\vec{k} = \vec{k}_\perp + \vec{i}_z k_z$ – волновой вектор падающей плоской монохроматической волны, \vec{k}_\perp и $\vec{i}_z k_z$ – составляющие его в плоскости $z = 0$ и перпендикулярно к ней, \vec{i}_z – орт оси z , $k_z = \sqrt{k^2 - k_\perp^2}$; $\Delta_R = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \equiv \Delta_r + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ – оператор Лапласа в трехмерном пространстве x, y, z ; $\frac{\partial}{\partial N} = \left(\frac{\partial}{\partial z} - \nabla_r \zeta \nabla_r \right) \times (1 + (\nabla_r \zeta)^2)^{-1/2}$ – производная по нормали к поверхности $z = \zeta(x, y)$, причем $\nabla_r = \left\{ \frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y} \right\}$.

Поверхностный импеданс η_0 считается малым ($|\eta_0| \ll 1$).

Такая постановка задачи отвечает рассеянию плоской волны $C_1 e^{i(\vec{k}_\perp \vec{r} - k_z z)}$, падающей из области $z \rightarrow +\infty$ на шероховатую плоскость [2]. Ее решение является основой для исследования более общей задачи рассеяния поля точечного источника, если при-

нять во внимание разложение Вейля по неоднородным плоским волнам [2, 3]. Без потери общности можно считать $C_1 = 1$.

Малыми параметрами задачи являются безразмерная высота неровностей $|k\zeta| \ll 1$ и их наклоны $|\nabla_r \zeta| \ll 1$ [3, 4]. Ограничимся во всех разложениях по степеням этих параметров квадратичными членами. Это позволит в дальнейших преобразованиях использовать детально разработанный математический аппарат корреляционной теории случайных функций. Учет в разложениях более высоких степеней случайных величин означает выход за рамки корреляционной теории и в плане получения конкретных результатов является малорезультативным. С учетом вышесказанного граничное условие (2) заменяется приближенным:

$$\left(\frac{\partial}{\partial N} + ik\eta_0 \right) U \Big|_{z=\zeta(\vec{r})} \approx \left[\frac{\partial}{\partial z} - \nabla_r \zeta \nabla_r - \frac{1}{2} (\nabla_r \zeta)^2 \frac{\partial}{\partial z} \right] U \Big|_{z=\zeta} = 0. \quad (4)$$

Перенесем граничные условия на среднюю поверхность $z = 0$, разложив (4) в ряд Тейлора с точностью до квадратичных членов:

$$\left(\frac{\partial}{\partial N} + ik\eta_0 \right) U \Big|_{z=\zeta(\vec{r})} \approx \hat{L}'_0(U) + \hat{L}'_1(U) + \hat{L}'_2(U) = 0. \quad (5)$$

Здесь

$$\hat{L}'_0(U) = \left(\frac{\partial}{\partial N} + ik\eta_0 \right) \left(U + \zeta \frac{\partial U}{\partial z} + \frac{\zeta^2}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} \right) \Big|_{z=0}, \quad (6)$$

$$\hat{L}'_1(U) = -\nabla_r \zeta \nabla_r \left(U + \zeta \frac{\partial U}{\partial z} \right) \Big|_{z=0}, \quad (7)$$

$$\hat{L}'_2(U) = -\frac{1}{2} (\nabla_r \zeta)^2 \frac{\partial U}{\partial z} \Big|_{z=0}. \quad (8)$$

Дальнейшие преобразования зависят от конкретно выбранного метода возмущений.

Борновское разложение

Конечной целью рассматриваемой задачи является определение статистических характеристик рассеянного поля, что предполагает проведение операций усреднения. Они могут выполняться после приближенного решения поставленной математической задачи либо до ее решения в исходных уравнениях, меняя таким образом саму постановку задачи.

При определенных условиях операции приближенного решения и усреднения не коммутируют, в чем мы убедимся в ходе исследования.

В борновском разложении сначала получается приближенное решение, а затем производится усреднение. Предполагается, что решение можно представить в виде ряда

$$U = U_0 + U_1 + U_2 + \dots, \quad (9)$$

где $U_j \sim |\zeta|^j$, ($j = 0, 1, 2, \dots$).

Такая зависимость означает аналитичность решения, которое становится неприменимым в области значений физических параметров, где возмущения имеют сингулярный характер. Подставим его в уравнение (5) и приравняем нулю члены одного порядка величины, ограничившись квадратичными по $|\zeta|$ членами:

$$\hat{L}_0(U_0) = \left(\frac{\partial}{\partial z} + ik\eta_0 \right) U_0 \Big|_{z=0} = 0, \quad (10)$$

$$\hat{L}_1(U_0, U_1) = \left(\frac{\partial}{\partial z} + ik\eta_0 \right) \times$$

$$\times \left(U_1 + \zeta \frac{\partial U_0}{\partial z} \right) - \nabla_r \zeta \nabla_r U_0 \Big|_{z=0} = 0, \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \hat{L}_2(U_0, U_1, U_2) = & \left(\frac{\partial}{\partial z} + ik\eta_0 \right) \left(U_2 + \zeta \frac{\partial U_1}{\partial z} + \frac{\zeta^2}{2} \frac{\partial^2 U_0}{\partial z^2} \right) - \\ & - \nabla_r \zeta \nabla_r \left(U_1 + \zeta \frac{\partial U_0}{\partial z} \right) - \frac{1}{2} (\nabla_r \zeta)^2 \frac{\partial U_0}{\partial z} \Big|_{z=0} = 0. \end{aligned} \quad (12)$$

В качестве математического метода построения решений уравнений (10)–(12), являющихся одновременно решениями уравнения (1), используем метод Фурье.

Представим $\zeta(\vec{r})$ и поля U_j на плоскости $z = 0$ разложениями Фурье с аналитическим продолжением полей [3, 4] в область $z > 0$:

$$\zeta(\vec{r}) = \iint d^2 \vec{\chi} \tilde{\zeta}(\vec{\chi}) e^{i\vec{\chi}\vec{r}}, \quad \vec{\chi} = (\chi_1, \chi_2), \quad (13)$$

$$U_j(\vec{r}, z) = \iint d^2 \vec{k}_{j\perp} \tilde{U}_j(\vec{k}_{j\perp}) e^{i(\vec{k}_{j\perp}\vec{r} + k_{jz}z)}, \quad (14)$$

$$\vec{k}_{j\perp} = (k_{1j}, k_{2j}),$$

где $k_{jz} = \sqrt{k^2 - k_{j\perp}^2}$, ($j = 1, 2, \dots$). Пределы интегрирования по компонентам векторов $\vec{\chi}$ и $\vec{k}_{j\perp}$ от $-\infty$ до $+\infty$ для краткости обозначений опущены. Здесь и далее тильдой (\sim) помечены фурье-амплитуды величин.

Предположение, что рассеянное поле содержит лишь уходящие от поверхности $z = 0$ волны, называется гипотезой Рэлея ([4], с. 221). В разложении невозмущенного

поля U_0 в силу условия (3) следует учесть как уходящие ($\sim e^{ik_z z}$), так и приходящие волны ($\sim e^{-ik_z z}$).

Решение уравнения (10) для амплитуды Фурье $\tilde{U}_0(\vec{k}_{0\perp})$ выглядит следующим образом:

$$\tilde{U}_0(\vec{k}_{0\perp}) = [e^{-ik_z z} + V_0(\vec{k}_\perp) e^{ik_z z}] \delta(\vec{k}_{0\perp} - \vec{k}_\perp), \quad (15)$$

$$V_0(\vec{k}_\perp) = (k_z - k\eta_0)/(k_z + k\eta_0) - \quad (16)$$

коэффициент отражения Френеля когерентной волны от плоскости. Нетрудно показать, что из требования $|V_0(\vec{k}_\perp)|^2 \leq 1$ для физически реализуемых значений импеданса следует ограничение $\text{Re}\eta_0 \geq 0$.

Аналогичным образом для амплитуды Фурье $\tilde{U}_1(\vec{k}_{1\perp})$ из (11) получаем:

$$\begin{aligned} \tilde{U}_1(\vec{k}_{1\perp}) &= \frac{1}{k_{1z} + k\eta_0} \tilde{\zeta}(\vec{k}_{1\perp} - \vec{k}_\perp) \times \\ &\times \left\{ \left[\vec{k}_\perp (\vec{k}_{1\perp} - \vec{k}_\perp) - k_z^2 \right] \left[1 + V_0(\vec{k}_\perp) \right] - \right. \\ &\left. - k k_2 \eta_0 \left[-1 + V_0(\vec{k}_\perp) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (17)$$

Заметим для дальнейшего, что

$$1 + V_0(\vec{k}_\perp) = 2k_z / (k_z + k\eta_0), \quad (18)$$

$$-1 + V_0(\vec{k}_\perp) = -2k\eta_0 / (k_z + k\eta_0)$$

$$\vec{k}_\perp (\vec{k}_{1\perp} - \vec{k}_\perp) - k_z^2 = \vec{k}_\perp \vec{k}_{1\perp} - k^2. \quad (19)$$

Используя (15) и (17), из (12) находим:

$$\tilde{U}_2(\vec{k}_{2\perp}) = \frac{-i}{k_{2z} + k\eta_0} \left\{ \tilde{f}_0(\vec{k}_{2\perp}) + \tilde{f}_1(\vec{k}_{2\perp}) \right\}. \quad (20)$$

Здесь $\tilde{f}_0(\vec{k}_{2\perp})$ и $\tilde{f}_1(\vec{k}_{2\perp})$ – фурье-амплитуды выражений в (12), содержащих U_0 и U_1 соответственно:

$$\begin{aligned} \tilde{f}_0(\vec{k}_{2\perp}) &= -ik_z \iint d\vec{x} \tilde{\zeta}(\vec{x}) \zeta(\vec{k}_{2\perp} - \vec{k}_\perp - \vec{x}) \left[-1 + V_0(\vec{k}_\perp) \right] \times \\ &\times \left\{ \frac{1}{2} \vec{x} (\vec{k}_{2\perp} - \vec{k}_\perp - \vec{x}) - \vec{x} (\vec{k}_{2\perp} - \vec{x}) \right\}, \end{aligned} \quad (21)$$

$$\begin{aligned} \tilde{f}_1(\vec{k}_{2\perp}) &= -\iint d^2 \vec{k}_{1\perp} \tilde{\zeta}(\vec{k}_{2\perp} - \vec{k}_{1\perp}) \tilde{U}_1(\vec{k}_{1\perp}) \times \\ &\times \left\{ k_{1z} (k_{1z} + k\eta_0) - \vec{k}_{1\perp} (\vec{k}_{2\perp} - \vec{k}_{1\perp}) \right\}. \end{aligned} \quad (22)$$

Если представить поле U в виде суммы среднего $\langle U \rangle$ и флуктуации $u = U - \langle U \rangle$, то с принятой точностью получим:

$$\langle U \rangle = U_0 + \langle U_2 \rangle, \quad (23)$$

$$u = U_1 + U_2 - \langle U_2 \rangle. \quad (24)$$

Дальнейшее продвижение в вычислениях возможно, если предположить статистическую однородность случайного поля $\zeta(\vec{r})$,

$$\sigma^2 W(\vec{r} - \vec{r}') = \langle \zeta(\vec{r}) \zeta(\vec{r}') \rangle, \quad (25)$$

означающую симметрию корреляционной функции относительно группы трансляций в плоскости $z = 0$. В формуле (25) введена дисперсия $\sigma^2 = \langle \zeta^2 \rangle$.

В соответствии с теоремой Винера–Хинчина [5] для коррелятора спектральных амплитуд шероховатостей имеем соотношение:

$$\langle \tilde{\zeta}(\vec{\chi}) \tilde{\zeta}(\vec{\chi}') \rangle = \sigma^2 \tilde{W}(\vec{\chi}) \delta(\vec{\chi} + \vec{\chi}'), \quad (26)$$

где

$$\sigma^2 \tilde{W}(\vec{\chi}) = \frac{\sigma^2}{(2\pi)^2} \iint d^2\vec{\rho} W(\vec{\rho}) e^{-i\vec{\chi}\vec{\rho}} - \quad (27)$$

преобразование Фурье от корреляционной функции (симметричный $\tilde{W}(\vec{\chi}) = \tilde{W}(-\vec{\chi})$) пространственный спектр неровностей [5]).

С учетом сказанного средние значения слагаемых в правой части (20) равны:

$$\frac{-i}{k_{2z} + k\eta_0} \langle \tilde{f}_0(\vec{k}_{2\perp}) \rangle = -\delta(\vec{k}_{2\perp} - \vec{k}_\perp) \frac{2kk_z\eta_0}{k_z + k\eta_0} \sigma^2 \times \iint d^2\vec{\chi} \tilde{W}(\vec{\chi}) \left(\frac{3}{2}\chi^2 + \vec{\chi}\vec{k}_\perp \right), \quad (28)$$

$$\frac{-i}{k_{2z} + k\eta_0} \langle \tilde{f}_1(\vec{k}_{2\perp}) \rangle = -\delta(\vec{k}_{2\perp} - \vec{k}_\perp) \frac{2kk_z}{k_z + k\eta_0} \frac{\sigma^2}{k} \times \iint d^2\vec{k}_{1\perp} \frac{\tilde{W}(\vec{k}_\perp - \vec{k}_{1\perp})}{k_{1z} + k\eta_0} [\vec{k}_\perp\vec{k}_{1\perp} - k^2 + k^2\eta_0^2] \times [\vec{k}_\perp\vec{k}_{1\perp} - k^2 - kk_{1z}\eta_0]. \quad (29)$$

Наличие δ -функции от аргумента $\vec{k}_{2\perp} - \vec{k}_\perp$ показывает, что поправки на неровности не меняют “зеркального” отражения среднего поля. Заметим, что вклад в результат интегрирования от второго слагаемого $\vec{\chi}\vec{k}_\perp$ в (28) равен нулю в силу симметрии $\tilde{W}(\vec{\chi}) = \tilde{W}(-\vec{\chi})$.

Приближение Крейчнана

Для построения решения в этом приближении воспользуемся способом, предложенным ранее в работе [6]. Прибавим к обеим частям равенства (5) величину $ik(\eta - \eta_0)U|_{z=0}$, где ηU – результат действия на U некоего линейного интегрального оператора, который будет определен ниже.

В результате получим:

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + ik\eta \right) U \Big|_{z=0} = - \left(\frac{\partial}{\partial z} + ik\eta_0 \right) \times \left(\zeta \frac{\partial}{\partial z} U + \frac{\zeta^2}{2} \frac{\partial^2}{\partial z^2} U \right) + \nabla_r \zeta \nabla_r \left(U + \zeta \frac{\partial U}{\partial z} \right) + \frac{1}{2} (\nabla_r \zeta)^2 \frac{\partial}{\partial z} U + ik(\eta - \eta_0) U \Big|_{z=0}. \quad (30)$$

Представим U в виде суммы среднего $\langle U \rangle$ и флуктуаций $u \sim O(\zeta)$. Усредняя (30), получим:

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + ik\eta \right) \langle U \rangle \Big|_{z=0} = F_0 + F_1 + F_2 + F_3 + O(\zeta^3), \quad (31)$$

где

$$F_0 = \nabla_r \zeta \nabla_r \left(\zeta \frac{\partial}{\partial z} \langle U \rangle \right) + \frac{1}{2} (\nabla_r \zeta)^2 \frac{\partial}{\partial z} \langle U \rangle \Big|_{z=0},$$

$$F_1 = \left\langle \left[\nabla_r \zeta \nabla_r - \zeta \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial}{\partial z} + ik\eta_0 \right) \right] U \right\rangle \Big|_{z=0},$$

$$F_2 = -\frac{1}{2} \langle \zeta^2 \rangle \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left(\frac{\partial}{\partial z} + ik\eta_0 \right) \langle U \rangle \Big|_{z=0},$$

$$F_3 = ik(\eta - \eta_0) \langle U \rangle \Big|_{z=0}.$$

При этом предполагается, что $\eta - \eta_0 \rightarrow 0$ как σ^2 , если $\zeta \rightarrow 0$.

Вычтем (31) из (30), ограничившись линейными по ζ членами:

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + ik\eta \right) u \Big|_{z=0} = \left[\nabla_r \zeta \nabla_r - \zeta \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial}{\partial z} + ik\eta_0 \right) \right] \langle U \rangle + O(\zeta^2). \quad (32)$$

Особо подчеркнем, что выражения $O(\zeta^3)$ в (31) и $O(\zeta^2)$ в (32) содержат статистические моменты искомым величин более высокого порядка по сравнению с явно выписанными. Их сохранение приводит к незамкнутости статистической цепочки уравнений для искомым моментов. Пренебрежение ими делает систему уравнений (31), (32) замкнутой и является таким образом “гипотезой замыкания”.

Положим, что преобразование Фурье от ηU сводится к умножению фурье-амплитуды $\tilde{U}(k_{2\perp})$ на некоторое значение функции $\eta(\vec{k}_{2\perp})$ от фурье-переменной $\vec{k}_{2\perp}$. Оператор η играет при этом роль нелокального импеданса поверхности ([3], с. 364), другими словами, импеданса с пространственной дисперсией. Чтобы функция $\eta(\vec{k}_{2\perp})$ была эффективным импедансом среднего поля $\langle U \rangle$, потребуем обращения в нуль левой и правой частей (31). Из условия равенства нулю левой части и условия на бесконечности получим выражение для фурье-амплитуды среднего поля:

$$\left. \langle \tilde{U}(\vec{k}_{2\perp}) \right|_{z=0} = \delta(\vec{k}_{2\perp} - k_{\perp}) \left[e^{-ik_z z} + V(\vec{k}_{\perp}) e^{-ik_z z} \right]_{z=0}, \quad (33)$$

где

$$V(\vec{k}_{\perp}) = C'_2 = (k_{2z} - k\eta(\vec{k}_{\perp})) / (k_z + k\eta(\vec{k}_{\perp})). \quad (34)$$

Коэффициент отражения (34) среднего поля $V(\vec{k}_{2\perp})$ отличается от такового (16) для невозмущенного поля заменой η_0 на величину $\eta(\vec{k}_{2\perp})$, которая определяется из условия обращения в нуль правой части (31). Предварительно необходимо определить флуктуации поля через среднее из уравнения (32). Очевидно, оно отличается от (11) заменами $U_1 \rightarrow u$, $U_0 \rightarrow \langle U \rangle$, $\eta_0 \rightarrow \eta$. Следовательно, по аналогии с (17) для фурье-амплитуды флуктуации будем иметь

$$\begin{aligned} \tilde{u}(\vec{k}_{1z}) &= \frac{i}{k_{1z} + k\eta(\vec{k}_{1\perp})} \tilde{\xi}(\vec{k}_{1\perp} - \vec{k}_{\perp}) \times \\ &\times \left\{ \left[\vec{k}_{\perp} (\vec{k}_{1\perp} - k_{\perp}) - k_z^2 \right] \left[1 + V(\vec{k}_{\perp}) \right] - \right. \\ &\left. - k k_z \eta_0 \left[-1 + V(\vec{k}_{\perp}) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (35)$$

Вычисления фурье-амплитуд выражений F_j в правой части (31) приводят к результату:

$$\tilde{F}_0(\vec{k}_{2\perp}) = \eta(\vec{k}_{\perp}) B \sigma^2 \iint d^2 \vec{\chi} \tilde{W}(\vec{\chi}) \left(\frac{3}{2} \chi^2 + \vec{k}_{\perp} \vec{\chi} \right), \quad (36)$$

$$\begin{aligned} \tilde{F}_1(\vec{k}_{2\perp}) &= B \frac{\sigma^2}{k} \times \\ &\times \iint d^2 \vec{k}_{1\perp} \frac{\tilde{W}(\vec{k}_{\perp} - \vec{k}_{1\perp})}{k_{1z} + k\eta(\vec{k}_{1\perp})} \left[\vec{k}_{\perp} \vec{k}_{1\perp} - k^2 + k^2 \eta_0 \eta(\vec{k}_{\perp}) \right] \times \\ &\times \left[\vec{k}_{\perp} \vec{k}_{1\perp} - k^2 - k k_{1z} \eta_0 \right], \end{aligned} \quad (37)$$

$$\tilde{F}_2(\vec{k}_{2\perp}) = B (k_z^2 \sigma^2 / 2) \left[\eta(\vec{k}_{\perp}) - \eta_0 \right], \quad (38)$$

$$\tilde{F}_3(\vec{k}_{2\perp}) = -B \left[\eta(\vec{k}_{\perp}) - \eta_0 \right], \quad (39)$$

$$B = - \frac{2i k k_z}{k_z - k\eta(\vec{k}_{\perp})} \delta(\vec{k}_{2\perp} - \vec{k}_{\perp}).$$

Приравняв нулю сумму выражений (36)–(39), получаем интегральное уравнение, определяющее $\eta(\vec{k}_{\perp})$:

$$\begin{aligned} \Delta \eta \equiv \eta(\vec{k}_{\perp}) - \eta_0 &= \\ &= (1 - k_z^2 \sigma^2 / 2)^{-1} \iint d^2 \vec{k}_{1\perp} \frac{k^{-1} \sigma^2 \tilde{W}(\vec{k}_{\perp} - \vec{k}_{1\perp})}{k_{1z} + k\eta(\vec{k}_{1\perp})} \times \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \times [\bar{k}_\perp \bar{k}_{1\perp} - k^2 + k^2 \eta_0 \eta(\bar{k}_\perp)] [\bar{k}_\perp \bar{k}_{1\perp} - k^2 - k k_{1z} \eta_0] + \\ & + \eta(\bar{k}_\perp) (1 - k_z^2 \sigma^2 / 1)^{-1} \iint d^2 \bar{\chi} \sigma^2 \bar{W}(\bar{\chi}) \left(\frac{3}{2} \chi^2 + \bar{k}_\perp \bar{\chi} \right). \end{aligned} \quad (40)$$

Как указывалось ранее, слагаемое $\bar{k}_\perp \bar{\chi}$ во втором интеграле при интегрировании дает нулевой вклад, а вклад первого равен $(3/2) \langle (\nabla \zeta)^2 \rangle \ll 1$. Величина первого интеграла того же порядка. Тогда в силу малости $\eta(\bar{k}_\perp)$ вторым интегралом в (40) можно пренебречь, а кроме того, положить $(1 - k_z^2 \sigma^2 / 2)^{-1} \approx 1$, поскольку $k_z \sigma \ll 1$ – малый параметр задачи. При указанных упрощениях формула (40) совпадает с формулой (12) из работы [6], где с самого начала в разложении (5) не учитывались члены $\sim (\nabla \zeta)^2$ и $\langle \zeta^2 \rangle$.

Приближение Бурре

Эквивалентные граничные условия для этого приближения получаются из условий (31), (32), если в них положить $\eta = \eta_0$, при этом для среднего поля получаем выражение:

$$\left\langle U(\bar{k}_{2\perp}) \right\rangle_{z=0} = \delta(\bar{k}_{2\perp} - \bar{k}_\perp) \left[e^{-ik_z z} + V_B(\bar{k}_\perp) e^{ik_z z} \right]_{z=0}, \quad (41)$$

где

$$V_B(\bar{k}_\perp) = [k_z - k \eta_B(\bar{k}_\perp)] / [k_z + k \eta_B(\bar{k}_\perp)], \quad (42)$$

а $\eta_B(\bar{k}_\perp)$ – первая итерация в интегральном уравнении (40) в приближении Крейчнана, если за нулевую итерацию в правой части (40) принять η_0 .

Флуктуационное поле в этом приближении выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} \tilde{u}(\bar{k}_{1\perp}) = & \frac{i}{k_{1z} + k \eta_0} \xi(\bar{k}_{1\perp} - \bar{k}_\perp) \left\{ [\bar{k}_\perp \bar{k}_{1\perp} - k^2] \times \right. \\ & \left. \times [1 + V_B(\bar{k}_\perp)] - k k_z \eta_0 [-1 + V_B(\bar{k}_\perp)] \right\}. \end{aligned} \quad (43)$$

В отличие от приближения Крейчнана (35) знаменатель (43) содержит η_0 вместо $\eta(\bar{k}_{1\perp})$. Отличием от первого борновского приближения (17) является наличие коэффициента отражения среднего поля $V_B(\bar{k}_\perp)$ вместо коэффициента отражения $V_0(\bar{k}_\perp)$ невозмущенного поля U_0 .

Поскольку соотношение между $|\eta_0|$ и $k^2 \sigma^2$ может быть произвольным, в силу этого в (40) произвольным может быть и соотношение между $|\Delta \eta|$ и $|\eta_0|$. Для итераций выше первой $\Delta \eta$ существенно меняется, если для результата интегрирования определяющими являются малые значения знаменателя $k_{1z} + k \eta(\bar{k}_{1\perp})$. Такое возможно лишь в очень специальном случае обратного резонансного рассеяния ($\bar{k}_{1\perp} = -\bar{k}_\perp$) поверхностных ($k_{1z} = 0$, т. е. $|\bar{k}_\perp| = k$) волн на одномерных неровностях с узкополосным ($\leq k |\eta(\bar{k}_{1\perp})|$) спектром (см. [7, 8]).

Предельные переходы

Для произвольных двумерных неровностей в уравнении (40) практически достаточно первой итерации, т. е. приближения Бурре для эффективного импеданса $\eta(\bar{k}_\perp) \approx \eta_B(\bar{k}_\perp)$. При этом среднее поле (33) в приближении Крейчнана будет равно среднему полю (41) в приближении Бурре. Заметим, что в отличие от борновского разложения зависимость (33), (41) и (35), (43) от возмущений (от дисперсии σ^2) имеет сингулярный характер и описывает смещение полюса коэффициента отражения в комплексной плоскости углов падения в зависимости от добавки в эффективном импедансе.

Приближенное равенство флуктуационных полей в приближении Бурре (43) и в приближении Крейчнана (35) возмож-

но, если, кроме равенства $\eta(\vec{k}_\perp) \approx \eta_B(\vec{k}_\perp)$, выполнено приближенное равенство

$$(k_{1z} + k\eta(\vec{k}_{1\perp}))^{-1} \approx (k_{1z} + k\eta_0)^{-1}, \quad (44)$$

для чего необходимо, чтобы выполнялось условие

$$|(\Delta\eta)_1/(k_{1z} + k\eta_0)| \ll 1, \quad (45)$$

$$(\Delta\eta)_1 = \eta_B(k_{1\perp}) - \eta_0.$$

В случае малого влияния рассеяния, $|(\Delta\eta)_1| \ll |\eta_0|$, условие (45) выполняется для любых углов рассеяния распространяющихся волн ($\cos\theta_1 \equiv k_{1z}/k \geq 0$) в силу условия $\text{Re}\eta_0 \geq 0$.

Если вклад рассеяния в импеданс значителен, $|(\Delta\eta)_1| \geq |\eta_0|$, то условие (45) выполняется лишь для $\cos\theta_1 \gg |(\Delta\eta)_1|$, а следовательно, и $\cos\theta_1 \geq |\eta_B(\vec{k}_{1\perp})|$, что означает отличные от скользящего направления рассеяния. В области скользящих углов приближение Крейчнана (35) в этом случае не переходит в приближение Бурре (43) для некогерентного рассеянного поля.

Для предельного перехода к разложению Борна необходимо, чтобы $V_B(\vec{k}_\perp)$ можно было представить в виде:

$$V_B(\vec{k}_\perp) \approx V_0(k_\perp) - \frac{k(\Delta\eta)_1}{k_z + k\eta_0} [1 + V_0(\vec{k}_\perp)] + \dots, \quad (46)$$

где многоточие означает более высокие степени параметра

$$\left| \frac{k(\Delta\eta)_1}{k_z + k\eta_0} \right| \ll 1 \quad (47)$$

в разложении (46), а $(\Delta\eta)_1 = \eta_B(\vec{k}_\perp) - \eta_0$.

Условие (47) для среднего поля аналогично (45) для некогерентного поля, а по-

тому накладывает такие же ограничения на угол падения θ (равный углу отражения) когерентной волны, как и условие (45) на угол рассеяния θ некогерентного поля.

Подстановка (46) в (41) приводит к выражению для среднего поля

$$\begin{aligned} \langle U(\vec{k}_{2\perp}) \rangle \Big|_{z=0} &= \delta(\vec{k}_{2\perp} - \vec{k}_\perp) \left[e^{-ik_z z} + V_0(\vec{k}_\perp) e^{ik_z z} \right] \Big|_{z=0} - \\ &- \delta(\vec{k}_{2\perp} - \vec{k}_\perp) \frac{k(\Delta\eta)_1}{k_z + k\eta_0} [1 + V_0(\vec{k}_\perp)]. \end{aligned} \quad (48)$$

Сравнивая (48) и (23), видим, что первое слагаемое равно $\tilde{U}_0(\vec{k}_{2\perp})$. Тогда второе слагаемое должно совпасть с $\langle \tilde{U}_2 \rangle \Big|_{z=0}$. Действительно, принимая во внимание (19), имеем:

$$\begin{aligned} \langle \tilde{U}_2(\vec{k}_{2\perp}) \rangle \Big|_{z=0} &= -\frac{2kk_z}{(k_z + k\eta_0)} (\Delta\eta)_1 \delta(\vec{k}_{2\perp} - \vec{k}_\perp) = \\ &= -\delta(\vec{k}_{2\perp} - \vec{k}_\perp) \frac{2kk_z}{(k_z + k\eta_0)^2} (1 + k_z^2 \sigma^2 / 2) (\sigma^2 / k) \times \\ &\times \iint d^2 \vec{k}_{1\perp} \frac{\tilde{W}(\vec{k}_\perp - \vec{k}_{1\perp})}{k_{1z} + k\eta_0} \times \\ &\times \left\{ \left[\vec{k}_\perp \vec{k}_{1\perp} - k^2 + k^2 \eta_0^2 \right] \left[\vec{k}_\perp \vec{k}_{1\perp} - k^2 - k k_{1z} \eta_0 \right] \right\} - \\ &- \delta(\vec{k}_{2\perp} - \vec{k}_\perp) \frac{2kk_z}{(k_z + k\eta_0)^2} \eta_B(\vec{k}_\perp) \times \\ &\times \left(1 + \frac{k_z^2 \sigma^2}{2} \right) \sigma^2 \iint d^2 \vec{\chi} \tilde{W}(\vec{\chi}) (\chi^2 + \vec{\chi} \vec{k}_\perp). \end{aligned} \quad (49)$$

Здесь $\eta_B(\vec{k}_\perp) = \eta_0 + (\Delta\eta)_1 \approx \eta_0 \ll 1$ в силу условия (47). Если, кроме того, пренебречь в круглых скобках величиной $k_z^2 \sigma^2 / 2 \ll 1$, то (49) в точности совпадает с формулой (20) с подстановкой в нее выражений (28) и (29).

Заметим, что при переходе от фурье-представления к координатному среднее и флуктуационное поля будут содержать обобщенные множители ослаблений на соответствующих трассах (формулы (13) и (15) в [6]). Для крутых углов эти множи-

тели переходят в отражательные формулы. Поэтому условия (45) и (47) по сути являются условиями малости изменения множителей ослабления. При их выполнении выражения для полей, содержащие отрицательные степени σ за счет $\eta(k_{\perp})$ в знаменателях (33) и (35), переходят в разложения по положительным степеням σ . Случай $\cos\theta \gg \eta(\vec{k}_{\perp})$ отвечает комплексным значениям θ вдали от полюса коэффициента отражения, а $|(\Delta\eta)_1| \ll |\eta_0|$ – малому изменению положения полюса в аналитических продолжениях полученных выражений. В первом случае мало меняется сам коэффициент отражения, а во втором – значение вычета в точке полюса.

Таким образом, существенное различие в значениях пространственных спектральных компонент когерентного или флуктуационного поля, определяемых тремя вышеизложенными вариантами метода возмущений, имеет место при выполнении двух условий: скользком распространении соответствующей спектральной компоненты и значительных изменениях эффективного импеданса для этой компоненты за счет рассеяния на неровностях поверхности.

Проведенный в работе анализ относится к самому простому случаю рассеивающей поверхности, “в среднем” являющейся плоскостью. Из поверхностей, допускающих точное решение невозмущенной задачи, большой интерес представляет сфера. Борновское разложение для статистически неровной сферы исследовалось в [9, 10], а приближение Бурре для когерентной составляющей поля – в [11]. В приближении Крейчнана эта задача вообще не исследовалась. Решение эквивалентных граничных условий аналогичных (31), (32) для этого случая гораздо сложнее. Трудности обусловлены не только дискретностью получаемых при этом спектральных разложений, но и сложностью анализа решений в переходной зоне и в зоне тени. Поэтому результаты проведенного в работе анализа могут служить ориентировочными для задачи рассеяния волн мелкомасштабными неровностями большой сферы, когда эффективный

импеданс вычисляется в “приближении касательной плоскости” [11].

Литература

1. Морс Ф. М. и Фешбах Г. Методы теоретической физики. Т. 2. – М.: ИЛ, 1960. – 886 с.
2. Фейнберг Е. Л. Распространение радиоволн вдоль земной поверхности. – М.: Изд. АН СССР, 1961. – 546 с.
3. Басс Ф. Г. и Фукс И. М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. – М.: Наука, 1972. – 424 с.
4. Исимару А. Распространение и рассеяние волн в случайно неоднородных средах. Т. 2. – М.: Мир, 1981. – 317 с.
5. Монин А. С., Красицкий В. П. Явления на поверхности океана. – Л.: Гидрометеиздат, 1985. – 373 с.
6. Брюховецкий А. С. Об одном варианте метода малых возмущений в теории рассеяния на статистически неровной поверхности // Изв. вузов. Радиофизика. – 1988 – Т. 31, №3. – С. 321-326.
7. Bryukhovetski A. S., Naumenko V. F., and Pazyinin L. A. Effectiv Impedance of a Statistically Rough Surface: Numerical Analysis // Telecommunications and Radio Engineering. – 1997. – Vol. 51, No. 2-3. – P. 119-132.
8. Wait J. R. Perturbation analysis for reflection from two-dimensional periodic sea waves // Radio Sci. – 1971. – Vol. 6, No. 3. – P. 387-391.
9. Mitzner K. M. Effect of Small Irregularities on Electromagnetic Scattering from an Interface of Arbitrary Shape // J. Math. Phys. – 1964. – Vol. 5, No. 12. – P. 1776-1786.
10. Burrows M. L. A Reformulated Boundary Perturbation Theory in Electromagnetism and its Applications to a Sphere // Can. J. Phys. – 1967. – Vol. 45, No. 5. – P. 1729-1743.
11. Брюховецкий А. С., Пазынин Л. А. Преобразование Ватсона для когерентного электромагнитного поля, рассеянного статистически неровной сферой: I. Потенциалы Дебая в комплексной плоскости углового момента // Радиофизика и радиоастрономия. – 2004. Т. 9, №1. – С. 37-46; II. Деформация контура интегрирования и вычисление асимптотик поля // Радиофизика и радиоастрономия. – 2004. – Т. 9, №1. – С. 47-56; III. Полный учет возмущений в приближении Бурре // Радиофизика и радиоастрономия. – 2005. – Т. 10, №2. – С. 124-134; IV. Численный анализ // Радиофизика и радиоастрономия. – 2005. – Т. 10, №2. – С. 135-142.

**Щодо методу малих збурень
в теорії розсіяння хвиль
статистично нерівною поверхнею**

А. С. Брюховецький

На основі єдиної методики розглянуто три варіанти методу малих збурень у розв'язку задачі розсіяння хвиль статистично нерівною поверхнею: борнівське розкладання, наближення Бурре і наближення Крейчнана. Встановлено взаємозв'язок у вигляді граничних переходів між вказаними наближеннями у певних областях значень фізичних параметрів.

**On the Perturbation Method
in the Theory of Wave Scattering
by Statistically Rough Surface**

A. S. Bryukhovetski

Three versions of the perturbation method are considered as applied to the solution of wave scattering by statistically rough surface: the Born expansion, the Bourret approximation, and the Kraichnan approximation. The correlation is established between the mentioned approximations as the passage to the limit in certain ranges of physical parameters.

Поле в ближней зоне и поляризационные характеристики системы скрещенных импедансных вибраторов в полубесконечной среде с потерями

М. В. Нестеренко, В. А. Катрич, В. М. Дахов

*Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина,
пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61077, Украина
E-mail: Mikhail.V.Nesterenko@univer.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 20 марта 2006 г.

Показана возможность создания поля излучения круговой (эллиптической) поляризации системой скрещенных вибраторов одинаковых геометрических размеров с различными поверхностными импедансами, расположенных в материальной среде над идеально проводящей плоскостью. Проведены расчеты и представлены графики распределения поля в ближней зоне и поляризационных характеристик такой структуры в зависимости от параметров среды и поверхностного импеданса вибраторов.

Введение

Одной из возможных областей применения электромагнитного излучения СВЧ диапазона в современной клинической медицине является микроволновая гипертермия, позволяющая создавать глубокий управляемый нагрев различных тканей и органов живого организма, находящихся как вблизи поверхности, так и внутри него [1, 2]. В зависимости от расположения прогреваемых областей СВЧ энергия может подводиться через наружные излучатели-аппликаторы или с помощью антенн-зондов, вводимых непосредственно в организм. Среди требований, предъявляемых к излучателям для СВЧ гипертермии, основными являются следующие [2]: обеспечение глубокого нагрева с возможностью фокусировки излучаемого поля и его сканирования и равномерного распределения температурного поля в зависимости от типа и структуры прогреваемых тканей; хорошее согласование с питающим трактом; малые геометрические размеры и вес аппликаторов и зондов. Для обеспечения этих требований на прак-

тике применяются различные типы антенн, например: волноводные и рупорные [3-6]; микрополосковые [7-10]; микрополосковые в комбинации со щелевыми [11]; на базе диэлектрического волновода [12]; с использованием кольцевых щелей во внешнем проводнике коаксиальной линии, заключенной в диэлектрическую оболочку [13-15]; линейные [2, 16] и *V*-образные [17] вибраторы. Несмотря на многообразие используемых для гипертермии СВЧ излучателей (и решеток на их основе), их объединяет одно общее свойство – линейная поляризация излучаемого поля. Повышения эффективности процесса микроволновой гипертермии можно добиться, на наш взгляд, путем применения полей круговой (эллиптической) поляризации, создаваемых, например, системой скрещенных вибраторов с различными поверхностными импедансами.

В настоящей работе исследованы энергетические и поляризационные характеристики системы из двух скрещенных импедансных вибраторов, расположенных в поглощающей среде над идеально проводящей плоскостью, а также пространствен-

ные распределения электромагнитного поля различной поляризации вблизи такой структуры.

Теория

Рассматриваемая структура и принятые в задаче обозначения представлены на рис. 1. Здесь $\{X, Y, Z\}$ – декартова система координат, связанная со скрещенными цилиндрическими вибраторами V_1 и V_2 длиной $2L_n$ и радиусами r_n ($n=1, 2$), оси $\{Os_n\}$ которых параллельны бесконечной идеально проводящей плоскости и находятся на расстоянии h от нее. Вибраторы синфазно возбуждаются в центре ($s_n=0$) гипотетическим генератором напряжения и излучают в полупространство с комплексными диэлектрической и магнитной проницаемостями ϵ_1 и μ_1 . Электромагнитное поле излучения системы вибраторов в сферической системе координат $\{\rho, \theta, \varphi\}$ будет иметь все шесть составляющих, из которых будем рассматривать только электрические $\vec{E}(\rho, \theta, \varphi) = \vec{E}^{V_1} + \vec{E}^{V_2} = \vec{e}_\rho E_\rho^\Sigma + \vec{e}_\theta E_\theta^\Sigma + \vec{e}_\varphi E_\varphi^\Sigma$, где $\vec{e}_\rho, \vec{e}_\theta, \vec{e}_\varphi$ – единичные орты, $\Sigma = V_1 + V_2$.

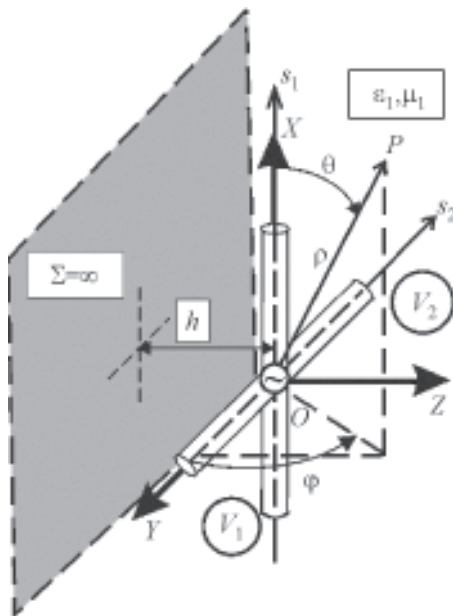


Рис. 1. Электродинамическая система и геометрия задачи

Выражения для $E_\rho^{V_1}, E_\theta^{V_1}, E_\varphi^{V_1}$ в случае одиночного импедансного вибратора, расположенного над бесконечным экраном, получены в [18] и имеют следующий вид ($k_1 = k\sqrt{\epsilon_1\mu_1}$, $k = 2\pi/\lambda$, λ – длина волны в свободном пространстве, ω – круговая частота при временной зависимости поля $e^{i\omega t}$):

$$E_\rho^{V_1} = \frac{k_1}{\omega\epsilon_1} \times \int_{-L_1}^{L_1} J(s_1) \left\{ F_\rho[s_1, R(s_1)] - F_\rho[s_1, R_0(s_1)] - F_0^1(s_1) 2ik_1 h \times \right. \\ \left. \times \left[2h \cos\theta + \sin\varphi \left(s_1 \sin\theta + \frac{1}{2} \rho \sin 2\theta \right) \right] F_0^3(s_1) \right\} ds_1,$$

$$E_\theta^{V_1} = -\frac{k_1}{\omega\epsilon_1} \int_{-L_1}^{L_1} J(s_1) \left\{ F_\theta[s_1, R(s_1)] - F_\theta[s_1, R_0(s_1)] - F_0^1(s_1) 2ik_1 h [2h \sin\theta + \sin\varphi \times \right. \\ \left. \times ((\rho - s_1 \cos\theta) + \rho \sin^2\theta)] F_0^3(s_1) \right\} ds_1,$$

$$E_\varphi^{V_1} = \frac{k_1}{\omega\epsilon_1} \times \int_{-L_1}^{L_1} J(s_1) F_0^1(s_1) 2ik_1 h \cos\varphi (s_1 - \rho \cos\theta) F_0^3(s_1) ds_1,$$

$$F_\rho[s_1, R_{(0)}(s_1)] = F_{(0)}^1(s_1) \times \left[2R_{(0)}(s_1) F_{(0)}^2(s_1) \cos\theta - ik_1 \rho F_{(0)}^3(s_1) s_1 \sin^2\theta \right], \quad (1)$$

$$F_\theta[s_1, R_{(0)}(s_1)] = F_{(0)}^1(s_1) \sin\theta \times \left[2R_{(0)}(s_1) F_{(0)}^2(s_1) - ik_1 \rho F_{(0)}^3(s_1) (\rho - s_1 \cos\theta) \right],$$

$$F_{(0)}^1(s_1) = \frac{e^{-ik_1 R_{(0)}(s_1)}}{R_{(0)}^3(s_1)},$$

$$F_{(0)}^2(s_1) = \left[1 + \frac{1}{ik_1 R_{(0)}(s_1)} \right],$$

$$F_{(0)}^3(s_1) = \left[1 + \frac{3}{ik_1 R_{(0)}(s_1)} - \frac{3}{k_1^2 R_{(0)}^2(s_1)} \right].$$

Здесь $R(s_1, \rho, \theta) = \sqrt{\rho^2 - 2\rho s_1 \cos\theta + s_1^2}$, $R_0(s_1, \rho, \theta, \varphi) = (\rho^2 - 2\rho s_1 \cos\theta + s_1^2 + 4h(\rho \sin\theta \sin\varphi + h))^{1/2}$, $J(s_1)$ – ток в вибраторе V_1 , определяемый следующим выражением [18]:

$$J(s_1) = -\alpha_1 V_0 \frac{i\omega \epsilon_1}{2\tilde{k}} \left\{ \sin \tilde{k}(L_1 - |s_1|) + \alpha_1 \left\{ P_s \left[k_1(r_1 + h), \tilde{k}(L_1 + s_1) \right] - (\sin \tilde{k}s_1 + \sin \tilde{k}|s_1|) P_s \left[k_1(r_1 + h), \tilde{k}L_1 \right] \right\} \times (\cos \tilde{k}L_1 + \alpha_1 P_s \left[k_1(r_1 + h), \tilde{k}L_1 \right])^{-1} \right\} \quad (2)$$

В (2) приняты обозначения: $\tilde{k} = k_1 + i(\alpha_1/r_1) \times \bar{Z}_{s1} \sqrt{\epsilon_1/\mu_1}$, $P_s \left[k_1(r_1 + h), \tilde{k}L_1 \right] = \int_0^{L_1} G(s_1, L_1) \cos \tilde{k}s_1 ds_1$, $P_s \left[k_1(r_1 + h), \tilde{k}(L_1 + s_1) \right] = \int_0^{s_1} [G(s'_1, -L_1) + G(s'_1, L_1)] \times \sin \tilde{k}(s_1 - s'_1) ds'_1$, $G(s_1, s'_1) = \frac{e^{-ik_1 \sqrt{(s_1 - s'_1)^2 + r_1^2}}}{\sqrt{(s_1 - s'_1)^2 + r_1^2}} - \frac{e^{-ik_1 \sqrt{(s_1 - s'_1)^2 + (2h + r_1)^2}}}{\sqrt{(s_1 - s'_1)^2 + (2h + r_1)^2}}$, $\alpha_1 = \frac{1}{2 \ln(r_1/(2L_1))}$ – малый параметр ($|\alpha_1| \ll 1$); $\bar{Z}_{s1} = \bar{R}_{s1} + i\bar{X}_{s1}$ – нормированный (на 120π Ом) комплексный поверхностный импеданс вибратора, V_0 – амплитуда СВЧ напряжения. Для второго вибратора V_2 формула для тока также будет иметь вид (2), а компоненты электрического поля можно определить согласно (1) с использованием соответствующих преобразований систем координат.

В работе [19] в приближении электрически тонких цилиндрических проводников получены формулы для вычисления распределенного поверхностного импеданса цилиндрических вибраторов различной геометрии для различных электрофизических параметров материала, из которого они изготовлены. Приведем некоторые из этих формул, характеризующие различные типы импеданса.

1. Индуктивный импеданс ($\bar{X}_s > 0$).

а) Для случая металлического цилиндра радиуса r_i с покрытием из магнетодиэлектрика с проницаемостью μ и толщиной $r - r_i$:

$$\bar{Z}_s = ikr\mu \ln(r/r_i). \quad (3)$$

б) Этот тип импеданса имеют также гофрированные (ребристые) цилиндры, а также вибраторы в виде однозаходной металлической спирали.

2. Емкостной импеданс ($\bar{X}_s < 0$).

а) В случае диэлектрического цилиндра с проницаемостью ϵ и радиусом r :

$$\bar{Z}_s = -i \frac{2}{kr(\epsilon - 1)}. \quad (4)$$

б) Для диэлектрического цилиндра радиуса r с проницаемостью ϵ с металлическими вставками толщиной d_m ($d_m + d_\epsilon \ll \lambda/\sqrt{\epsilon}$, где d_ϵ – толщина диэлектрика):

$$\bar{Z}_s = -i \frac{d_\epsilon}{d_m + d_\epsilon} \frac{2}{kr\epsilon}. \quad (5)$$

Отметим, что в формулы (3)–(5) входят параметры ϵ и μ , плавное изменение которых (в случае их зависимости от статических электрического и магнитного полей) и, следовательно, характеристик излучения системы (при ее фиксированных геометрических размерах) можно осуществлять, например, воздействием внешних полей.

Численные результаты

Изменением величины и типа мнимой части поверхностного импеданса вибратора при его фиксированных геометрических размерах и различных параметрах среды ϵ_1 и μ_1 можно производить настройку вибратора в резонанс, определяемый соотношением $\text{Im} Z_{in} = \text{Im} \frac{V_0}{J(s=0)} = 0$, где Z_{in} – входное сопротивление вибратора в точках питания. На рис. 2 представлены резонансные значения поверхностного импеданса \bar{X}_{sres} одиночного вибратора в зависимости от расстояния h до плоскости (штрих-

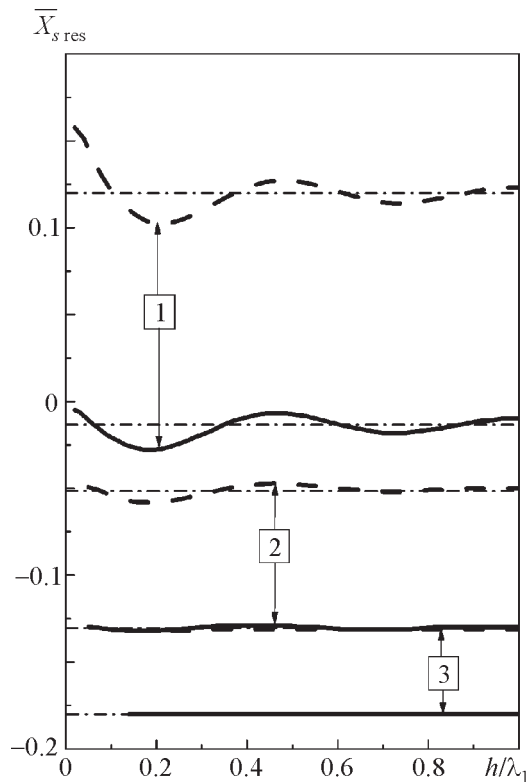


Рис. 2. Резонансные значения поверхностного импеданса $\bar{X}_{s\text{res}}$ одиночного вибратора в зависимости от расстояния до плоскости в различных средах: 1 – свободное пространство, 2 – жировой слой, 3 – мышечная ткань; сплошные кривые – $2L = \lambda/2$, пунктир – $2L = \lambda/4$, штрихпунктир – $h \rightarrow \infty$

пунктирные кривые соответствуют случаю $h \rightarrow \infty$, λ_1 – длина волны в среде) для полуволнового ($2L = \lambda/2$) и четвертьволнового ($2L = \lambda/4$) вибраторов (здесь и далее $\bar{R}_s = 0.001$, $r/\lambda = 0.0033$). Электрофизические параметры сред – жирового слоя и мышечной ткани – при $\lambda = 10$ см взяты из монографии [20]. Как видно из графиков, увеличение плотности среды приводит к уменьшению влияния расстояния h между вибратором и плоскостью на значения $\bar{X}_{s\text{res}}$, которые в зависимости от электрической длины вибратора и параметров среды могут соответствовать импедансам как индуктивного ($\bar{X}_{s\text{res}} > 0$), так и емкостного ($\bar{X}_{s\text{res}} < 0$) типов.

Поляризацию поля излучения системы скрещенных вибраторов можно охарактеризовать коэффициентом эллиптичности r_p , который определяется выражением $r_p = \text{tg} \left(\frac{1}{2} \arcsin \frac{2|p| \sin \psi}{|p|^2 + 1} \right)$, где $|p|$ и ψ модуль и фаза отношения $p = E_\theta(\rho)/E_\phi(\rho)$ в дальней зоне вибраторов. Известно, что поле излучения синфазных резонансных вибраторов имеет линейную поляризацию, в то время как одновременное изменение поверхностного импеданса каждого из скрещенных вибраторов позволяет сформировать поле излучения эллиптической (круговой) поляризации. Это видно на рис. 3, а, в, д из зависимостей коэффициента эллиптичности от импедансов каждого из вибраторов $r_p(\bar{X}_{s1}, \bar{X}_{s2})$ в различных средах при $\rho = 5\lambda_1$, $\theta = \phi = \pi/2$. На рис. 3, б, г, е представлены соответствующие распределения величины $|\bar{E}|^2$ (здесь и далее черта сверху означает нормировку на максимальное значение $|\bar{E}|^2$). При изменении импедансов вибраторов, по ней можно оценить эффективность излучения с заданным r_p . Значения поверхностных импедансов системы скрещенных вибраторов различной электрической длины, соответствующие излучаемому полю круговой поляризации, и величины $\bar{X}_{s\text{res}}$ для различных сред приведены в таблице. Отметим, что при значениях поверхностного импеданса \bar{X}_{sm} , необходимых для создания излучения с круговой поляризацией ($r_p = \pm 1$), токи вибраторов имеют различные распределения по длине и максимальные амплитуды. Фазы токов различаются на $\pi/2$.

Изменение тока вибраторов оказывает также влияние на распределение энергии электромагнитного поля в пространстве. На рис. 4 представлены пространственные распределения величины $|\bar{E}|^2$ при $\epsilon_1 = 1$ для системы резонансных полуволновых (рис. 4, а) и четвертьволновых (рис. 4, б) вибраторов, а также в случае поля излучения круговой поляризации для четвертьволновых вибраторов с разными поверхностными импедансами (рис. 4, в). Из рис. 4, б, в

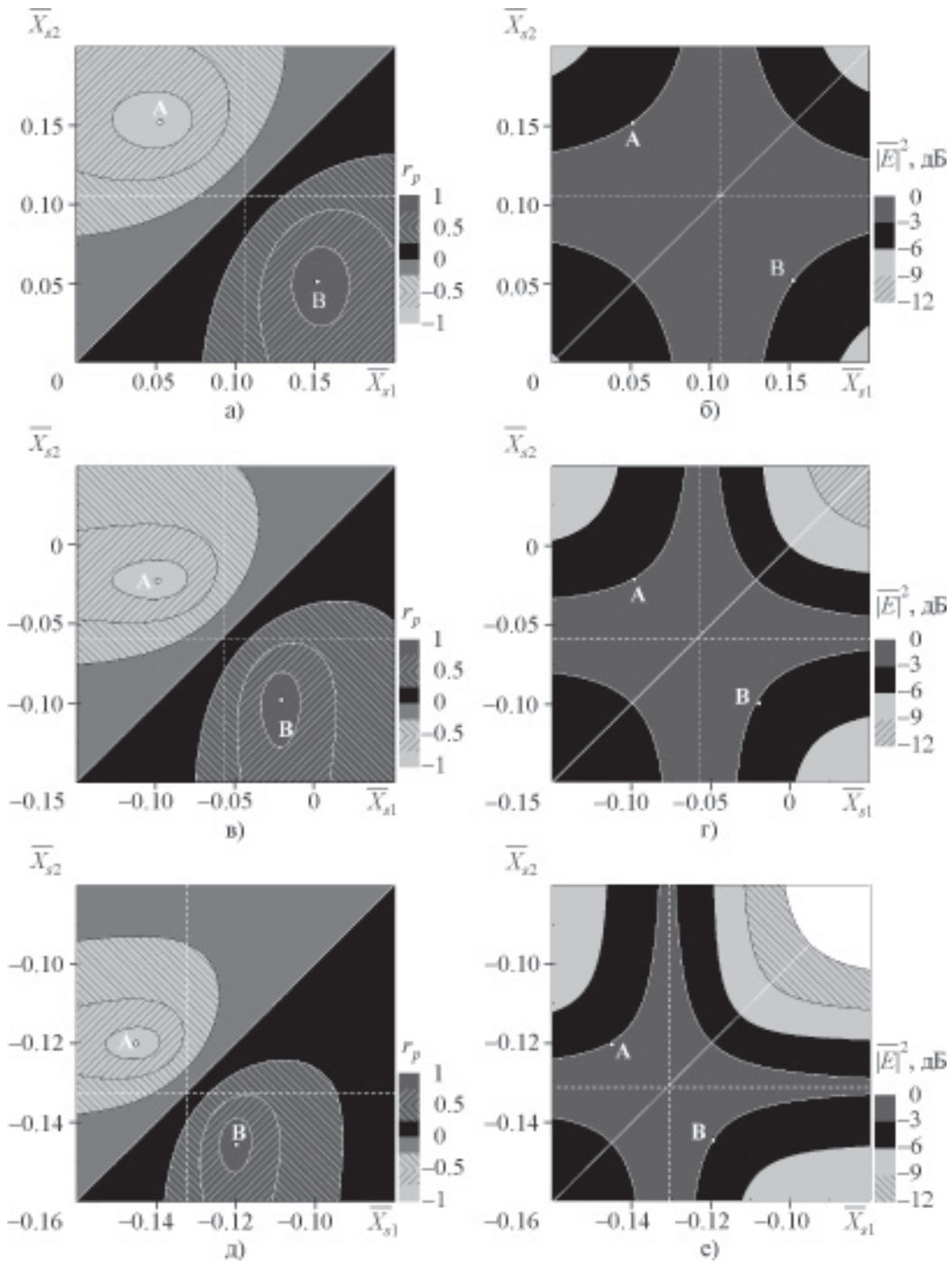


Рис. 3. Зависимости коэффициента эллиптичности r_p и $|\bar{E}|^2$ от поверхностного импеданса системы скрещенных четвертьволновых вибраторов при $\rho = 5\lambda_1$: а), б) – свободное пространство; в), г) – жироуевой слой; д), е) – мышечная ткань

следует, что в случае круговой поляризации поля распределение $|\bar{E}|^2$ в пространстве становится более однородным с рас-

том расстояния от вибраторов. Это видно также из графиков на рис. 5-7, на которых для различных сред и для различных сис-

Таблица. Параметры задачи и значения поверхностного импеданса вибраторов \bar{X}_{sn}

Параметр		Свободное пространство	Жировой слой	Мышечная ткань	
λ , см		10	10	10	
ϵ_1		1.0	$6.5 - i1.6$	$46.5 - i18.0$	
λ_1 , см		10.0	2.92	1.44	
\bar{R}_{sn}		0.001	0.001	0.001	
h , см		$2.5(0.25\lambda_1)$	$1.0(\cong 0.25\lambda_1)$	$1.1(\cong 0.75\lambda_1)$	
$\{\bar{X}_{s1;s2}\}$	Резонансные вибраторы	$2L = \lambda/2$	$\{-0.023; -0.023\}$	$\{-0.131; -0.131\}$	$\{-0.18; -0.18\}$
		$2L = \lambda/4$	$\{0.106; 0.106\}$	$\{-0.055; -0.055\}$	$\{-0.131; -0.131\}$
	Круговая поляризация $r_p = 1$	$2L = \lambda/2$	$\{0.009; -0.061\}$	$\{-0.116; -0.147\}$	$\{-0.174; -0.188\}$
		$2L = \lambda/4$	$\{0.152; 0.052\}$	$\{-0.098; -0.022\}$	$\{-0.120; -0.145\}$

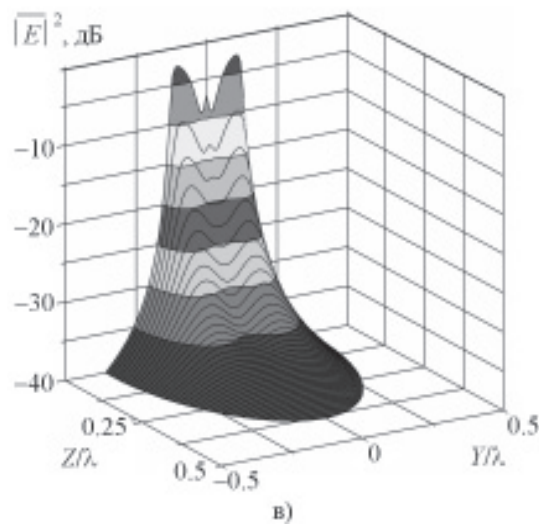
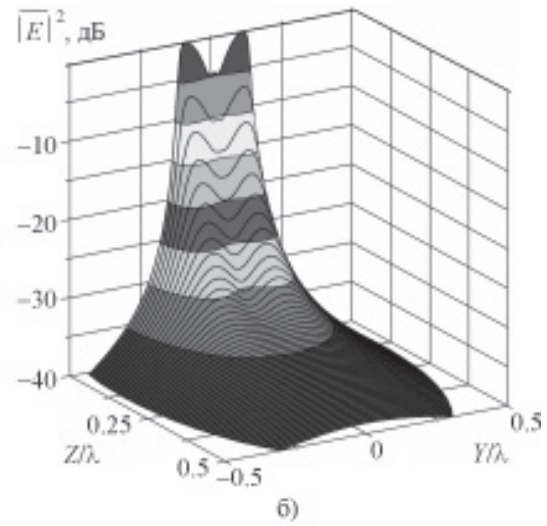
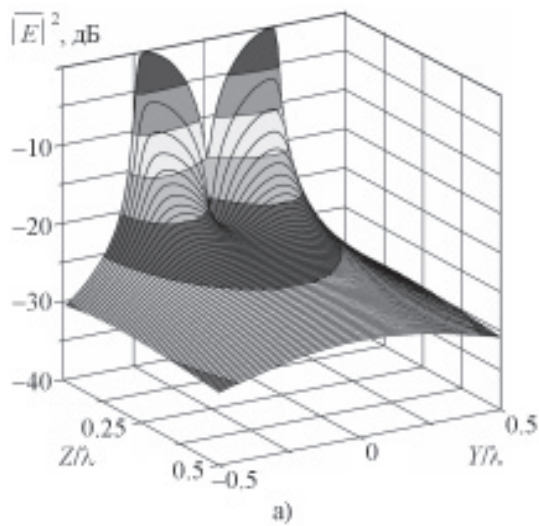


Рис. 4. Распределение $|\bar{E}|^2$ в ближней зоне системы скрещенных вибраторов в свободном пространстве: а) $2L_n = \lambda/2$, $\bar{X}_{s1} = \bar{X}_{s2} = -0.023$; б) $2L_n = \lambda/4$, $\bar{X}_{s1} = \bar{X}_{s2} = 0.106$; в) $2L_n = \lambda/4$, $\bar{X}_{s1} = 0.152$, $\bar{X}_{s2} = 0.052$

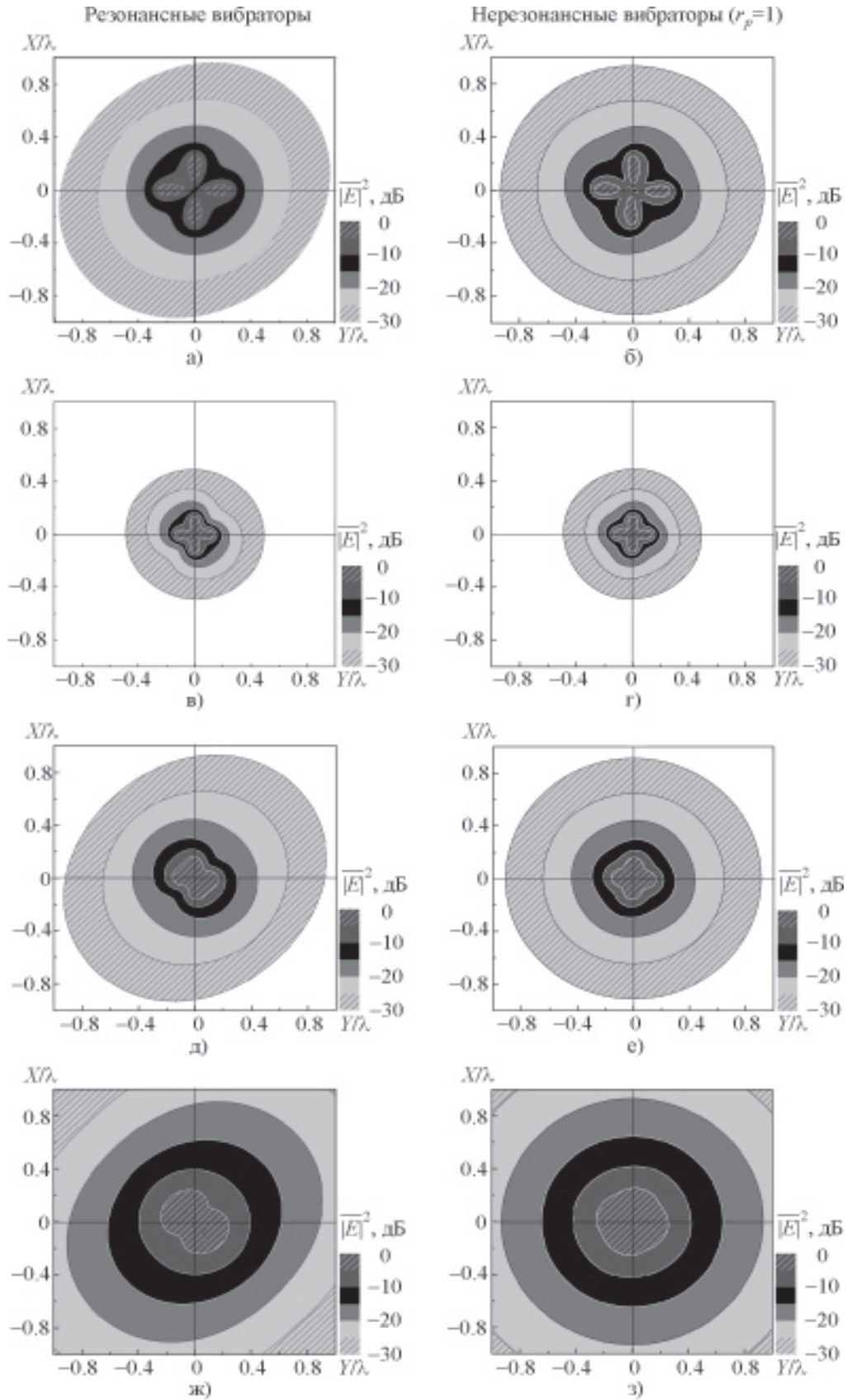


Рис. 5. Распределение $|\bar{E}|^2$ в ближней зоне системы скрещенных полуволновых (а, б) и четвертьволновых (в-з) вибраторов в свободном пространстве: а)-з) – $Z/\lambda = 0.03$; д), е) – $Z/\lambda = 0.06$; ж), з) – $Z/\lambda = 0.12$

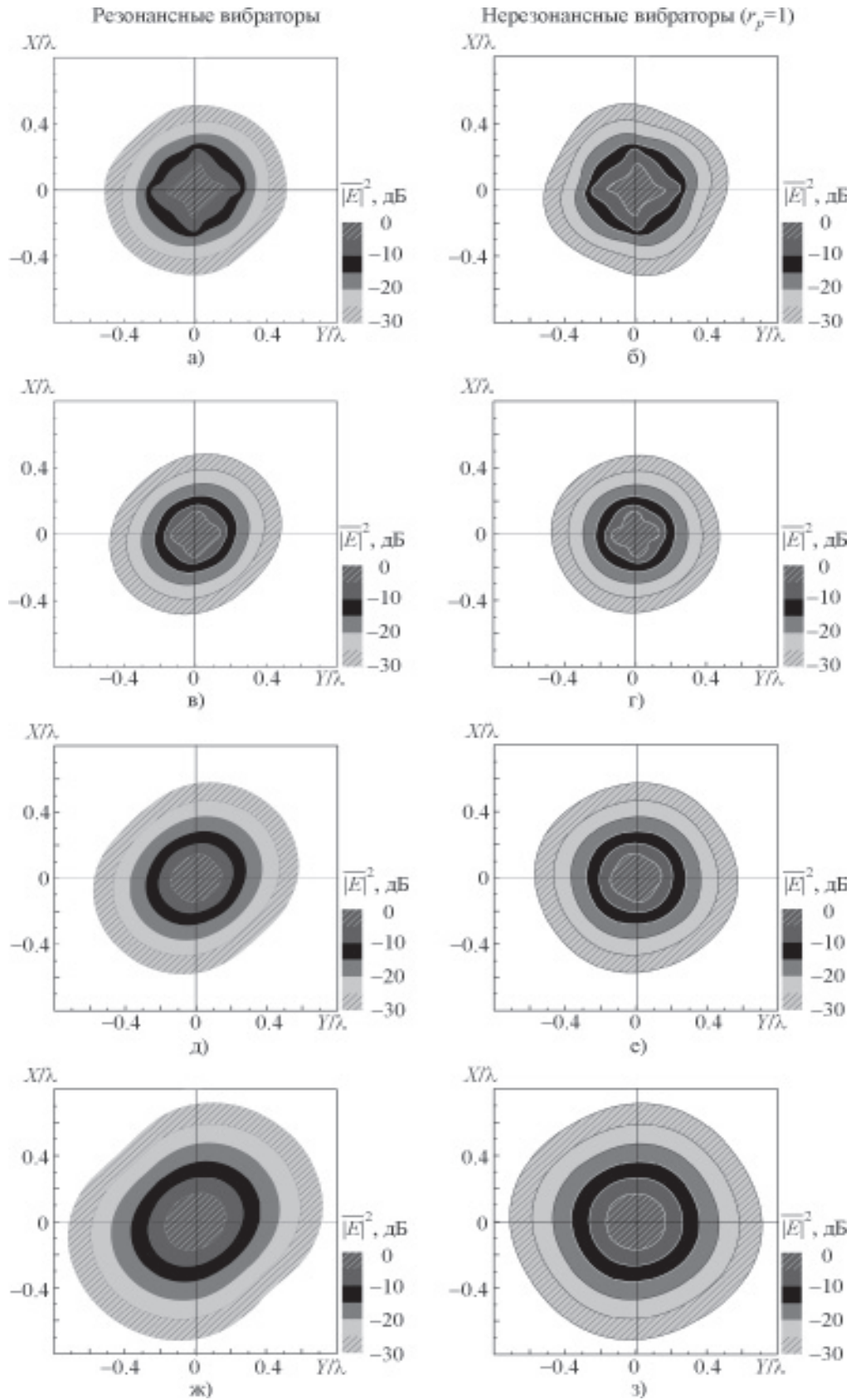


Рис. 6. Распределение $|\bar{E}|^2$ в ближней зоне системы скрещенных полуволновых (а, б) и четвертьволновых (в-з) вибраторов в жировом слое: а) - з) - $Z/\lambda = 0.03$; д), е) - $Z/\lambda = 0.06$; ж), з) - $Z/\lambda = 0.12$

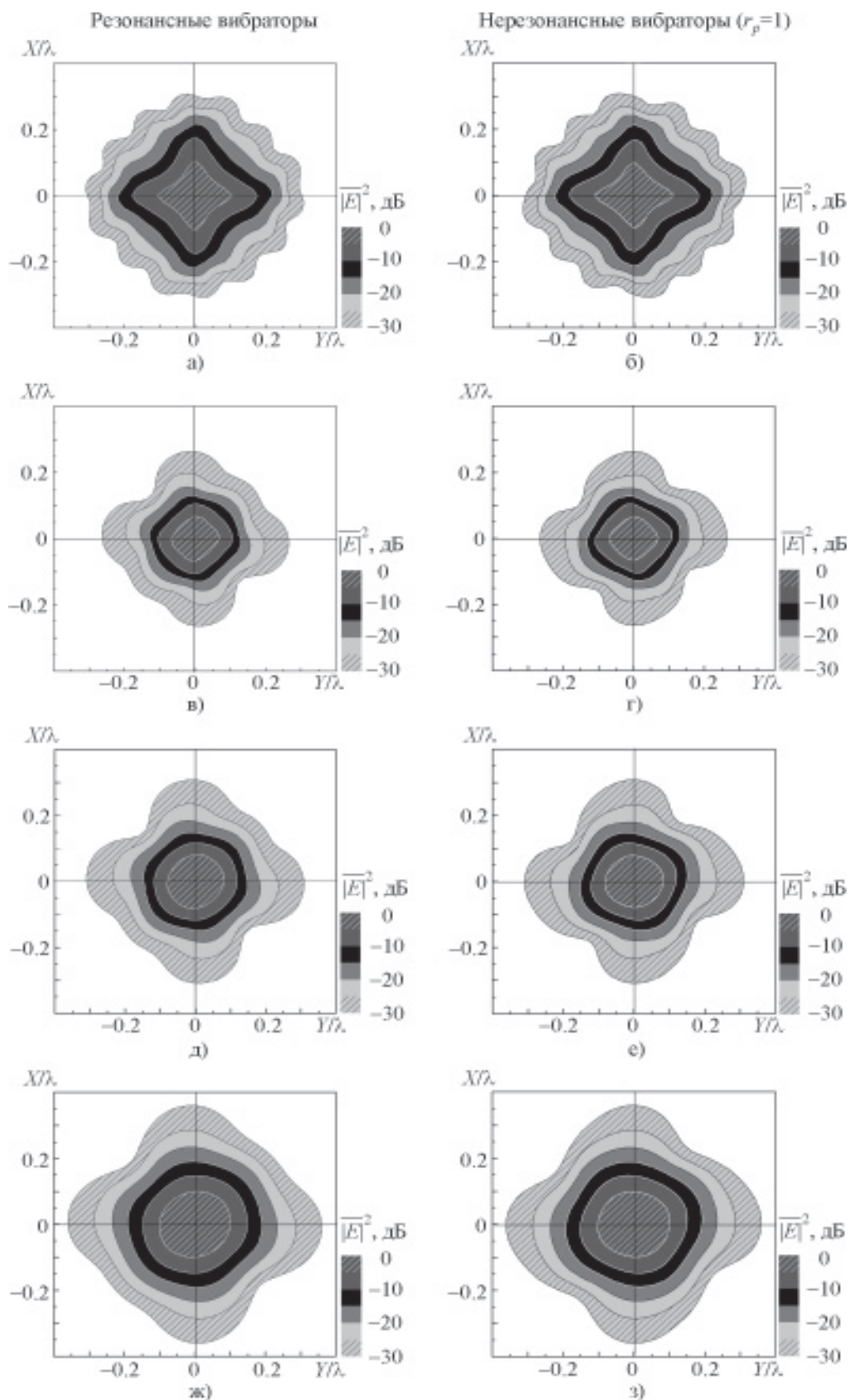


Рис. 7. Распределение $|\bar{E}|^2$ в ближней зоне системы скрещенных полуволновых (а, б) и четвертьволновых (в-з) вибраторов в мышечной ткани: а)-з) – $Z/\lambda = 0.03$; д), е) – $Z/\lambda = 0.06$; ж), з) – $Z/\lambda = 0.12$

тем скрещенных вибраторов, параметры которых даны в таблице, представлены распределения в сечениях $Z = \text{const}$. Отметим основные особенности приведенных на рис. 5-7 графиков. Для резонансных вибраторов (как полуволновых, так и четвертьволновых) распределения $|\bar{E}|^2$ имеют вытянутую в направлении $X=Y$ форму, в то время как для систем скрещенных нерезонансных вибраторов распределения $|\bar{E}|^2$ приобретают форму с осью симметрии 4-го порядка, которая совпадает с нормалью к идеально проводящей плоскости. Видно также, что чем выше плотность среды, тем более симметричное распределение $|\bar{E}|^2$ можно получить. Кроме того, для четвертьволновых вибраторов, находящихся в относительно плотной среде, размеры области с наибольшим для данного сечения $Z = \text{const}$ значением $|\bar{E}|^2$ (например, $|\bar{E}|^2 \geq -5$ дБ) слабо зависят от расстояния, что можно расценить как определенное концентрирование энергии. Таким образом, четвертьволновые вибраторы предпочтительны не только с точки зрения малых геометрических размеров по сравнению с полуволновыми, но и как создающие более концентрированное распределение излучения, что в большей степени проявляется с увеличением плотности среды.

Отметим еще одну особенность формирования поля в ближней зоне системой импедансных вибраторов в материальной среде, обусловленную наличием идеально проводящей плоскости. На рис. 8 для системы скрещенных нерезонансных полуволновых вибраторов показаны зависимости $\left| \bar{E} \left(\rho, \frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2} \right) \right|^2$, которые нормированы на значение $|\bar{E}|^2$ при $\rho = 0.2$. При удалении от структуры значение величины $\left| \bar{E} \left(\rho, \frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2} \right) \right|^2$ (кривая 2) сначала резко падает, достигая минимального значения, потом растет и далее плавно уменьшается с ростом ρ . Такое поведение существенно отличается от зависимости в случае отсутствия идеально про-

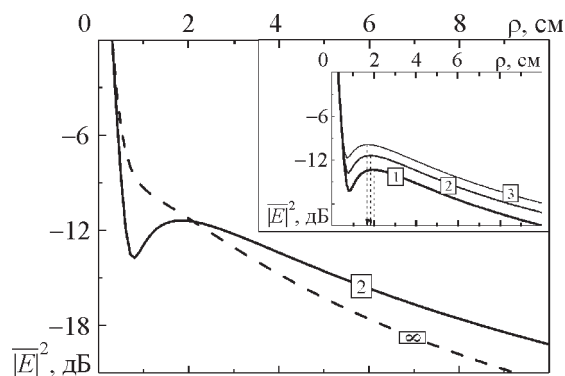


Рис. 8. Зависимость величины $|\bar{E}|^2$ от расстояния ρ до системы полуволновых вибраторов над плоскостью ($\bar{X}_{s1} = -0.116$, $\bar{X}_{s2} = -0.147$) в жидком слое: 1 – $h = 0.8$ см, 2 – $h = 1.0$ см, 3 – $h = 1.2$ см, пунктирная кривая – $h \rightarrow \infty$

водящей плоскости (кривая “∞”). На фрагменте, встроенном в рис. 8, показано влияние расстояния h от проводящей плоскости до системы вибраторов. При увеличении h положения минимумов и максимумов (показаны стрелками) кривых $\left| \bar{E} \left(\rho, \frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2} \right) \right|^2$ смещаются в сторону меньших значений ρ , а сами значения $|\bar{E}|^2$ увеличиваются. Это открывает возможности плавной перестройки нагревательных свойств всей структуры в целом с сохранением ее эффективности.

Заключение

Проведенные исследования показали следующее.

1. Для системы возбуждаемых синфазно скрещенных вибраторов над идеально проводящей плоскостью возможна реализация поля излучения круговой (эллиптической) поляризации при определенных величине и типе поверхностного импеданса каждого из вибраторов.

2. На необходимые для создания поля круговой поляризации значения импеданса существенное влияние оказывают электрофизические параметры окружающей среды, в которой находится данная структура.

3. Для рассмотренных в работе сред распределение поля в ближней зоне системы оказывается более равномерным в случае излучения электромагнитного поля с поляризацией, близкой к круговой.

Литература

1. Кинг Р., Смит Г. Антенны в материальных средах. – М.: Мир, 1984. – 824 с.
2. Kikuchi M. Recent progress of electromagnetic techniques in hyperthermia treatment // *IEICE Trans. Commun.* – 1995. – Vol. E78-B, No. 6. – P. 799-808.
3. Mizushina S., Xiang S., Sugiura T. A large waveguide applicator for deep regional hyperthermia // *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* – 1986. – Vol. MTT-34, No. 5. – P. 644-648.
4. Boag A., Leviatan Y. Analysis and optimization of waveguide multiapplicator hyperthermia systems // *IEEE Trans. BME.* – 1993. – Vol. BME-40, No. 9. – P. 946-952.
5. Stauffer P. R., Leoncini M., Manfrini V., Gentili G. B., Diederich C. J., Bozzo D. Dual concentric conductor radiator for microwave hyperthermia with improved field uniformity to periphery of aperture // *IEICE Trans. Commun.* – 1995. – Vol. E78-B, No. 6. – P. 826-835.
6. Kumar B. P., Karnik N., Branner G. R. Near-field beamforming for hyperthermia applications using waveguide aperture arrays // *Proc. Int. Progress in Electromagnetics Research Conf. – Boston (USA).* – 2002. – P. 345-351.
7. Lee E. R., Wilsey T. R., Tarczy-Hornoch P., Kapp D. S., Fessenden P., Lohrbach A., Prionas D. Body conformable 915 MHz microstrip array applicators for large surface area hyperthermia // *IEEE Trans. BME.* – 1992. – Vol. BME-39, No. 5. – P. 470-483.
8. Shimotori T., Nikawa Y., Mori S. Study on semi-cylindrical microstrip applicator for microwave hyperthermia // *IEICE Trans. Electron.* – 1994. – Vol. E77-C, No. 6. – P. 942-948.
9. Nikawa Y., Yamamoto M. A multielement flexible microstrip patch applicator for microwave hyperthermia // *IEICE Trans. Commun.* – 1995. – Vol. E78-B, No. 2. – P. 145-151.
10. Иванов В. К., Силин А. О., Стадник А. М., Васильев А. С. Экспериментальные исследования распределения электромагнитных полей медицинских СВЧ-аппликаторов // *Успехи современной радиозлектроники.* – 2005. – №9. – С. 30-34.
11. Cresson P.-Y., Michel C., Dubois L., Chive M., and Pribetich J. Complete three-dimensional modeling of new microstrip-microslot applicators for microwave hyperthermia using the FDTD method // *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* – 1994. – Vol. 42, No. 12. – P. 2657-2666.
12. Tanaka R., Nikawa Y., Mori S. A dielectric rod waveguide applicator for microwave hyperthermia // *IEICE Trans. Commun.* – 1993. – Vol. E76-B, No. 6. – P. 703-798.
13. Hamada L., Wu M.-S., Ito K., Kasai H. Basic analysis on SAR distribution of coaxial-slot antenna array for interstitial microwave hyperthermia // *IEICE Trans. Electron.* – 1995. – Vol. E78-C, No. 11. – P. 1624-1631.
14. Hamada L., Yoshimura H., Ito K. A new feeding technique for temperature distribution control in interstitial microwave hyperthermia // *IEICE Trans. Electron.* – 1999. – Vol. E82-C, No. 7. – P. 1318-1323.
15. Saito K., Yoshimura H., Ito K. Numerical simulation for interstitial heating of actual neck tumor based on MRI tomograms by using a coaxial-slot antenna // *IEICE Trans. Electron.* – 2003. – Vol. E86-C, No. 12. – P. 2482-2487.
16. Wu M.-S., Hamada L., Ito K., Kasai H. Effect of a catheter on SAR distribution around interstitial antenna for microwave hyperthermia // *IEICE Trans. Commun.* – 1995. – Vol. E78-B, No. 6. – P. 845-850.
17. Saito K., Taniguchi T., Yoshimura H., Ito K. Estimation of SAR distribution of a tip-split array applicator for microwave coagulation therapy using the finite element method // *IEICE Trans. Electron.* – 2001. – Vol. E84-C, No. 7. – P. 948-954.
18. Нестеренко М. В., Катрич В. А., Дахов В. М. Поле излучения тонкого горизонтального импедансного вибратора в полубесконечной среде с потерями над идеально проводящей плоскостью // *Радиофизика и радиоастрономия.* – 2005. – Т. 10, №3. – С. 314-324.
19. Нестеренко М. В. Поверхностный импеданс вибраторов в тонкопроволочном приближении // *Вісник Харківського національного університету. Радіофізика та електроніка.* – 2002. – №544. – С. 47-49.
20. Березовский В. А., Колотилов Н. Н. Биологические характеристики тканей человека. Справочник. – Киев: Наукова думка, 1990. – 224 с.

**Поле у ближній зоні та поляризаційні
характеристики системи
скрещених імпедансних вібраторів
у напівнескінченному середовищі
з втратами**

**М. В. Нестеренко, В. О. Катрич,
В. М. Дахов**

Показана можливість створення поля випромінювання колової (еліптичної) поляризації системою скрещених вібраторів однакових геометричних розмірів з різними поверхневими імпедансами, розташованих в матеріальному середовищі над ідеально провідною площиною. Виконано розрахунки та наведено графіки розподілу поля в ближній зоні і поляризаційних характеристик такої структури залежно від параметрів середовища та поверхневого імпеданса вібраторів.

**The Near-Zone Field and Polarization
Characteristics of the System of Crossed
Impedance Vibrators in a Semi-Infinite
Lossy Medium**

**M. V. Nesterenko, V. A. Katrich,
and V. M. Dakhov**

The possibility to create the radiation field of circular (elliptic) polarization by a system of crossed vibrators of equal geometrical dimension and different surface impedances located in the material medium over the perfectly conducting plane is shown. The spatial distribution of the near-zone field and polarization characteristics has been calculated and is shown graphically vs. the medium parameters and the vibrators' surface impedances.

Cost-Effective Airborne SAR

D. M. Vavriv, V. V. Vynogradov, V. A. Volkov, R. V. Kozhyn,
O. O. Bezvesilniy, S. V. Alekseenkov, A. V. Shevchenko, A. A. Belikov,
M. P. Vasilevskiy, and D. I. Zaikin

*Institute of Radio Astronomy, NAS Ukraine,
4, Chervonopraporna st., Kharkiv, 61002, Ukraine
E-mail: vavriv@rian.kharkov.ua*

Received June 7, 2006

A Ku-band airborne SAR, which is a cost effective system in terms of the development and exploitation costs, has been recently developed and tested at the Institute of Radio Astronomy of the National Academy of Sciences of Ukraine. The SAR system is capable of producing real-time, high-resolution images, and it can be effectively operated from light weight aircrafts. The system benefits essentially from the introduction of a novel algorithm of a real-time estimation of the aircraft orientation angles, which is based on the analysis of backscattered signals. This paper describes the principles of the SAR operation, the setup of the SAR system, its main components, and the signal processing technique used. The results obtained during flight tests are summarized as well.

1. Introduction

Synthetic aperture radar (SAR) systems are recognized now as the most effective instruments for high resolution mapping of earth surfaces and for other related applications [1-3]. Up to now, several dozens of SAR systems operated from spaceborne and airborne platforms have been put into exploitation. One of the promising directions of the further extension of SAR applications is related with the development of cost effective systems which can be operated from light weight aircraft [4-6]. Having a real-time signal processing option as well as a rapid deployment, such systems are very much needed, for example, to monitor disaster areas. However, until recently, the application of light-weight airborne platforms has been seriously limited by the problem of an accurate estimation of the platform orientation angles which should be known in real time in order to produce high quality images [7-10]. The solutions, which are used for this purpose in case of heavy aircrafts and satellites, have appeared to be not accurate enough and, besides, they are rather expensive. We

have proposed [5] a radical solution to this problem, which is based on the estimation of the aircraft orientation angles directly from radar returns. This solution has been tested with a squinted SAR operated from a light-weight aircraft and it has demonstrated a high efficiency and robustness [4]. The application of the proposed technique enables us to use a simple navigation system consisting of a radar altimeter and a single GPS receiver only.

We have also used some other solutions in order to make the system cost effective. In particular, a high range resolution has been achieved by using the pulse compression technique with binary phase coding of transmitted pulses. The application of such pulse compression instead of the conventionally used frequency sweeping technique reduces requirements to the digital signal processing system and enables the realization of real-time signal processing easily.

We also introduced and implemented a specific pre-filtering procedure to enable an accurate range migration correction for the squinted SAR mode accounting for the dependence of the Doppler centroid on range.

Possible areas of the application of the developed system have been extended by introducing a moving target indication technique and a capability to perform measurements at two linear orthogonal polarizations.

In this paper, we describe the principles of the SAR operation, the setup of the developed SAR system with the focus on the proposed technique of the estimation of the aircraft orientation angles directly from radar returns. Main components and the signal processing technique used in the system are presented as well. The results obtained during flight tests are also summarized. The paper is organized as follows: In Section 2, we give a review of basic principles of the radar operation. This section can be considered as a short tutorial of the SAR operation. The method of the estimation of the aircraft orientation angles is presented in Section 3. In Section 4, a novel autofocusing technique, which is used for post-processing of SAR images, is described. Section 5 gives a description of the radar hardware, and Section 6 contains the results obtained during flight tests.

2. Basic Principles of the SAR Operation

2.1. Pulse Compression in Range

The described SAR system has true coherent processing scheme, the transmitter is based on TWT operating in the amplification regime. The transmitted peak power is $P_p = 100$ W, and to provide the required mean power the long pulses of duration $\tau_p = 5$ μ s are transmitted. The pulse compression based on binary phase coding is used in the discussed SAR system to obtain the high range resolution of $\rho_R = 3$ m. The phase-coded pulse bandwidth B_{CP} and the duration of the compressed pulse τ_{CP} are related by

$$B_{CP} = 1/\tau_{CP}.$$

If τ_p denotes the duration of the long pulse, then the compression ratio can be written as a product of the pulse bandwidth and the pulse duration:

$$K_R = \tau_p/\tau_{CP} = B_{CP}\tau_p. \quad (1)$$

The effective power of the compressed pulse is greater than the power of the long pulse by a factor K_R : $P_{CP} = K_R P_T$. In the described SAR system, the compression ratio is $K_R = 255$ and, consequently, the effective peak power is $P_{CP} = 25.5$ kW, and the slant range resolution is $\rho_R = c\tau_{CP}/2 = c\tau_p/(2K_R) = 3$ m. The sampling frequency in the slant range is 100 MHz, which corresponds to a 1.5 m sampling.

There are two mostly used pulse compression techniques: linear frequency modulation (FM) (also known as “chirp”) [11] and phase coding [11, 12]. The advantage of FM pulses is related to a possibility to achieve a rather low side-lobe level. However, in this case, any practical pulse compression algorithm (complex convolution) involves a number of complex multiplications, increasing the cost and complexity of the processing system.

In case of the pulse compression based on the phase coding, the phase inside of a long pulse is changed repeatedly by π according to some binary sequence, called the code sequence. Therefore the reference waveform in the convolution takes values -1 or $+1$ only, and the multiplications in the convolution are replaced by summations or subtractions, resulting in a more effective computational algorithm, which can be easily implemented in the digital hardware.

In the discussed SAR system, we have used the PN-sequences (also called M-sequences) [13] of the length of 255. The side-lobe level of the compressed pulse coded with such sequence is -22.5 dB, limiting the dynamic range of radar images. An important property of the M-sequences is that the circular shifted sequences (that yields 255 different sequences) give practically uncorrelated side-lobes. To decrease the side-lobes, we change coding sequence in random order from pulse to pulse. In such a way, after a pre-filtering procedure and the azimuth synthesis we achieve the side-lobe level in a range as small as -34.5 dB.

2.2. Strip-Map Synthetic Aperture Technique

The synthetic aperture technique is used in order to get a high along track resolution by using a physically small antenna. This is achieved via collecting and processing the radar backscattering signals during some time. We are considering a strip-map mode of operation, when the radar antenna beam illuminates a strip on the ground surface, which is almost parallel to the flight trajectory. Provided that the antenna beam width is θ_A , the distance from the antenna phase center to the target is R , and V is the plane velocity, one can find that the maximum illumination time of a point like target, called the time of synthesis, is

$$T_S = R\theta_A/V, \quad (2)$$

under the condition that the antenna beam is oriented perpendicularly to the flight trajectory. This is the case of so called non-squint SAR. The term “squint mode” means that the antenna beam direction is not in general perpendicular to the flight trajectory.

Let us derive the main relations governing the signal processing for the strip-map SAR. In the ideal case, the strip-map mode implies that the aircraft (or, more precisely, the phase centre of the transmitting-receiving antenna) moves along a straight line with a constant velocity at a fixed height, and with the antenna beam pointed exactly across the line of flight. In real flight conditions, all of the above mentioned idealizations are incorrect, especially for small aircrafts. In the general case, the antenna beam orientation can deviate from the perpendicular side-look direction and the trajectory is in general curved.

The orientation of the antenna beam is described by three angles: the pitch angle, α , the yaw angle, β , and the roll angle, γ , which are the angles of the three consequent rotations around axes of the airborne coordinate system (however, with the origin shifted to the phase centre of the antenna), which turn the antenna beam from the side-looking, transverse direction to another one. The con-

sequent rotations are 1) around the pitch axis, which goes parallel to the aircraft wings; 2) around the yaw axis, which is perpendicular to the pitch and roll axes; 3) around the roll axis, which goes from the tail to the nose of the aircraft. The roll angle determines only the antenna elevation diagram position with respect to range samples, but it does not affect the mean Doppler frequency of the reflected signals, which is also known as the Doppler centroid. If the pitch and/or the yaw angles are non-zero, the antenna beam will be pointed forward or backward from the direction across the line of flight, and thus the received backscattered signals will have a non-zero Doppler centroid. It is supposed hereinafter that the orientation angles are changed slowly, and that they can be considered as constant during the time of synthesis.

The strip-map mode SAR geometry is illustrated in Fig. 2.1. We use a local coordinate system with the axes x and y , placed on the Earth surface, and with the z -axis which goes through the antenna centre. At each moment of time, the x -axis is oriented along the horizontal component of the flight vector.

The vector $\mathbf{R} = (x_R, y_R, -H)$, where H is the flight altitude, is the slant range from the antenna center to the point (x_R, y_R) on the line which is the intersection of the ground plane with the antenna elevation plane. The equation of this line is given by

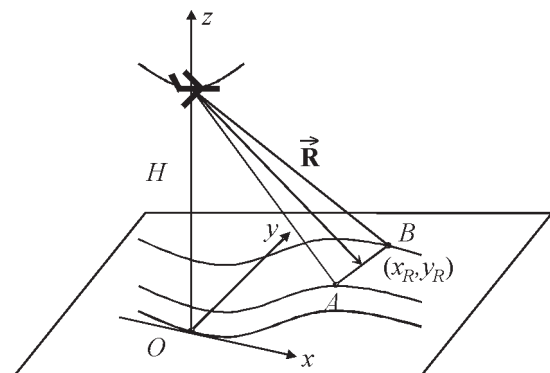


Fig. 2.1. General case of the strip-map mode SAR geometry

$$y_R = (x_R - H \tan \alpha / \cos \beta) / \tan \beta. \quad (3)$$

If we know the slant range R to the point (x_R, y_R) on this line, then the coordinates of this point are given by

$$x_R = (H \tan \alpha) \cos \beta + \sin \beta \sqrt{R^2 - H^2 - (H \tan \alpha)^2}, \quad (4a)$$

$$y_R = -(H \tan \alpha) \sin \beta + \cos \beta \sqrt{R^2 - H^2 - (H \tan \alpha)^2}. \quad (4b)$$

At any given point, the trajectory can be approximated by parabolas

$$\begin{aligned} x(t) &= V_x t + A_x t^2 / 2, \\ y(t) &= V_y t + A_y t^2 / 2, \\ z(t) &= H + V_z t + A_z t^2 / 2, \end{aligned} \quad (5)$$

where t belongs to the synthesis interval (2): $-T_S/2 \leq t \leq T_S/2$, and V_x, V_y, V_z and A_x, A_y, A_z are the components of the velocity, \mathbf{V} , and acceleration, \mathbf{A} , respectively.

Under this approximation, the slant range to a target at the point (x_R, y_R) in the interval of synthesis is given by

$$\begin{aligned} R(t) &= \left[(x_R - V_x t - A_x t^2 / 2)^2 + (y_R - V_y t - A_y t^2 / 2)^2 + \right. \\ &\left. + (-H - V_z t - A_z t^2 / 2)^2 \right]^{1/2}. \end{aligned} \quad (6)$$

Taking into account that $V_y = 0$ because at each moment the x -axis is oriented along the horizontal component of the flight vector, the above relation (6) for the slant range can be written as:

$$\begin{aligned} R(t) &\approx \sqrt{R^2 - 2(\mathbf{R} \cdot \mathbf{V})t + [V^2 - (\mathbf{R} \cdot \mathbf{A})]t^2} \approx \\ &\approx R - \frac{(\mathbf{R} \cdot \mathbf{V})}{R}t + \left[\frac{V^2}{R} - \frac{(\mathbf{R} \cdot \mathbf{V})^2}{R^3} - \frac{(\mathbf{R} \cdot \mathbf{A})}{R} \right] \frac{t^2}{2}, \end{aligned} \quad (7)$$

where $R = |\mathbf{R}|$ and $V = |\mathbf{V}|$. The instantaneous Doppler frequency of backscattered radar signal is given by

$$\begin{aligned} f(t) &\equiv -\frac{2}{\lambda} \frac{dR(t)}{dt} = \frac{2}{\lambda} \frac{(\mathbf{R} \cdot \mathbf{V})}{R} - \\ &- \frac{2}{\lambda} \left[\frac{V^2}{R} - \frac{(\mathbf{R} \cdot \mathbf{V})^2}{R^3} - \frac{(\mathbf{R} \cdot \mathbf{A})}{R} \right] t. \end{aligned} \quad (8)$$

It is convenient to write this frequency in terms of the Doppler centroid, F_{DC} , and the Doppler frequency rate, F_{DR} , as

$$f(t) = F_{DC} + F_{DR}t,$$

where

$$F_{DC} = \frac{2}{\lambda} \frac{(\mathbf{R} \cdot \mathbf{V})}{R}, \quad (9)$$

$$F_{DR} = -\frac{2}{\lambda} \left[\frac{V^2}{R} - \frac{(\mathbf{R} \cdot \mathbf{V})^2}{R^3} - \frac{(\mathbf{R} \cdot \mathbf{A})}{R} \right].$$

Thus, as one can see from (4) and (9), in the strip-map mode, both the Doppler centroid and the Doppler rate depend on the pitch and yaw angles α and β , and on the slant range, so that signal processing is complicated considerably.

The synthesis of the aperture is equivalent to the linear FM pulse compression by applying the matched filter in time domain. The synthesized aperture $I(t)$ is obtained as a convolution in time domain of the received radar return, $s(t)$, with the reference function of the matched filter, $h(t)$. Here the reference function is given by

$$h(t) = w_H(t) \exp \left[-2\pi i \left(F_{DC}t + F_{DR}t^2/2 \right) \right],$$

where $w_H(t)$ is a weighting window, and thus

$$I(t) = \left| \frac{1}{T_S} \int_{-T_S/2}^{T_S/2} s(t+t')h(t')dt' \right|^2. \quad (10)$$

Usually, the normalized Hamming window

$$w_H(t) = 1 + \frac{23}{27} \cos(2\pi t/T_S),$$

$$\left| \frac{1}{T_S} \int_{-T_S/2}^{T_S/2} w_H(t) dt \right|^2 = 1$$

is used to reduce the side-lobes of the synthetic aperture pattern.

The synthetic aperture diagram can be calculated from (10) by substituting the single point target return as a received signal:

$$\begin{aligned} I_{AP}(t) &= \left| \frac{1}{T_S} \int_{-T_S/2}^{T_S/2} s_{PT}(t+t')h(t')dt' \right|^2 = \\ &= \left| \frac{1}{T_S} \int_{-T_S/2}^{T_S/2} \exp\left[i2\pi\left(F_{DC}(t+t') + F_{DR}(t+t')^2/2\right)\right] \times \right. \\ &\times w_H(t') \exp\left[-i2\pi\left(F_{DC}t' + F_{DR}t'^2/2\right)\right] dt' \left. \right|^2 = \\ &= \left| \frac{1}{T_S} \int_{-T_S/2}^{T_S/2} \left[1 + (23/27)\cos(2\pi t'/T_S)\right] \times \right. \\ &\times \exp\left[i2\pi F_{DR}tt'\right] dt' \left. \right|^2 = \left(\frac{\sin(\pi F_{DR}T_S t)}{\pi F_{DR}T_S t} \right)^2 \times \\ &\times \left[\frac{1 - (F_{DR}T_S t)^2 (4/27)}{1 - (F_{DR}T_S t)^2} \right]^2. \end{aligned} \quad (11)$$

One can find that the synthesized aperture pattern (11) takes exactly the half of its maximum value for $t = \pm t_{1/2}$:

$$I(\pm F_{DR}T_S t_{1/2}) = 1/2, \quad F_{DR}T_S t_{1/2} \approx 0.6515.$$

Therefore, for the azimuth resolutions, ρ_x , we can write:

$$\rho_x = V_x \cdot 2t_{1/2} \approx 1.3 \cdot \frac{V_x}{|F_{DR}|T_S}. \quad (12)$$

Taking into account (2) and (12), the coefficient of the azimuth pulse compression can be introduced as:

$$K_A = \frac{L_S}{\rho_x} = B_A T_S, \quad (13)$$

where $L_S = V_x T_S$ is the synthesis length and $B_A = F_{DR} T_S / 1.3$ is the azimuth response signal bandwidth. The coefficient 1.3 is only due to the weighting Hamming window used here. Similar to the range pulse compression (1), the azimuth compression ratio (13) is a product of the azimuth pulse bandwidth and the azimuth pulse duration. This is one of the basic relations in the SAR technique and it does not depend on the type of signal coding.

From the theoretical point of view, the antenna aperture synthesizing (the azimuth pulse compression) is a somewhat simpler task, when the orientation of the radar platform is not changed and the aircraft moves uniformly along a straight horizontal line with a constant velocity at a fixed height. In practice, these conditions are never fulfilled, especially for the airborne radar systems installed on light weight aircrafts.

Variations of the aircraft velocity components and the aircraft attitude angles exert a strong effect on the reference function (also called the single point function response – SPRF) in the synthesizing filter (10). This leads to a necessity to compensate these variations in real time, as it will be discussed in Section 3.

Besides that, as the antenna ground footprint position depends on the aircraft attitude angles, the range migration effect increases. While an aircraft is flying over a ground target, the target is moving through the antenna footprint, the slant range to the

target is changed and it can cross several range gates. This behavior is called the range migration. To achieve a high azimuth resolution, the range migration should be properly accounted and compensated, because it is necessary to synthesize the signal from a target during the whole time while it is illuminated by the antenna beam. This means that the one-dimensional signal required for the aperture synthesis (10) should be sampled from a 2D-array of IQ-signals “range-azimuth” with the corresponding interpolation (see Section 2.4 for details).

2.3. Moving Target Detection

Ground moving target detection and indication (MTI) with SAR is generally a separate and difficult task. The problem is related with the fact that the filter which performs the synthesis of the aperture, for any realization of the filter, is designed to match the signals scattered from the terrain and ground stationary targets. Fast moving targets with considerable radial (line-of-sight) velocity components could not be seen in SAR images because their Doppler frequencies can be beyond the pass band of the synthesized filter. Slowly moving targets, whose Doppler frequencies are within the pass band of the filter (usually the pass band of the filter fits the Doppler bandwidth of the terrain signal) can be seen in SAR images. However, even detection of slowly moving targets is not an easy task, because of several problems. Firstly, the image of such a target can suffer from considerable radiometric distortion. Secondly, the moving target appears shifted from its true positions in the SAR image because of its own radial Doppler velocity. Finally, the image of the moving target can be defocused due to its own along-track (azimuthal) velocity [14].

To detect and indicate slowly moving ground targets, whose Doppler frequencies are within the Doppler bandwidth of the terrain (clutter) signal, the displaced phase center antenna (DPCA) method [15] or the along-track interferometry (ATI) technique [16-18] are commonly used. The idea of these methods consists in the following. By using two

antennas (for DPCA or ATI) or one antenna with two phase centers (for DPCA), which are separated in the along-track (azimuthal) direction, it is possible to perform imaging of the same terrain patch twice from the same point of the trajectory of the SAR platform with a time delay. Then, by comparing the signals from two receiving channels, a filter can be built for clutter suppression and moving target detection. The methods call for using two antennas or one sophisticated antenna with two phase centers (switchable phase array or monopulse antenna), and implementing two receiving channels, so that the cost of the radar system increases. The problem of the synchronization of the two receiving channels in time and space also arises, complicating the signal processing tasks and imposing additional constraints on the radar operating modes and the radar hardware.

Nowadays, the space-time adaptive processing (STAP) is also being developed rapidly and considered as the most powerful method for clutter suppression and moving target detection [19-21]. However, the STAP technique calls for a phase array antenna and a multi-channel receiver and provides a huge computational load on the radar processing system.

In practice, fast moving targets are also of interest. In the described SAR system, moving targets with radial velocities greater than ± 0.5 m/s, which are equivalent to the Doppler shift of ± 50 Hz at Ku-band, are required to be detected and indicated. In the SAR system, the antenna length and, consequently, the antenna beam width in the along-track direction, were chosen to provide the Doppler bandwidth of the terrain (clutter) of 100 Hz, by taking into account the maximum aircraft flight velocity. This has allowed us to use the simplest method of moving target detection – by detecting radar returns with Doppler frequencies beyond the bandwidth of clutter [15]. Typical dynamic Doppler spectrum of such a target along with a ground clutter is shown in Fig. 2.2. In this approach, the azimuthal resolution for moving targets is determined by the beam width of the real antenna, which is

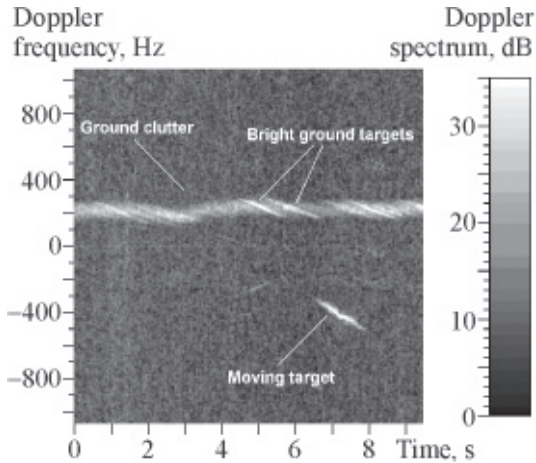


Fig. 2.2. Dynamic Doppler spectrum with ground clutter and moving target

worse than the azimuth resolution provided by the synthetic aperture for stationary targets and terrain. However, taking into account that a moving target appears on several consequent Doppler spectra (up to 10) during the time of synthesis, the azimuthal position of the moving target can be improved by finding the spectrum with the maximum power. Thus the single antenna and the single-channel receiver are used in the described SAR, making the introduced MTI technique simple and inexpensive in comparison to other MTI techniques. However, this realization does not allow detecting and indicating slowly moving targets in clutter.

In the described radar, the Doppler spectra in the azimuthal direction are calculated for all range gates after the range compression, but before the pre-filtering. An example of the Doppler spectrum with a moving target is shown in Fig. 2.3. The part of the spectrum, which appears above the noise and which is different from the Doppler spectrum of clutter (with the known Doppler centroid) indicates the presence of a moving target. The mean radial velocity of the target can be estimated. The minimal detectable radial velocity is 0.54 m/s, and the unambiguous range of the radial Doppler velocities is from -100 m/s to +100 m/s. The accuracy of the velocity measurement is about 0.2 m/s.

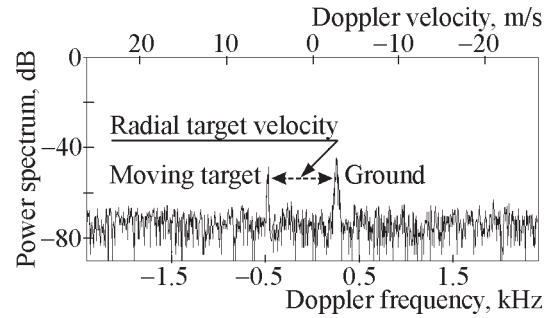


Fig. 2.3. Doppler spectrum with ground clutter and moving target

2.4. Range Migration Correction and Pre-Filter Design

While an airborne or spaceborne SAR is moving along its trajectory, the slant range to a target according to (7)–(9) changes as

$$R(t) \approx R + \frac{\lambda}{2} F_{DC} t + \frac{\lambda}{2} F_{DR} \frac{t^2}{2}. \quad (14)$$

When the distance to the target changes more than the range resolution, the radar signal reflected from the target migrates to neighbouring range gates. This effect is called the range migration. The second term in (14) determines the linear part of the range migration referred to as the range walk, and the third item in (14) describes the quadratic part of the range migration known as the range curvature. What type of the migration dominates – the range walk or the range curvature – depends on the geometry of the SAR mode and the parameters involved in (14): the time of synthesis, the Doppler centroid, and the Doppler rate. An illustration of the range migration effect is given in Fig. 2.4, where a radar image is shown obtained with the discussed SAR system working as an ordinary side-looking radar (without producing the synthetic aperture) with a small (25 cm) horn antenna forming a wide beam of 8° in the azimuth. In the image, traces of migrating bright targets are clearly seen.

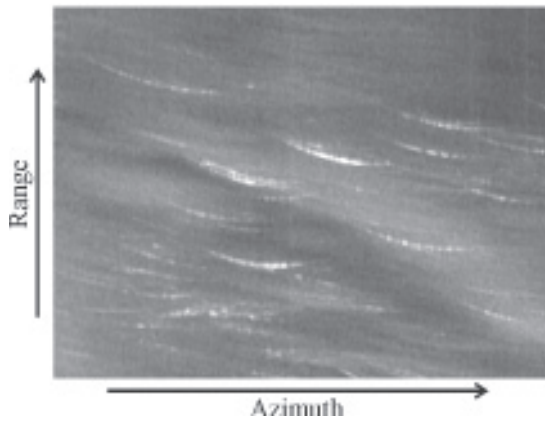


Fig. 2.4. A side-looking radar image illustrating the range migration effect. The antenna beam width in the azimuthal direction is 8°

The direct solution of the range migration problem is an interpolation in a two-dimensional SAR “range-azimuth” data array along the migration curve (14). For the slant range $R_m = R_0 + m(\rho_R/2)$, where $m = 0, 1, 2, \dots, M$ is the range gate index and is the slant range to the beginning of the swath strip, it is convenient to express the migration curve (14) in terms of the range gate index:

$$N_m(t) = \frac{R_m(t) - R_m(0)}{\rho_R/2} \approx \frac{\lambda}{2} \frac{F_{DC}^m t + F_{DR}^m \frac{t^2}{2}}{(\rho_R/2)}$$

Here the upper index m indicates the particular gate number.

In Fig. 2.5 the range migration curve calculated in accordance with the above expressions is presented for two cases. Fig. 2.5,a corresponds to the case shown in Fig. 2.4, where both parts of the range migration are essential. Fig. 2.5,b illustrates the application of an antenna which forms a narrow beam of 1° . In the latter case, which is typically realized in the discussed radar, the range curvature effect is negligibly small for the time of syntheses of 1 s.

However, in spaceborne SAR systems, because of the specific geometry and a rather

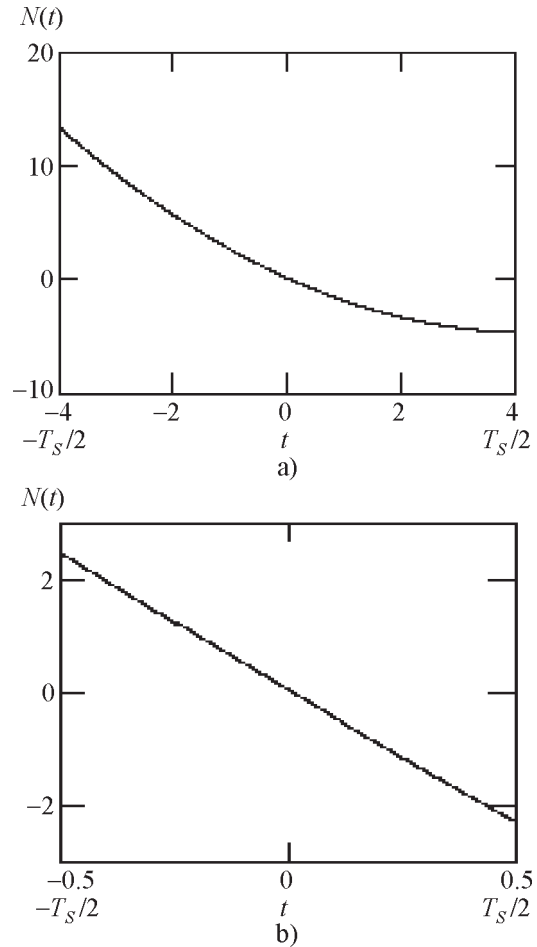


Fig. 2.5. The theoretically calculated range migration curve for the azimuth antenna beam width of 8° (a) and 1° (b): $\lambda = 0.02174$ m, $R = 2000$ m, $V_x = 40$ m/s, $H = 1500$ m, $\alpha = 2^\circ$, $\beta = 5^\circ$

long time of the synthesis, both the range walk and the range curvature usually have essential values [22-24].

During signal processing in airborne SARs, the range curvature can be neglected provided that the time of synthesis is not very long, and the Doppler rate is not very big. But the range walk in the squint SAR mode can be significant (see Fig. 2.5,b). This is particularly important for a SAR system installed on a light-weight aircraft whose orientation in space can rapidly vary in a wide range, causing large values of the Doppler centroid. If a linear frequency modulation is used for the pulse compression in range, then the linear

part of the migration can be compensated at once during the pulse compression. Moreover, special subaperture SAR processing methods were proposed for high squint angles, which allow to correct range walk inherently [22, 23].

As have already been mentioned, in the described SAR system binary phase coding is used for the pulse compression in range. Therefore, the range walk migration correction is performed by interpolating the SAR data in time domain in the two-dimensional array “range-azimuth” before the synthesis of the aperture. The need to use a pre-filter in the system imposes a limitation on the realization of the range migration correction. This filter has to be introduced, since we use a high pulse repetition frequency (up to 20 kHz) to achieve the required unambiguous speeds of ± 100 m/s for moving target detection and to enhance the radar sensitivity. Such high sampling frequency is redundant for the aperture synthesis. Therefore, a pre-filtering is introduced to perform a coherent signal accumulation (taking into account currently measured Doppler centroid of the signal) and decimation from PRF to a sufficient output sampling frequency (for example, 130 Hz for 1 m resolution). The pre-filter has been designed to retain the phases of the central samples of the corresponding sums in the samples of the pre-filter output. This has been done in order to perform a correct range interpolation on decimated data for the range migration correction, accounting for the dependence of the Doppler centroid on range.

The range migration correction is performed on decimated data at the output of the pre-filter. After that the signals from all gates are convolved with a set of reference functions to synthesize the aperture. It should be noted that before applying synthesizing filter, the known Doppler centroid frequency is shifted to zero. The level of side-lobes of the synthetic aperture is about -35 dB provided that the pitch and yaw angles are within the interval $\pm 15^\circ$ and $\pm 25^\circ$, respectively. The pre-filtering, the range migration correction, and the aperture synthesis are performed in real time.

The complex data at the output of both the synthesizing filter and the pre-filter can be stored during a flight. Since the phase history of the signals is preserved, the stored data after pre-filtering can be used for further improving quality of the SAR images by using a novel post-processing autofocus algorithm, which is described in Section 4.

3. Compensation of the Motion Errors and Calculation of the Doppler Centroid Values

To produce undistorted high-quality, high-resolution images with an airborne SAR, it is necessary to measure accurately:

- flight altitude,
- aircraft orientation angles – pitch and yaw angles,
- aircraft velocity vector,
- aircraft acceleration vector.

The above parameters are required to calculate current values of the Doppler centroid F_{DC} and the Doppler rate F_{DR} , which are used in the SAR synthesis. These parameters are supposed to be changed slowly and considered as constant during the time of synthesis. Only the absolute, integrated aircraft trajectory is needed for an accurate ground mapping.

In order to measure the above parameters, special navigation systems consisting of an inertial navigation system and a system of GPS receivers are typically used. For an initial version of the radar, we have also developed and tested the navigation system based on the satellite orientation and positioning attitude system JAVAD AT4. This system, which is installed on an aircraft, as shown in Fig. 3.1, consists of one master-receiver and three slave GPS-receivers operating in the real-time kinematics mode relatively to the master-receiver [25]. The performed flight tests have shown that such a system does not always provide desired accuracy and reliability of the measurement of the aircraft angles. It has appeared that because of multi-path reception of GPS-signals, the accuracy can become too low for producing undistorted high-resolution SAR-images. An example of

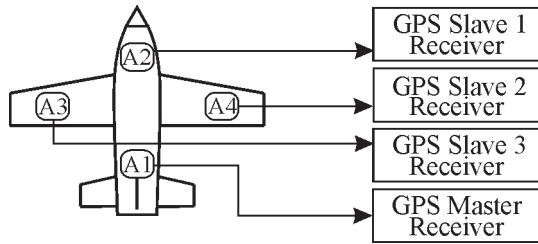


Fig. 3.1. A way of the installation of the attitude GPS system on an aircraft

the measurement of the pitch angle is shown in Fig. 3.2. One can see that there is a strong trend in the pitch angle evaluation with respect to the true value which for this case was equal to 0.

Another problem is related to losing the GPS signals from the satellites due to phase locking failure during an aircraft maneuver, and a long time (from seconds to several minutes) is required for the restoration of the normal operation of the attitude determination system, which is not acceptable when a permanent earth surface monitoring is needed.

In order to overcome the problem of the orientation angles measurements, we have proposed a novel effective method of the estimation of the Doppler centroid, the aircraft orientation angles and the acceleration directly from the radar returns. In the final version of the SAR system, we have used only a simplest navigation system consisting of a single GPS receiver for measuring velocity vector and an altimeter.

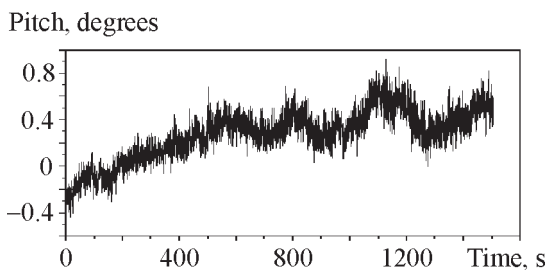


Fig. 3.2. Example of the pitch angle measurement with the GPS attitude system

So, this navigation system provides the measurements of the coordinates, the flight height, and the velocity vector of the aircraft only.

In order to describe the proposed methods of the measurement of the orientation angles, let us go to the expression (9). Expanding this expression and taking into account the expression (4a), for the Doppler centroid we can write

$$F_{DC}^m = \frac{2}{\lambda} \frac{x_m V_x - H V_z}{R_m},$$

or

$$F_{DC}^m \frac{\lambda}{2} R_m = V_x \left[H \tan \alpha \cos \beta + \sin \beta \sqrt{R_m^2 - H^2 - (H \tan \alpha)^2} \right] - V_z H. \quad (15)$$

In Fig. 3.3 the Doppler centroid is plotted versus the slant range for different values of the pitch and yaw angles. This figure demonstrates that there is a strong variation of the Doppler centroid on these angles. It means that there is a theoretical possibility to esti-

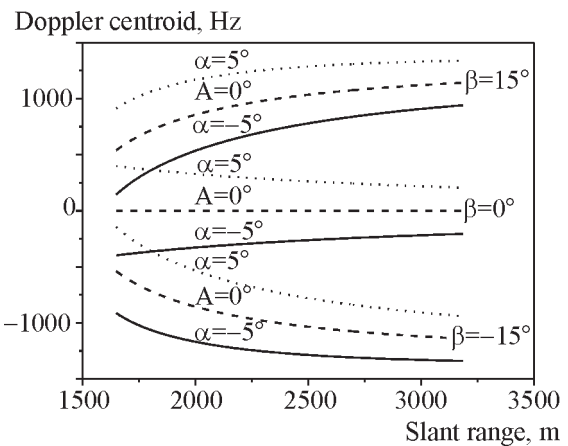


Fig. 3.3. The dependence of the Doppler centroid on the slant range for different values of the pitch and yaw angles: $H = 1500$ m, $V_x = 50$ m/s, $V_z = 0$

mate the orientation angles from the analysis of the dependence of the Doppler centroid on range. At the beginning of our study, the questions were: Is it possible to achieve the needed accuracy of the estimation of the orientation angles via an analysis of this dependence? And, whether it is possible to realize the corresponding algorithm in real time. Fortunately, we have found solutions which proved positive answers at the above questions.

We have found that the pitch and yaw angles, α and β , can be estimated by fitting the range dependence of the Doppler centroid to a set of Doppler centroid values $\{F_{DC}^m\}$, $m = 0, 1, 2, \dots, M$ (M is the number of the range gates), roughly estimated at each range gate from the Doppler spectra. We have developed the following fast and effective fitting procedure. By introducing new variables X_m^i and Y_m as

$$X_m^i = \sqrt{R_m^2 - H^2 - (H \tan \alpha_{i-1})^2}, \quad (16a)$$

$$Y_m = \frac{\lambda}{2} \frac{R_m}{V_x} F_{DC}^m + H \frac{V_z}{V_x}, \quad (16b)$$

equation (15) can be transformed into the equation of a straight line

$$Y_m = (H \tan \alpha_i \cos \beta_i) + X_m^i (\sin \beta_i). \quad (17)$$

The proposed procedure is iterative with respect to the pitch angle which is considered as a small parameter. The index $i = 1, 2, \dots$ is the iteration index. At the first iteration, $i = 1$, it is supposed that $\alpha_0 = 0$. At each step of the iteration, the least-mean square error fitting of the line described by (16) to the set of points $\{X_m^i, Y_m\}$ given by (17) is performed, and the orientation angles α and β are estimated. The transformation to the coordinates X_m^i and Y_m is illustrated in Fig. 3.4. The fitted curve of the Doppler dependence on range

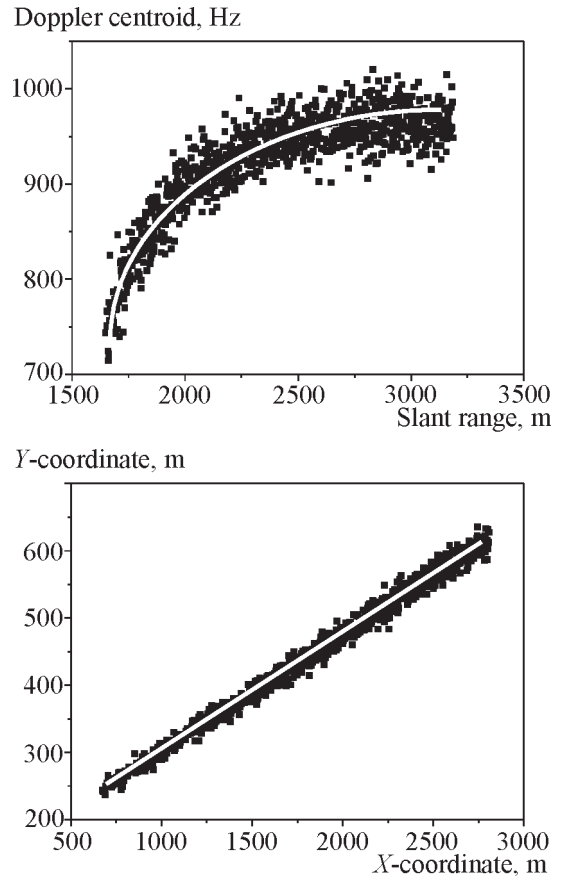


Fig. 3.4. The transition from the original coordinates (15) to the X_m^i and Y_m^i -coordinates (17) for the Doppler centroid representation

and the corresponding straight line are shown in the figure as well. It has been found that two iterations are typically enough to achieve an acceptable accuracy of the estimated angles. As soon as the orientation angles are found, the Doppler centroid can be calculated from (3) and (5). The procedure of fitting the straight line to a set of point is very simple and does not require much computation.

In contrast to known Doppler centroid estimation techniques [28, 29], for which the dependence of the Doppler centroid on range is undesirable, the described method effectively exploits this dependence.

The described technique of the estimation of the orientation angles and the calculation of Doppler centroid values is fast enough to

be realized in real time. The method was successfully introduced in a real-time signal processing system of the discussed airborne SAR [5, 26, 27]. In Fig. 3.5, an example of the Doppler centroid range dependence measured during a flight is depicted. Due to bright targets Doppler centroid estimated directly from the spectrum on each range gate has a noisy bias from true value. Besides that, there are a number of gates where the reflected signal was weak and the estimation of the Doppler centroid has a valuable error. Nevertheless, the Doppler centroid values estimated in accordance with the above described algorithm fit good the measured values, as one can see from this figure.

The proposed method of the pitch and yaw angles estimation has appeared to be rather robust and efficient. At the same time, it provides a high accuracy of the angles estimation, which is about 0.1° . Taking into account that the antenna beam width in our case is about 1° , such accuracy is quite enough to realize a high quality image synthesis. Our computer simulations and experimental results indicate that the allowable values of the pitch and yaw angles are $\alpha = \pm 15^\circ$ and $\beta = \pm 25^\circ$, correspondingly. The sampling rate of the angle estimation in the SAR system is about 20 Hz, while the time of the aperture synthesis is about 1 s.

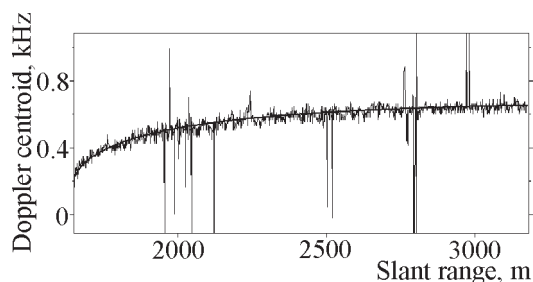


Fig. 3.5. The thin line is the Doppler centroid range dependence measured in real-time on reflected signal spectra. The thick line shows the estimated Doppler centroid range dependence (15) after estimation of the pitch α and yaw β angles

4. Autofocusing by Estimating the Aircraft Acceleration

In order to obtain well-focused SAR images, the Doppler rate (9) should be calculated with a high accuracy. The estimation of the Doppler rate directly from the radar returns, called autofocusing [29-31], provides better accuracy than the calculation, which is based on sensor data only [1, 2, 29]. Expanding (9), we find for the Doppler rate, F_{DR} ,

$$F_{DR}^m = -\frac{2}{\lambda} \left[\frac{1}{R_m} \left((V_x^2 + V_z^2) - \frac{(x_m V_x - H V_z)^2}{R_m^2} \right) - \frac{(x_m A_x + y_m A_y - H A_z)}{R_m} \right]. \quad (18)$$

One can see that the only unknown parameter is the acceleration vector, given that the orientation angles and the velocity vector have been estimated.

During the on-board, real time signal processing, the focused SAR images are built assuming zero acceleration. However, as has already been mentioned, in the discussed SAR system there is a possibility to save complex data after pre-filtering and decimation (and even raw data) during a flight. This provides additional opportunities for post-processing of the radar images.

In general case, it is possible to assume that the along-track component of the acceleration, A_x , is compensated. This can be done, for example, by slaving the pulse repetition frequency, F_{PRF} , in order to keep the ratio V_x/F_{PRF} constant, supporting $A_x = 0$. To estimate the unknown across-track components of the acceleration, A_y and A_z , we have proposed an autofocusing technique, which is a combination of the contrast optimization technique [2, 3] and the multi-look registration method [2].

According to the contrast optimization technique [2], the same part of a SAR image is synthesized by using different values of the Doppler rate. It is assumed that the usage of

the correct Doppler rate value results in the image with a maximum contrast. The local variance of the image can be used as a measure of the contrast. This method works well on image segments which have contrast image features and may failure on uniform regions filled with speckle.

The multi-look registration method [2] consists in the following. The whole interval of the synthesis is divided into several parts (for example, 3 or 5), and then several independent images of the same ground patch are formed. These images have worse resolution and are called “looks”. If the used Doppler rate for the synthesis is incorrect, then these images will be shifted to each other. According to the multi-look registration method, these shifts are estimated and used to determine a correct value of the Doppler rate. If the SAR aircraft motion is unstable, the Doppler rate strongly depends on range and azimuth, and the shifts will be different at each point of the SAR image, and the application of this approach is problematic.

According to the proposed technique, which can be called the strip-map multi-look contrast optimization technique, the contrast is calculated on a multi-look image obtained by summation of independent looks. In such approach, the maximum contrast is obtained not only when contrast features are focused well on each look (the contrast optimization aspect), but also when the independent looks are summed up without shifts (the multi-look registration aspect). In addition, the contrast is calculated on the multi-look image, on which speckle noise is reduced due to non-coherent averaging [1, 2]. Moreover, during such contrast optimization we vary the acceleration rather than the Doppler rate itself, accounting in this way for the dependence of the Doppler rate on range. Therefore, for the contrast estimation, it is possible to choose the most contrast parts of the range line within the whole swath width. Such peculiarities of the proposed technique make the estimation more stable and reliable. When the acceleration is found, the Doppler rate values are calculated for each range gate by using (18).

The proposed strip-map multi-look contrast optimization technique still has the following difficulty. During the contrast optimization, it is necessary to estimate two across-track components of the acceleration: A_y and A_z . It has appeared that this problem can be solved out as well. One should note that the component A_y appears in (18) with the coefficient, which depends on range, while the component A_z appears with the coefficient, which does not depend on range:

$$(\mathbf{R}_m \cdot \mathbf{A}) = y_m (R_m) A_y - H A_z.$$

This fact is illustrated in Fig. 4.1, where the dependence of the Doppler rate on range is shown for different combinations of the acceleration components.

Performing the autofocusing by assuming $A_y = 0$ in the near and in the far 1/3 of the swath independently, then the estimated values of the acceleration, A_{zNear} and A_{zFar} , can be used to separate the two across-track components of the acceleration by solving the following system of linear equations:

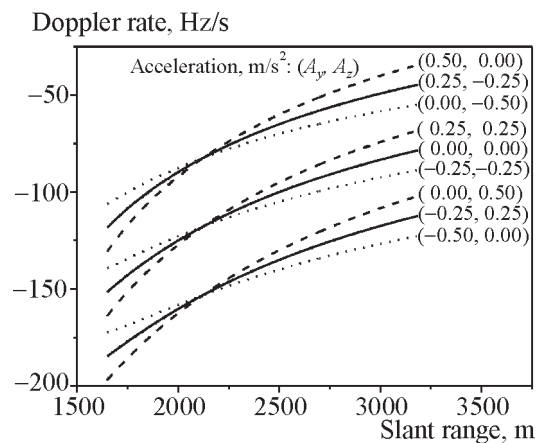


Fig. 4.1. The range dependence of the Doppler rate for different values of acceleration components A_y and A_z : $H = 1500$ m, $V_x = 50$ m/s, $V_z = 0$, $\alpha = 0$, $\beta = 0$

$$A_z - A_y \left[\frac{1}{H} \frac{1}{M/3} \sum_{m=2M/3}^{m=M} y_m \right] = A_{z\ Far},$$

$$A_z - A_y \left[\frac{1}{H} \frac{1}{M/3} \sum_{m=1}^{m=M/3} y_m \right] = A_{z\ Near}.$$

It should be noted that in the most known autofocusing techniques [29, 30] the dependence of the Doppler rate on range is undesirable. Here, similar to the Doppler centroid estimation method (see Section 3), we effectively exploit this dependence. The described method of autofocusing has appeared to be rather robust and accurate. The accuracy of the acceleration estimation is about 0.05 m/s². However, so far realization of this method requires essential computational resources, and it was introduced as a post-processing algorithm. The method was successfully tested for post-processing of the radar data recorded during flight experiments with the airborne SAR [4, 5, 26, 27]. In Section 6, the results of the method application are discussed.

5. Radar System Hardware

A simplified block-diagram of the radar system is shown in Fig. 5.1 and the main radar characteristics are summarized in Table 1. The radar transmitter is based on a TWT amplifier operating in a recuperation regime. An efficient high voltage power supply produces all needed voltages and contains circuits to provide both monitoring of transmitter critical parameters and safe operation of the TWT. A high voltage solid state modulator is used to produce a required voltage swing across the TWT control grid. The transmitter circuits are controlled by a microcontroller which communicates with the radar host computer.

The receiver uses one frequency conversion with the intermediate frequency of 400 MHz. It contains a digitally controlled attenuator for extending the receiver dynamical range. The receiver protection circuitry is designed by using a circulator along with a P-i-N modulator. It also contains a noise source coupled to the receiver input for calibrating the receiver sensitivity.

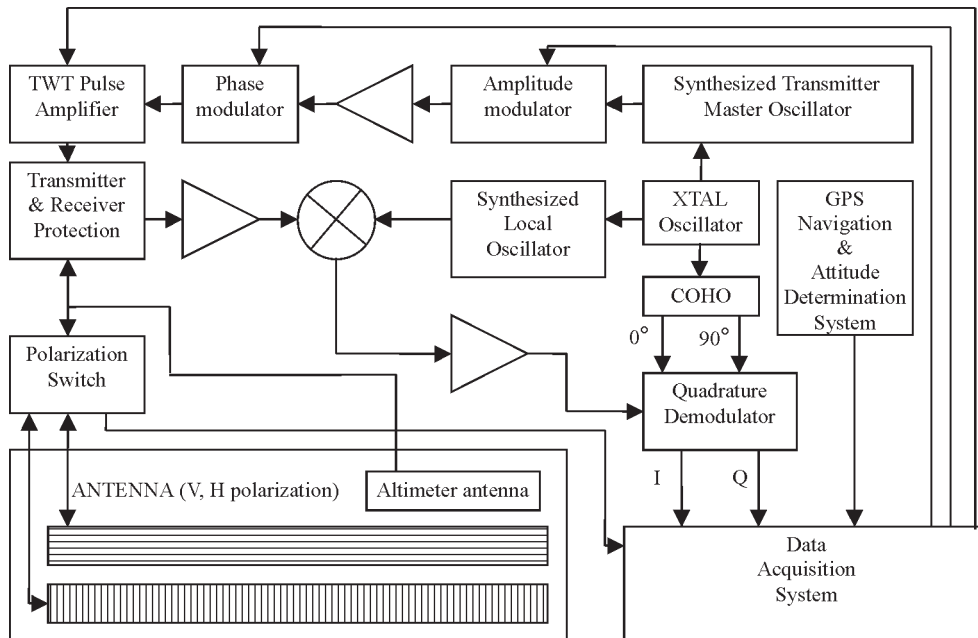


Fig. 5.1. Simplified functional block diagram of the radar transmitter-receiver module

Table 5.1. The main radar hardware characteristics

Transmitter specifications	
Operating frequency	Ku-band
Transmitter pulse output power, W	120
Platform velocity, m/s	30 ÷ 100
Pulse repetition rate, Hz/(m/s)	≤ 200
Pulse duration, μs	5.12
Pulse compression	Binary phase coding
Pulse compression length	255
Receiver specifications	
Receiver noise figure, dB	2.5
System loss (Tx+Rx side), dB	(3.1+0.9) = 4.0
I, Q bandwidth, MHz	50
ADC dynamic range, dB	36
Antenna specifications	
Type	Slotted waveguide
Antenna length, m	1.8
Azimuth beam width	1°
Elevation beam width	40°
Gain, dB	30
Polarization	Horizontal and vertical
Polarization decoupling, dB	>40

In the radar, two separate antennas are introduced – for horizontal and vertical polarizations, respectively. We have used two types of the radar antenna systems: a horn and a waveguide-slot grating. The horn antenna is rather compact with a maximum dimension of 25 cm so as to simplify its installation on an aircraft. In order to increase the accuracy of moving target detection and to increase the radar potential, a waveguide-slot antenna has also been developed and tested. The antenna cross-section is shown in Fig. 5.2. There are two antenna gratings: one with axial slots in the wide waveguide wall, and the second with transverse slots in the narrow waveguide wall for the vertical and horizontal polarization, respectively. The antenna pattern in the tilt direction is formed by 2-D horns made of metallic plates. The antenna system

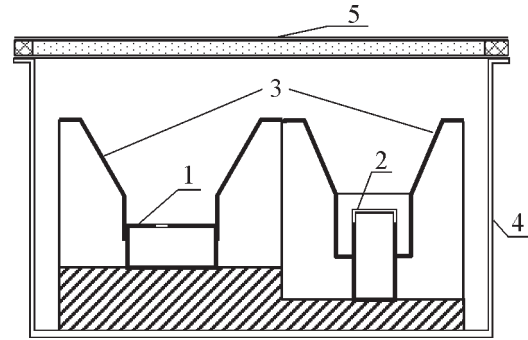


Fig. 5.2. Cross-section of the antenna system: 1 – waveguide-grating for the vertical polarization; 2 – waveguide-grating for the horizontal polarization; 3 – 2-D horns; 4 – antenna airframe; 5 – radome

is protected by a radome, which has a multi-layer structure. The radome is made of composite materials used in aircraft constructions. The power losses in the radome are as low as 0.2 dB. The antenna system is connected to the transmitter-receiver module via a p-i-n modulator.

The radar data acquisition system contains dual-channel, high-speed ADCs, FPGA, and DSP along with SRAM and DRAM modules. The following functions are realized in FPGA: pulse compression, fast Fourier transformation (FFT) for moving target indication (MTI) and rough estimation of Doppler centroid values, pre-filtering with the Doppler centroid compensation, and the focused aperture synthesis with the range migration correction. The DSP performs the following functions: accurate, real-time estimation of the pitch and yaw angles, calculation of the Doppler centroid and Doppler rate values, and final processing for MTI.

The signal processing starts from data digitizing and pulse compressing along range. After that, by using the FFT with the length of 1024 (along the azimuth), the Doppler spectra of the signal for each gate are calculated. By using these spectra, a rough estimation of the central Doppler frequencies for each gate is performed and moving targets, if any, are detected. Next, the antenna beam orientation angles are estimated by using the pro-