

## С О Д Е Р Ж А Н И Е

<b>Молчанов О. А.</b> Нелинейные эффекты воздействия мощных ОНЧ-волн на магнитосферно-ионосферную плазму (Обзор) . . . . .	1763
<b>Пономарев Е. А., Ерущенков А. И.</b> Инфразвуковые волны в атмосфере Земли (Обзор) . . . . .	1773
<b>Гуревич А. В., Милих Г. М., Шлюгер И. С.</b> Изменение ионизации нижней ионосферы под действием мощных радиоволн . . . . .	1790
<b>Беленов А. Ф., Бубнов В. А., Ерухимов Л. М., Киселев Ю. В., Комраков Г. П., Митякова Э. Е., Рубцов Л. Н., Урядов В. П., Фролов В. Л., Чугунов Ю. В., Юхматов Б. В.</b> О параметрах искусственных мелкомасштабных ионосферных неоднородностей . . . . .	1805
<b>Ерухимов Л. М., Митякова Э. Е., Мясников Е. Н., Поляков С. В., Рахлин А. В., Синельников В. М.</b> О спектре искусственных ионосферных неоднородностей на разных высотах . . . . .	1814
<b>Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Иткина М. А., Митяков Н. А., Терина Г. И., Толмачева А. В., Шавин Б. П.</b> Рассеяние радиоволн на периодических искусственных неоднородностях ионосферы . . . . .	1821
<b>Грач С. М., Карапшин А. Н., Митяков Н. А., Рапопорт В. О., Трахтенберг В. Ю.</b> Параметрическое взаимодействие электромагнитного излучения с ионосферной плазмой . . . . .	1827
<b>Димант Я. С.</b> Диссипативная параметрическая неустойчивость в сильно ионизированной плазме . . . . .	1834
<b>Игнатьев Ю. А., Кротова З. Н., Митякова Э. Е.</b> Расчет электронной концентрации области $F$ , нагретой полем мощной радиоволны . . . . .	1846
<b>Бубнов В. А., Герасимова Ж. И., Киселев Ю. В., Куприянов С. М.</b> Исследование надземно-волноводного распространения коротких радиоволн на трассах, проходящих через полярную и субполярную ночную ионосферу . . . . .	1851
<b>Брянцев В. Ф., Букин Г. В.</b> Амплитудные характеристики сигналов обратного эха на сверхдальних трассах различной ориентации . . . . .	1861
<b>Поляков В. М., Сажин В. И., Свистунов К. В., Семеней Ю. А., Тинин М. В., Унучков В. Е.</b> Сравнение результатов экспериментальных и теоретических исследований распространения обратных сигналов на трассе Хабаровск — Иркутск . . . . .	1866
<b>Ивельская М. К., Кияновский М. П., Куркин В. И., Орлов И. И., Пежемская М. Д., Попов В. Н., Потехин А. П.</b> Сравнение методик расчета МПЧ протяженных радиотрасс . . . . .	1872
<b>Борисов Н. Д., Гуревич А. В.</b> Возбуждение ионосферных волноводов источниками, расположенными на Земле . . . . .	1876
<b>Погорелов В. И.</b> О границах применимости лучевого приближения при расчетах КВ-радиотрасс . . . . .	1887
<b>Заборникова Т. М., Кондратьев И. Г.</b> О распространении и возбуждении электромагнитных мод в ионосферных волноводах . . . . .	1895
<b>Тинин М. В.</b> О проблеме возбуждения ионосферных волноводов . . . . .	1906
<b>Коробейщиков В. В.</b> Расчет траекторных характеристик лучей в неоднородной ионосфере с учетом магнитного поля . . . . .	1910

### Информация

Содержание т. XX журнала «Известия высших учебных заведений МВ и ССО СССР» по разделу «Радиофизика» за 1977 г.  
Именной указатель — т XX журнала «Известия высших учебных заведений МВ и ССО СССР» по разделу «Радиофизика» за 1977 г.

1913

1922

УДК 621.371.25 : 550.388.1

## НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ ВОЗДЕЙСТВИЯ МОЩНЫХ ОНЧ-ВОЛН НА МАГНИТОСФЕРНО-ИОНОСФЕРНУЮ ПЛАЗМУ

(Обзор)

О. А. Молчанов

## СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение
2. Индуцированное триггерное излучение от ОНЧ волн в магнитосфере
3. Самовоздействие ОНЧ волн в магнитосфере
4. Эффекты самовоздействия ОНЧ волн в ионосфере
5. Эффекты комбинационного излучения и демодуляции мощных ОНЧ сигналов в ионосфере
6. Резонансная демодуляция ОНЧ волн в высокочиротной ионосфере
7. Эффекты воздействия мощных ОНЧ волн на естественные геофизические явления

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время большой интерес вызывает проблема исследования эффектов, возникающих при инжекции мощных радиоволн в околосземную плазму. Достаточно хорошо известны эффекты, связанные с нагревом ионосферы коротковолновым (КВ) передатчиком. Такие эксперименты проводятся как за рубежом, так и в СССР [1-3]. Менее известны результаты по воздействию на ионосферную и магнитосферную плазму мощного низкочастотного передатчика. У такого воздействия есть своя специфика:

а) поглощение радиоволн максимально в *D*- и *E*-слоях ионосферы, однако излучение проходит и, следовательно, влияет и на магнитосферу;

б) поперечные размеры зоны засветки низкочастотным излучателем ионосферы примерно на порядок больше, чем в случае КВ-воздействия;

в) при одинаковой мощности потребления мощность излучения и соответствующие амплитуды полей в плазме на порядок меньше, что приводит к уменьшению эффективности нагревного механизма (даже при учете уменьшения критических значений полей этого механизма), а также к уменьшению эффективности электрострикций.

Однако в случае с воздействием на плазму низкочастотного излучения существует возможность резонансного воздействия, что увеличивает эффективность и, следовательно, вероятность экспериментального обнаружения нелинейных эффектов. С другой стороны, это накладывает определенные требования на сам эксперимент, в частности, на режим воздействия.

В дальнейшем сделана попытка краткого описания основных результатов экспериментальных и теоретических исследований по данной проблеме с естественным акцентом на результаты, полученные в ИЗМИРАНе при участии автора или появившиеся в последнее время. Как обычно бывает с не до конца понятными явлениями, трудно провести их классификацию по механизмам этих явлений, что было бы

естественнее всего. Более того, иногда довольно трудно сказать, какая плазма (магнитосферная или ионосферная) вызывает эффекты, наблюдаемые на Земле. Поэтому мы придерживались классификации по экспериментальным данным.

## 2. ИНДУЦИРОВАННОЕ (ТРИГГЕРНОЕ) ИЗЛУЧЕНИЕ ОТ ОНЧ ВОЛН В МАГНИТОСФЕРЕ

Это излучение наблюдается при приеме сигналов мощных ОНЧ передатчиков в магнитосопряженном районе земной поверхности [4–8] и имеет вид, показанный на рис. 1 (эксперимент ИЗМИРАН и НИРФИ 1970 г., частота передатчика  $f_0 = 15,0 \text{ кГц}$ ,  $\Phi \sim 50^\circ$ ). Приведен динамический спектр. Длительность исходного импульса  $0,4 \text{ с}$ , магнитосферный сигнал приходит с задержкой  $\sim 0,5 \text{ с}$ . Обычно это явление интерпретируется в терминах резонансного циклотронного взаимодействия энергичных электронов и ОНЧ волн в экваториальной плоскости магнитосферы [9, 10].

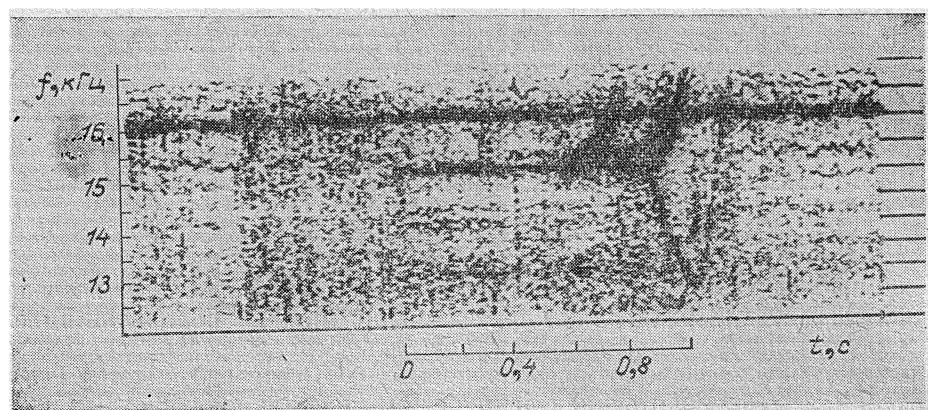


Рис. 1.

## 3. САМОВОЗДЕЙСТВИЕ ОНЧ ВОЛН В МАГНИТОСФЕРЕ

Наиболее яркими признаками этого эффекта являются квазипериодическая модуляция амплитуды и спектр ОНЧ волн [6, 11, 12]. В этих экспериментах использовались сравнительно короткие посылки и наблюдались характерные периоды модуляции  $\tau_m \sim 0,2 - 0,5 \text{ с}$ , причем заметна тенденция к уменьшению периодов с увеличением амплитуды сигнала.

Более детально эта зависимость исследовалась в специальном эксперименте (ИЗМИРАН, 1975 г.) по приему в магнитосопряженном районе сигналов ОНЧ передатчика с  $f_0 = 15,0, 22,5$  и  $30,0 \text{ кГц}$ , работавшем в режиме как коротких ( $0,5 \text{ с}$ ), так и длинных посылок ( $60 \text{ с}$ ) [13]. Обнаружено, что  $\tau_m \sim E^{-\alpha}$ , где  $\alpha = 1 - 2$  и, кроме того,  $\tau_m \sim f_0^{-1}$ . Интерпретация этого явления возможна в терминах того же резонансного взаимодействия с энергичными электронами и аналогична объяснению триггерных излучений [14]. Связь этих двух эффектов обнаруживается экспериментально [6] и иллюстрируется на рис. 1, где можно увидеть, что триггерные сигналы рождаются в максимумах уширения спектра (и максимумах амплитуды) исходного магнитосферного сигнала. Заметим, что детальные расчеты на ЭВМ характеристик нелинейного резонансного взаимодействия позволяют объяснить даже такие

тонкие особенности экспериментальных результатов, как несимметричное уширение спектра (преобладание частот  $f > f_0$ ). Качественно это можно понять из следующих соображений. Резонансная энергия электронов при квазипродольном распространении свистовой волны с частотой  $f_0$  выражается таким образом:

$$E_r = 252 f_{He}^2 / f_{0e}^2 (1 - x)^2 (\cos \theta - x) x^{-1}, \text{ кэВ}, \quad (1)$$

где  $f_{He}$ ,  $f_{0e}$  — гирочастота и плазменная частота электронов,  $x = f_0 / f_{He}$ . При не слишком малых  $x$  происходит диффузия функции распределения  $F$  по скоростям  $\partial F / \partial v$ , причем частицы с  $E < E_r$  приобретают энергию от волны, а частицы с  $E > E_r$  отдают энергию волне. Если часть энергии частиц, приобретенной от исходной волны, тратится на переизлучение, то в соответствии с (1) это приведет к увеличению естественных излучений с  $f > f_0$ , что и наблюдается в действительности. В недавней работе [16] показано, что триггерное излучение всегда начинается с частот  $f > f_0$ , даже если в дальнейшем его частота становится ниже исходной. Это также можно объяснить приведенными выше качественными соображениями.

В то же время в возникновении указанных нелинейных явлений существенную роль может играть взаимодействие свистовой волны с медленными электростатическими колебаниями, существующими вне зависимости от этой волны или порождаемыми ею самой. Нелинейные инкременты такого взаимодействия  $\gamma_H$  оцениваются в ряде работ [17, 18]. В частности, для резонансного распадного взаимодействия с ионноциклотронными волнами ( $f \sim f_{Hi}$ )  $\gamma_H \sim 1 - 10$  для реальных амплитуд ОНЧ передатчика в магнитосфере на  $L \sim 3 - 4$ . С другой стороны, в работе [19] показано, что в ограниченной области взаимодействия  $\Delta S$  в результате распадного взаимодействия возникает модуляция исходной волны с периодом  $\tau_m \sim (\gamma_H^2 \Delta S / v_g)^{-1}$ . Экспериментально определяемая задержка магнитосферных сигналов порядка  $0,5 - 0,8$  с, так что мы можем положить  $\Delta S / v_g \sim 0,1 - 0,3$  с, что приводит к сравнимым с экспериментальными значениями  $\tau_m$ , а также к соответствующим зависимостям  $\tau_m$  от  $E$  и  $f_0$  [13] при учете  $v_g \sim f^{1/2}$ . Заметим, что в рамках данного механизма естественным образом объясняется канализация мощных свистовых волн в магнитосфере [17]. С другой стороны, канализация из-за электрострикции (изменение показателя преломления  $\Delta e \sim v_\sim^2 / v_t^2$ , где  $v_\sim = eE / m\omega_{He}$ ), обсуждаемая, например, в работе [20], требует амплитуд полей, как минимум на два порядка превышающих реальные значения.

#### 4. ЭФФЕКТЫ САМОВОЗДЕЙСТВИЯ ОНЧ ВОЛН В ИОНОСФЕРЕ

Довольно естественно предполагать, что в результате нагрева и изменения характеристик плазмы в нижних слоях ионосферы под влиянием мощной ОНЧ волны должен измениться коэффициент отражения этой волны от ионосферы и, следовательно, могут возникнуть вариации амплитуды греющей волны. По-видимому, такой эффект был обнаружен в эксперименте (ИЗМИРАН, 1976 г.), в котором проводился прием длинных посылок среднеширотного и субаврорального ОНЧ передатчиков на расстояниях 500 и 700 км соответственно, а иногда и на более далеких расстояниях ( $\sim 4000$  км) [21]. С помощью антенн по одному из каналов записи производилась отстройка от земного сигнала  $A$ , превышающего на этих расстояниях ионосферный сигнал  $E$  примерно на порядок. На рис. 2 схематически изображены образцы записей в нескольких сеансах (Пвш — высокосиротный передатчик,

$P_{\text{сш}}$  — среднеширотный передатчик, масштаб для  $A$  в 10 раз меньше, чем для  $E$ ). Основные выводы из обработки результатов следующие:

а) наблюдались как случайные вариации амплитуды сигнала  $E$  ( $\Delta E$ ), обусловленные нестационарностью ионосферы, так и неслучайные вариации ( $\delta E$ ), зависящие от режима воздействия;

б) относительные значения регулярных вариаций  $\delta E/E$  были пропорциональны мощности воздействия и имели характерные времена 3—8 мин;

в) на далеких расстояниях ночью и на небольших расстояниях днем амплитуда монотонно нарастала к концу каждой посылки длительностью 120 с;

г) эффект более заметен для высокосиротного передатчика и ночных условий.

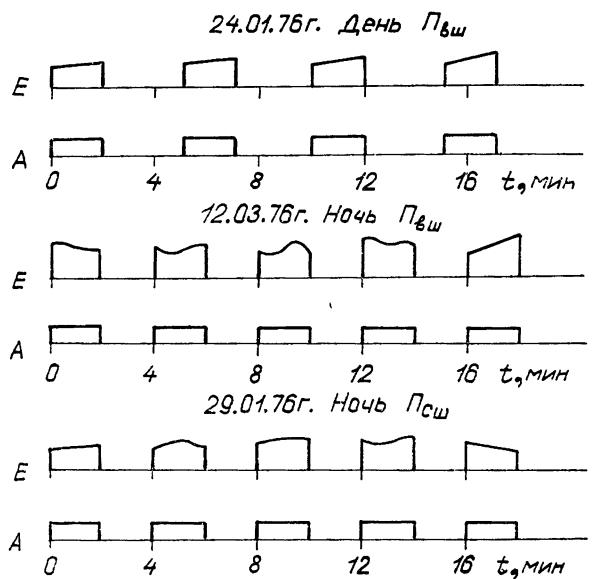


Рис. 2.

Изменения электронной концентрации, приводящие к изменению коэффициента отражения, могут возникнуть в результате нарушения ионизационно-рекомбинационного баланса ионосферной плазмы в результате нагрева и быстрого увеличения температуры  $T_e$  на  $\Delta T \sim E^2$  за время  $(\delta v_{em})^{-1} \sim 10^{-2} - 10^{-3}$  с [22]. При этом электронная концентрация будет нарастать по закону

$$N_e(t)/N_{e0} = z^{-1} \frac{(1+z) - (1-z) \exp[-t/\tau_c]}{(1+z) + (1-z) \exp[-t/\tau_c]}, \quad (2)$$

где  $z = [\alpha(T + \Delta T)/\alpha(T)]^{1/2}$ ,  $\alpha$  — коэффициент рекомбинации,  $\tau_c = z(2\alpha N_{e0})^{-1}$ . При нагреве  $\alpha$  уменьшается  $\sim T^{-1}$ ,  $N_e$  растет с характерным временем  $\tau_c \sim 10^3$  с для реальных значений  $\alpha$  и  $N_e$  [22]. Ввиду конечности области нагрева определенную роль должны играть процессы диффузии и термодиффузии, имеющие характерные времена того же порядка. Кроме того, при оценке значений возникающих вариаций амплитуды необходимо учитывать многомодовый характер распространения в волноводе Земля — ионосфера.

### 5. ЭФФЕКТЫ КОМБИНАЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И ДЕМОДУЛЯЦИИ МОЩНЫХ ОНЧ СИГНАЛОВ В ИОНОСФЕРЕ

Во время эксперимента, описанного в предыдущем разделе, проводились дополнительные наблюдения сигналов на комбинационных частотах. В приемнике применялись узкие полосы 0,03 и 0,1 Гц, но даже с ними амплитуда сигнала по сравнению с фоном естественных шумов была невелика [23]. На рис. 3 показаны средние значения отношения сигнал/шум  $N$  за восемь сеансов в зависимости от номера посылки  $n$  при длительностях посылки и паузы 120 с на разностной частоте  $\Delta f = 1,3$  кГц ( $f_1 = 15,0$  кГц,  $f_2 = 13,7$  кГц). Вертикальными линиями указан разброс значений по сеансам, штриховой полосой — интервал недостоверности результатов, определяемый по флуктуациям интегральной интенсивности естественных шумов вне сеанса. Калибровка приемника показала, что наблюдаемый сигнал нельзя объяснить нелинейностью приемного тракта, и дала возможность оценить амплитуду  $E_{\Delta f} \approx 0,2$  — 0,5 мкВ/м. Обращают на себя внимание флуктуации амплитуды разностного сигнала с временем  $\sim 8$  мин, что может быть объяснено эффектом самовоздействия исходных сигналов. В [25] приводятся также доказательства увеличения эффекта в магнито-возмущенные периоды. В этой же работе обсуждается возможность генерации разностного сигнала нелинейным током магнитострикции, при этом

$$E_{\Delta \omega} \sim 10^2 E_1 E_2 v_{em} \omega_{de}^{3/2} \sin^3 \theta \omega^{-1/2} \Delta \omega^{-1/4}. \quad (3)$$

где  $\theta$  — угол между вертикальной осью и направлением внешнего магнитного поля. Однако оценки по этой формуле дают меньшие значения  $E_{\Delta \omega}$ , чем наблюдались в эксперименте, что приводит к выводу о существовании более эффективного механизма нелинейности. Таким механизмом может быть механизм параметрического нагревного возбуждения квазистационарных электрических токов в ионосфере [24]. Оценки особенно просты для расчета сигнала демодуляции ОНЧ волны, амплитуда которой модулируется по закону  $(1 + m \cos \Omega t)$ , причем  $\Omega \leq \delta v_{em}$ . В случае однородного нагрева генерируемый в слое  $E$  нелинейный ток выражается следующим образом [25]:

$$j_{\Omega, x} \approx 5v_{em}/6\omega_{He} (\Delta/T)_{max} \left( 1 + \frac{E_{0\parallel} \operatorname{tg} \alpha \omega_{He}^2}{E_{0\perp} v_{em}^2} \right) j_0. \quad (4)$$

Здесь  $E_{0\perp}$ ,  $E_{0\parallel}$  — компоненты внешнего электрического поля поперек и вдоль магнитного поля Земли,  $j$  — плотность тока электроструи,  $\alpha$  — угол ( $z$ ,  $H_0$ ). Интересно, что модулируется в основном компонента тока вдоль направления  $E_0$  (ось  $x$ ), тогда как более сильная компонента

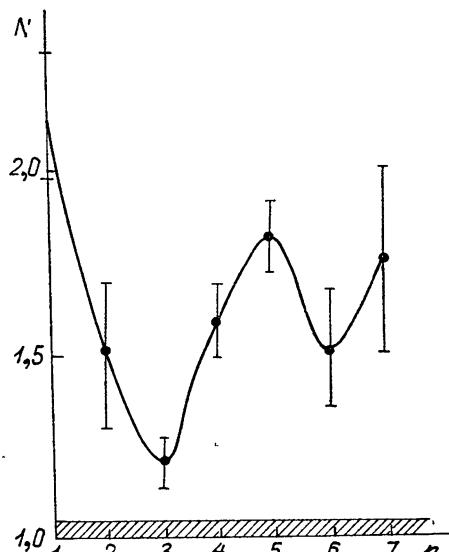


Рис. 3.

внешнего тока  $j_0$  вдоль геомагнитной параллели (ось  $y$ ) модулируется гораздо меньше:  $j_{oy}/j_{ox} \sim v_{im}/\omega_{Hi} \gg 1$ , однако  $j_{\Omega, y}/j_{\Omega, x} \sim v_{em}/\omega_{He} \ll 1$ . В случае генерации сигнала модуляции  $\Delta T \sim E^2$ , тогда как в случае генерации комбинационной частоты  $m=1/2$  и  $\Delta T \sim E_1 E_2 \cos(\Delta kz)$ . Амплитуда сигнала демодуляции пропорциональна возмущенному току (4), и, поскольку длина волны излучения на частоте  $\Omega$  от такого тока сравнима с характерными размерами возмущенной зоны, магнитная компонента сигнала  $\delta H_\Omega$  в сравнении с вариацией магнитного поля от полярной электроструи  $\delta H_0$  выражается следующим образом:

$$\delta H_\Omega / \delta H_0 \approx 5\pi/24 (\Delta T/T_0)_{\max} \frac{v_{em} L}{(\omega_{He} L j)} \left[ 1 + \frac{(E_{||} \operatorname{tg} \alpha \omega_{He}^2)}{(E_0 v_{em}^2)} \right], \quad (5)$$

где  $L$  — характерный размер нагревной зоны,  $Lj$  — поперечный размер электроструи. Для  $\Delta T/T \sim 0,1 - 0,5$  и реальных значений других параметров на высоте  $h \sim 100$  км  $\delta H_\Omega \sim 10^{-3} \div 10^{-4} \delta H_0$  и может существенно возрасти при наличии даже небольшого продольного поля, так как  $\omega_{He}/v_{em} \gg 1$ .

Эффект демодуляции сигналов среднеширотного ОНЧ передатчика описывается в работе [27] ( $f_0 = 14,7$  кГц,  $\Omega = 0,2$  Гц).

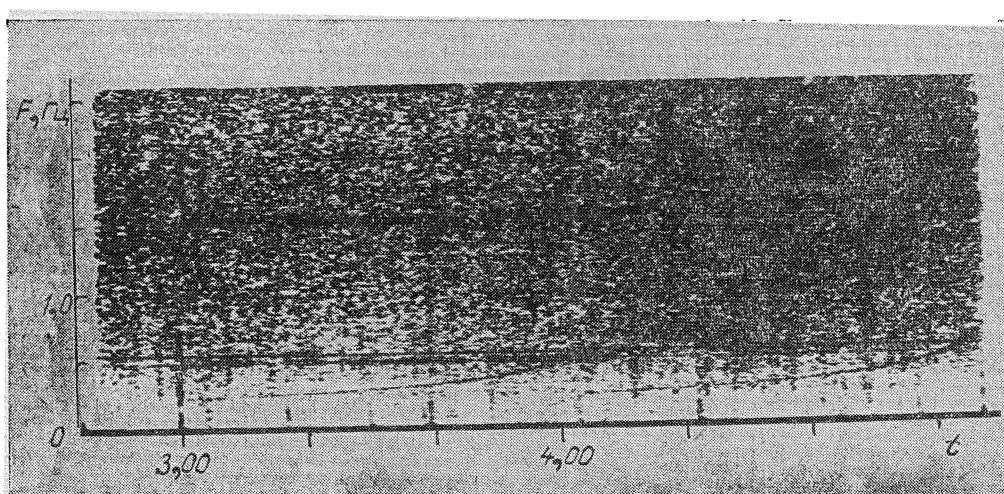


Рис. 4.

В эксперименте (ИЗМИРАН, 1975 г.), проведенном в рамках проекта «Аракс», была сделана попытка обнаружить подобный эффект для субаврорального ОНЧ передатчика [28]. Последующие эксперименты позволили сделать вывод о том, что интенсивность естественных КПК излучений возрастает в интервалы работы передатчика [28, 29]. Подобное заключение делается в работе [31] по результатам наблюдений вариаций КПК в районе, магнитосопряженном Антарктиде. Недавно (ИЗМИРАН, декабрь, 1976 г.) проведен эксперимент по приему демодуляции от субаврорального ОНЧ передатчика ( $f_0 = 37,0$  кГц,  $\Omega = 0,5$  Гц). Сигнал регистрировался на расстоянии 500 км к западу от передатчика на трехкомпонентный датчик короткопериодных вариаций магнитного поля, разработанный в ЛО ИЗМИРАН группой Ю. А. Копытенко, и записывался на аналоговый магнитофон. Результат сонографического анализа сигнала по  $D$ -компоненте в сеансе 14 декабря 1976 г. приведен

на рис. 4. В периоды 3<sup>h</sup>00<sup>m</sup> — 3<sup>h</sup>20<sup>m</sup>, 3<sup>h</sup>25<sup>m</sup> — 3<sup>h</sup>45<sup>m</sup> и 3<sup>h</sup>50<sup>m</sup> — 4<sup>h</sup>10<sup>m</sup> происходила работа передатчика с указанной модуляцией, причем в первом интервале менялась мощность воздействия. Видно, что принимался демодулированный сигнал как на частоте  $\Omega$ , так и на ее нечетных гармониках. Амплитуда сигнала была  $\sim (1-3) m\gamma$ , что в общем сходится с оценкой по формуле (5). Демодулированный сигнал по компонентам  $H$  и  $z$  гораздо меньше, однако естественная вариация в интервале времен 04<sup>h</sup>00<sup>m</sup> — 04<sup>h</sup>40<sup>m</sup> ( $\Omega \sim 0.5 - 0.7 \text{ Гц}$ ) по компоненте  $H$  гораздо интенсивнее, чем по  $D$ . Это, по-видимому, свидетельствует о том, что демодулированный сигнал, в отличие от естественных КПК, возбуждается  $x$ -компонентой ионосферного тока в соответствии с приведенными выше оценками [30].

## 6. РЕЗОНАНСНАЯ ДЕМОДУЛЯЦИЯ ОНЧ ВОЛН В ВЫСОКОШИРОТНОЙ ИОНОСФЕРЕ

Естественно задаться вопросом: существуют ли такие частоты модуляции  $\Omega$ , при которых эффективность механизма демодуляции максимальна. Для механизма нагревного возбуждения квазистационарных токов в полярной ионосфере этот вопрос был рассмотрен в работе [25]. Существование оптимальной частоты обусловлено конечностью попечерных размеров области нагрева и связано с возникающим при этом разделением зарядов в направлении  $E_0$ . Если задаться неоднородным профилем  $\Delta T(x, y)$ , зависящим от значений амплитуды нагревной волны, то

$$\Delta N \approx 5/6 e (\Delta T/T)_{\max} v_{em}/\omega_{He} (\partial \ln \Delta T / \partial x), \quad (6)$$

причем дефицит (избыток) зарядов смешен от центра зоны нагрева на расстояние  $x_0 \approx \langle x \Delta N \rangle / \langle \Delta N \rangle$ , где усреднение производится по полупространству  $x > 0$  ( $x < 0$ ). Если  $\Delta T$  модулируется с частотой  $\Omega$ , то с такой же частотой заряды  $+\langle \Delta N \rangle$  и  $-\langle \Delta N \rangle$  меняются местами, что эквивалентно наличию в системе «конденсатора» с расстоянием между пластинами  $\sim 2x_0$  и эквивалентной емкостью  $C_0 \sim \epsilon S / 8\pi x_0$ , где  $S \sim \langle y \rangle \Delta h$ ,  $\Delta h$  — толщина токового слоя. Аналогичным образом в системе существует «самоиндукция»  $L_0 \sim x_0$  и «сопротивление»  $R$  из-за наличия поглощения. В итоге в выражении для  $j_\Omega$  появляется резонансный член:

$$A(\Omega, \Omega_0) = 2\Omega\Omega_0\tau [(\Omega^2 - \Omega_0^2)^2 + 4\Omega^2\Omega_0^2\tau^2]^{-1/2}, \quad (7)$$

где

$$\Omega_0 \sim (2h \Delta h \epsilon \mu_0)^{-1/2}, \quad \tau = \Omega_0 \epsilon / \sigma_{xx}, \quad (7a)$$

а  $\sigma$  и  $\epsilon$  — проводимость и диэлектрическая проницаемость плазмы на частоте  $\Omega$ ,  $h$  — высота от Земли до токового слоя,  $\Delta h$  — его толщина. Формулы (7а) выписаны для ненаправленной антенны, если же у антенны есть коэффициент направленности  $G$ , то выражения (7а) нужно домножить на  $G^{1/4}$ . Для реальных значений параметров плазмы на высоте  $h \sim 100 \text{ км}$  получаем для ненаправленной антенны

$$\Omega_0/2\pi \approx 50 - 500 \text{ Гц}, \quad \tau \sim 0.2 - 1.0, \quad (8)$$

тогда как для направленной антенны  $G \sim 100$  получаем

$$\Omega_0^*/2\pi \sim 0.2 - 2.0 \text{ кГц}. \quad (8a)$$

Первые значения в обоих случаях относятся к дневным условиям, вторые — к ночных условиям. Заметим, что оценка (8а) для ночных условий хорошо сходится с экспериментальными данными по демоду-

ляции КВ-передатчика в нижней ионосфере [3, 24]. Следует учесть также, что в случае  $\Omega_0^* > \Omega_k$  эффективность указанного механизма демодуляции уменьшается на фактор  $\Omega_k(\Omega^2 + \Omega_k^2)^{-1/2}$  из-за того, что период вынужденных вариаций температуры электронов становится меньше характерного времени установления температуры  $\Omega_k^{-1}$ .

## 7. ЭФФЕКТЫ ВОЗДЕЙСТВИЯ МОЩНЫХ ОНЧ ВОЛН НА ЕСТЕСТВЕННЫЕ ГЕОФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ

Ввиду того, что ОНЧ волна проникает в магнитосферу и возмущает распределение энергичных электронов (изменение адиабатических инвариантов, высыпание в ионосферу), возможно возникновение связанных с этим эффектов: а) возбуждение (усиление) колебаний магнитного поля, б) появление дополнительного свечения ионосферы в оптическом диапазоне или других проявлений высыпаний энергичных электронов, наконец, в) изменение интенсивности естественных ОНЧ излучений.

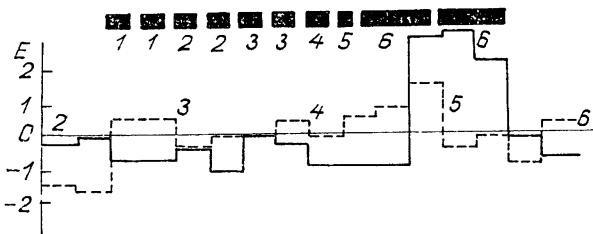
а) Большая часть результатов, упомянутых нами в разделе о демодуляции ОНЧ волн, может интерпретироваться (и интерпретируется) как доказательство возбуждения КПК в магнитосфере [27–31]. Из экспериментальных данных, за исключением может быть данных [27, 30], трудно установить, наблюдался ли эффект демодуляции ОНЧ волны или эффект стимуляции естественных КПК с частотой демодулированного сигнала (или ее гармоникой). Эти процессы отличаются как механизмом, так и энергетикой, кроме того, первый процесс вероятнее всего происходит в ионосфере и, следовательно, предшествует второму. С точки зрения экспериментальных результатов эти эффекты могут отличаться спектральными характеристиками (спектральные полосы демодулированного сигнала гораздо уже, чем стимулированного), и именно на основании этого соображения авторы работы [27], единственным в которой анализировался спектр, утверждают, что, по крайней мере, иногда они наблюдали стимуляцию естественных КПК. Заметим, что аналогичное утверждение можно было бы делать по результатам работы [30] (см. рис. 4). Однако нет уверенных доказательств того, что возникновения КПК в интервалы времени, совпадающие с работой ОНЧ передатчика, не являются случайным событием.

Одной из возможностей объяснения возбуждения КПК мощной ОНЧ волной может быть раскачка собственных колебаний геомагнитной ловушки и находящихся в ней в динамическом равновесии энергичных электронов и фона ОНЧ шумов [32].

б) Эффекты высыпания электронов в атмосферу за счет естественных ОНЧ сигналов обнаружены достаточно давно и уверенно [33, 34], результаты наблюдения подобных эффектов от излучения ОНЧ передатчиков описаны в работах [28, 35]. Принципиальная возможность таких эффектов в рамках механизма нелинейного циклотронного взаимодействия не вызывает сомнения, и в работе [36] сделаны оценки потоков электронов с учетом реальных условий эксперимента.

в) Поскольку высыпающиеся под влиянием мощной ОНЧ волны энергичные электроны могут в другой области неоднородной магнитосферы переизлучать на другой частоте, естественной выглядит попытка обнаружить эффект из изменения спектра и других характеристик ОНЧ излучений во время работы передатчика [38]. Анализировались всплески ОНЧ излучений за период 1–15 марта 1976 г. на трех станциях, одна из которых (обс. Веркола) находилась вблизи субаврорального передатчика. На рис. 5 изображена разность средней интенсивности ОНЧ излучений за 7 суток работы по сравнению с аналогичной величиной

за 7 суток отсутствия воздействия. Сплошная кривая относится к обс. Верколя, пунктирная — к обс. Ловозеро (500 км севернее зоны воздействия). Здесь же схематически изображены интервалы работы передатчика. Видно, что в период с 4<sup>h</sup>45<sup>m</sup> до 5<sup>h</sup>30<sup>m</sup> интенсивность ОНЧ излу-



Режимы

	Посылка, с	Пауза, с		Посылка, с	Пауза, с
1	0,5	2,5	4	15	45
2	15	15	5	0,2	0,8
3	15	30	6	120	120

Рис. 5.

чений меняется заметным образом. На рис. 6 показано сравнение временных интервалов ОНЧ всплесков за три ночи наблюдений по трем станциям (обс. Красное — южнее зоны на 400 км). Обращает на себя внимание, что на станциях южнее и севернее обс. Верколя всплески практически одновременны, что говорит о крупномасштабности возмущения, тогда как на самой обс. Верколя наблюдается запаздывание начала  $\sim 10$ —20 мин. Оказалось, что во время работы передатчика наблюдались, как правило, ОНЧ возмущения хорообразного типа в полосе частот 2—3 кГц. Более детальный анализ части всплесков на

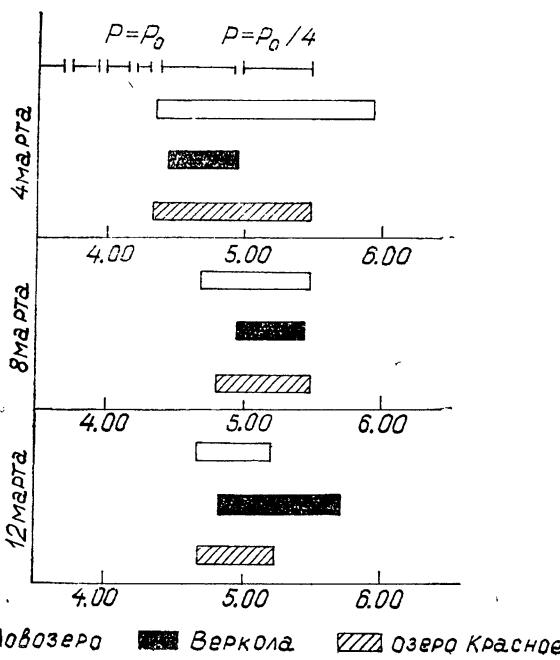


Рис. 6.

обс. Веркола и Ловозеро показал, что всплески на первой обсерватории имеют тенденцию к модуляции интенсивности с периодом  $\sim 15$  мин, близким к периоду воздействия. Вероятное объяснение указанных результатов возможно при учете эффектов одновременного воздействия мощной волны накачки на ионосферу и магнитосферу. При этом на начальном этапе воздействия происходит увеличение поглощения ОНЧ шумов в ионосфере из-за нагрева и высыпания электронов, приводящее к запаздыванию всплесков вблизи передатчика. В дальнейшем из-за диффузии избытка концентрации в ионосфере или медленных перестроек распределения электронов в магнитосфере может произойти усиление излучения, поскольку переизлучение высыпающихся электронов перестает компенсироваться поглощением в ионосфере.

Аналогичные закономерности были обнаружены сравнительно давно по наблюдению ОНЧ шумов на Земле в магнитовозмущенное время [37].

Автор благодарен Я. И. Лихтеру за полезное обсуждение данной работы.

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. W. F. Uttaut et al, J Geophys Res., **75**, 6402 (1970).
2. И. С. Шлюгер, Письма в ЖЭТФ, **19**, 274 (1974)
- 3 Г. Г. Гетманцев и др, Письма в ЖЭТФ, **20**, 222 (1974)
4. R. A. Helliwell et al, J. Geophys. Res., **69**, 2391 (1964).
- 5 I. Kimura, J. Geophys. Res., **73**, 445 (1968).
6. Ya. I. Likhiter et al, Space Res., **13**, 689 (1973).
7. Ю В Киселев и др, Ионосферные исследования, изд Межведомственного Геофизического Комитета при АН СССР, № 22, 81 (1975)
- 8 R. A. Helliwell and J P. Katsufurais, J Geophys Res., **79**, 2511 (1974).
9. R. A. Helliwell, J. Geophys. Res., **72**, 4773 (1967)
- 10 В И Карпман, Д Р Шклар, ЖЭТФ, **67**, 102 (1974).
11. Я. И Лихтер и др, Письма в ЖЭТФ, **14**, 475 (1971)
12. T. R. Bell and R. A. Helliwell, J. Geophys. Res., **76**, 8414 (1971)
- 13 О А Молчанов, А Е Резников, Письма в ЖЭТФ, **23**, 489 (1976)
14. Я Н Истомин, В. И Карпман, ЖЭТФ, **63**, 131 (1973)
15. H. Matsumoto, J. Yasuda Rep of Jon Res Lab № JRL-HM-01, 1975.
- 16 C S Stiles and R A Helliwell, J. Geophys. Res., **23**, 689, (1975).
- 17 О А Молчанов и др, Изв высш уч зав — Радиофизика, **17**, № 3, 325 (1974)
- 18 V. Yu. Трактентер, Planet Space Sci., **21**, 359 (1973), Д. С. Котик, В Ю. Трактентер, Геомагнетизм и аэрономия, **13**, 871 (1973); С М Грач, Изв высш уч зав — Радиофизика, **18**, № 11, 1627 (1975)
- 19 О. А Молчанов, Геомагнетизм и аэрономия, **15**, 681 (1975)
20. R. L. Stenzel, Geophys Res Lett., **3**, 61 (1976)
21. О. А Молчанов и др, Геомагнетизм и аэрономия, **16**, 972 (1976).
22. А В Гуревич, А Б Шварцбург, Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере, изд Наука, М, 1973.
23. О. А Молчанов и др, Геомагнетизм и аэрономия (в печати)
24. Д С Котик, В Ю Трактентер, Письма в ЖЭТФ, **21**, 104 (1975)
25. А. Б Шварцбург, О. А Молчанов, сб Исследования ионосферы и магнитосферы методами активного воздействия, Аппатиты, 1977, стр 42
- 26 В. Д. Шаффранов, Вопросы теории плазмы, **3**, 3 (1963)
27. J. W. Willis and J. R. Davis, J Geophys. Res., **81**, 1420 (1976).
- 28 В. М. Чмырев и др, Письма в ЖЭТФ, **28**, 452 (1976)
29. О. А Молчанов, Ю. А. Коptyenkо и др, Симпозиум КАПГ по солнечно-земной физике, Тезисы докладов, ч 3, Тбилиси, 1976, стр 34
- 30 Ю. А Коptyenkо и др. Письма в ЖЭТФ (в печати)
31. A. C Fraser-Smith and C A Cole, J Geophys. Res., Lett., **2**, 146 (1975).
- 32 П А Беспалов, В Ю Трактентер, Изв высш уч зав — Радиофизика, **19**, № 5—6, 801 (1976).
33. T. J Resenberge et al, J. Geophys. Res., **76**, 8445 (1971)
34. R. A. Helliwell et al, J. Geophys. Res., **78**, 4679 (1973)
- 35 И. А Жулини и др, ДАН СССР, Физика, **230**, 1075 (1976).
36. В И. Карпман и др, Геомагнетизм и аэрономия, **16**, 572 (1976).
- 37 Н. Г Клейменова и др, Геомагнетизм и аэрономия, **8** (1968)
- 38 М. М. Могилевский и др, сб Исследования ионосферы и магнитосферы методами активного воздействия, Аппатиты, 1977, стр 25.

УДК 551.501.8

## ИНФРАЗВУКОВЫЕ ВОЛНЫ В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

(Обзор)

*Е. А. Пономарёв, А. И. Ерущенков*

### СОДЕРЖАНИЕ

- 1. Введение**
- 2. Акусто-гравитационные волны малой амплитуды в изотермической атмосфере**
- 3. Акусто-гравитационные волны в слабонеизотермической атмосфере**
- 4. Особенности распространения и генерации АГВ в реальной (неизотермической) атмосфере**
- 5. Особенности поведения звуковых волн конечной амплитуды в атмосфере Земли**
- 6. Некоторые акустические эффекты в верхней атмосфере и ионосфере**
  - 6.1. Нагрев атмосферы**
  - 6.2. Акустические течения и атмосферные выбросы**
  - 6.3. Формирование мелкомасштабных радиорассеивающих структур**
  - 6.4. Генерация ионного и магнитного звука акустическими волнами**
  - 6.5. Возможность возбуждения некоторых типов КПК акустическими волнами**
  - 6.6. Модуляция оптических эмиссий атмосферы**
  - 6.7. Снижение уровня ионизации в поле интенсивных звуковых волн**
- 7. Естественные и искусственные источники инфразвука**
- 8. Аппаратура и методика наблюдений**
- 9. Некоторые задачи и перспективы**
- 10. Заключение**

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящем сообщении, имеющем, в целом, обзорный характер, будут изложены некоторые аспекты поведения инфразвуковых волн в атмосфере Земли, важные для понимания ряда ионосферных процессов.

Звуком принято называть продольные упругие волны в сжимаемой среде. Источником звука может быть любое колеблющееся тело, погруженное в такую среду. Поскольку любое, достаточно протяженное тело при своем движении в воздухе создает турбулентцию, являющуюся источником колебаний давления, звук в воздухе легко возникает при обтекании ветром препятствий, при движении транспортных средств и т. д.

Звуковые колебания в диапазоне частот ниже  $16 \text{ Гц}$ , лежащие за порогом восприятия слухом человека, принято называть инфразвуком. При распространении звука в однородной среде его частота определяет лишь величину затухания и не влияет на другие характеристики распространения.

Совершенно другая картина возникает при распространении звука в гравитирующей среде, например, в атмосфере с экспоненциально падающей плотностью. До тех пор, пока длина волны много меньше  $H$ -высоты однородной атмосферы, упругие волны распространяются также, как и в однородной среде, поскольку гравитационная сила компенсируется архимедовой. Для волн с  $\lambda \sim H$  такой компенсации уже нет

и к силе упругости добавляется возвращающая сила — архимедова или тяготения.

Для волн с длиной  $\lambda \gg H$  упругая сила перестает быть главным фактором распространения. Потенциальная энергия движущегося элемента среды запасается в виде разницы работы гравитационной и архимедовой сил, в какой-то степени аналогично тому, как это происходит в гравитационных волнах на границе жидкости.

Такие волны в атмосфере названы внутренними гравитационными волнами. Для модели земной изотермической атмосферы граница между звуковыми и внутренними гравитационными волнами лежит в области периодов  $\sim 300$  с.

Вторым важным отличием реальных волн в земной атмосфере от «лабораторного звука» является то, что в инфразвуковом диапазоне их в большинстве случаев следует рассматривать как волны конечной амплитуды. Это отличие связано с двумя факторами. Первый фактор — малая величина коэффициента молекулярного затухания, определяемого вязкостью  $\delta \sim \nu k^2 \sim \nu / \lambda^2$ . Например, для  $\lambda \sim 3 \cdot 10^6$  см ( $T \sim 100$  с)

$\sim 10^{-14}$  с<sup>-1</sup> на уровне Земли и  $\delta \sim 10^{-8}$  с на уровне 100 км ( $\nu \sim 0,1$  на уровне Земли и  $\nu \sim 2 \cdot 10^5$  на высоте 100 км). Соответствующие чис-

ла Рейнольдса  $Re = \frac{\nu \lambda}{2\pi\nu} = \frac{\nu}{k} = M \frac{c^2}{\omega\nu}$  находятся в пределах от  $10^8$ — $10^7$

(у Земли) до  $10^2$ — $10^1$  на уровне 100 км. Малая величина коэффициента затухания вместе с отсутствием заметной дисперсии звуковых волн приводят к тому, что даже в случае слабой нелинейности гармоники основной частоты инфразвука легко раскачиваются, слабо затухают и долгое время находятся в резонансе с волной основной частоты, которая осуществляет «подпитку энергии» этих гармоник. Это приводит к тому, что амплитуды гармоник достигают величин, сравнимых с амплитудой основной частоты. Конкретно, в атмосфере это приводит к «укручению» фронта первоначально синусоидальной волны и к превращению ее в квазипериодическую.

Второй фактор, не имеющий, однако, принципиального значения, — падение плотности земной атмосферы с высотой, в результате чего относительное давление и скорость в волне растут с высотой пропорционально  $\exp(z/2H)$ . Поскольку скорость звука изменяется в атмосфере с высотой незначительно, число Маха в волне, идущей от поверхности Земли, увеличивается на высотах ионосферы в несколько сот раз, по сравнению с его «наземным» значением.

Еще, по крайней мере, три фактора, обычно не рассматривающиеся применительно к акустическим процессам для «лабораторного звука», имеют важное значение для атмосферной акустики. Это — стратификация атмосферы, ветры и турбулентция.

Стратификация связана с температурной неоднородностью атмосферы и приводит, с одной стороны, к канализации звука, с другой — к появлению медленных гравитационных волн, так называемых затопленных волн, возникающих в области температурной инверсии. Волны эти раскачиваются ветром. Наконец, атмосферная турбулентция и конвекция влияют на акустические процессы в том смысле, что могут быть ответственны за рассеяние звука, генерацию акустических шумов. В нелинейном приближении следует учитывать обмен энергией между турбулентцией и звуком.

Ниже некоторые из приведенных соображений будут рассмотрены подробнее, включая также вопросы техники прямых наземных наблюдений инфразвука.

## 2. АКУСТО-ГРАВИТАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ МАЛОЙ АМПЛИТУДЫ В ИЗОТЕРМИЧЕСКОЙ АТМОСФЕРЕ

Акусто-гравитационные волны (АГВ) малой амплитуды описываются системой линеаризованных гидродинамических уравнений, дополненных уравнением баланса тепла [1]:

$$\rho_0 \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\nabla P + \mathbf{g} \rho + \mathbf{F}; \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \rho_0 \mathbf{v} = 0; \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (P - c^2 \rho) + \mathbf{v} \nabla (P_0 - c^2 \rho_0) = Q, \quad (2.3)$$

где  $\mathbf{v}$ ,  $P$ ,  $\rho$  — амплитуда скорости, возмущения давления и плотности в волне,  $P_0$ ,  $\rho_0$  — невозмущенные давление и плотность,  $\mathbf{F}$  — внешние силы,  $Q$  — плотность мощности источников энергии,  $c^2 = \gamma g H$  — скорость звука,  $\mathbf{g}$  — ускорение силы тяжести,  $H = kT/mg$  — высота однородной атмосферы,  $\gamma$  — показатель адиабаты,  $T$  — температура по Кельвину,  $k$  — постоянная Больцмана,  $m$  — средняя масса молекулы атмосферы. В дальнейшем будем рассматривать свободные волны ( $Q \equiv F \equiv 0$ ).

Дисперсионное уравнение, соответствующее системе (2.1) — (2.3), есть

$$\omega^4 - \omega^2 c^2 \left( k_x^2 + k_z^2 + \frac{1}{4H^2} \right) + (\gamma - 1) g^2 k_x^2 = 0. \quad (2.4)$$

Ось  $z$  считается направленной вверх, против силы тяжести,  $x$  — горизонтальная ось. Из (2.4) имеем

$$c^2 k^2 = \frac{(\omega^2 - \omega_A^2) \omega^2}{(\omega^2 - \omega_B^2 \cos^2 \alpha)}, \quad (2.5)$$

где  $\omega_A^2 = \frac{\gamma g}{4H}$ ,  $\omega_B^2 = \frac{(\gamma - 1) g}{\gamma H}$ ,  $\alpha$  — угол между  $\mathbf{k}$  и осью  $x$ . Ясно, что

при  $\gamma = 7/5$  для атмосферы  $\omega_B^2 < \omega_A^2$ . Тогда условия существования действительных  $k$  есть

$$\omega^2 > \omega_A^2 \quad \text{или} \quad \omega^2 < \omega_B^2 \cos^2 \alpha, \quad (2.6)$$

а чисто мнимых —

$$\omega_A^2 > \omega^2 > \omega_B^2 \cos^2 \alpha. \quad (2.7)$$

Волны в первой области — обычный звук, волны во второй области называются внутренними гравитационными волнами (ВГВ). Между этими областями частот лежит область нераспространяющихся колебаний Лэмба. При горизонтальном распространении ( $\alpha = 0$ ) область частот, запрещенных для распространения, — минимальна. При вертикальном распространении может существовать только звуковая мода.

### 3. АКУСТО-ГРАВИТАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ В СЛАБОНЕИЗОТЕРМИЧЕСКОЙ АТМОСФЕРЕ

Модель изотермической атмосферы является лишь первым приближением в теории атмосферных АГВ и далеко не отражает всех особенностей реальной атмосферы.

Высотный профиль температуры в атмосфере Земли таков, что появляется несколько максимумов и минимумов в распределении температуры, а значит и скорости звука. Благодаря этому, в реальной атмосфере возможна канализация инфразвуковых и гравитационных волн. Это — первое отличие. Второе заключается в том, что при больших отрицательных градиентах температуры атмосфера может стать неустойчивой\*. Граница устойчивости лежит в области значений  $\frac{dT}{dz} = -9,77 \text{ К/км}$ . Это так называемый адиабатический температурный градиент. Будем называть атмосферу слабонеизотермической в том случае, если профиль температуры будет представлен в виде кусочно-линейной функции, при этом для любого участка атмосферы должно соблюдаться условие

$$\left( \frac{dT}{dz} \right)_{z_1} (z_2 - z_1) \ll T_0, \quad (3.1)$$

где  $T_0$  — средняя температура атмосферы.

Разумеется,  $\left( \frac{dT}{dz} \right)_{z_1} = \text{const}$ . Вообще говоря, в реальной атмосфере сильное неравенство (3.1) не выполняется повсюду, поэтому модель слабонеизотермической атмосферы есть тоже лишь приближение к реальности, но с помощью такой довольно простой модели можно описать некоторые особенности реальной атмосферы, недоступные для исследования в рамках изотермической модели (в частности, как мы увидим ниже, — раскачку медленных гравитационных волн ветром). Дисперсионное уравнение для слабонеизотермической атмосферы можно записать в том же виде, что и для изотермической, но с поправками:

$$\omega^4 - c^2 \omega^2 \left[ k^2 + \left( \frac{1}{2H} + \frac{1}{c_0^2} \frac{dc^2}{dz} \right)^2 \right] + k_x^2 \left[ (\gamma - 1) g^2 + \gamma g \frac{dc^2}{dz} + \left( \frac{\partial c^2}{\partial z} \right)^2 \right] = 0. \quad (3.2)$$

Из (3.2) находим

$$\omega^2 = \frac{c_0^2}{2} \left\{ \left[ k^2 + \left( \frac{1+2x}{2H} \right)^2 \right] \pm \sqrt{\left[ k^2 + \left( \frac{1+2x}{2H} \right)^2 \right]^2 - \frac{4(\gamma-1)k^2g^2}{c_0^4} \left[ 1 + \frac{\gamma^2}{\gamma-1} x + \frac{\gamma^2 x^2}{\gamma-1} \right]} \right\}, \quad (3.3)$$

где  $x = \frac{H}{c_0^2} \frac{\partial c^2}{\partial z}$ . Очевидно, что в изотермической атмосфере — среде, где

скорость звука не зависит от высоты, — (3.3) переходит в обычное выражение для частоты АГВ. Основное отличие полученного решения дисперсионного уравнения от изотермического случая заключается в том, что второй член в подкоренном выражении может обращаться в нуль

\* Здесь градиент считается положительным в направлении возрастания температуры с высотой.

и даже становится положительным. Но тогда второе решение для  $\omega^2$  (со знаком минус перед корнем), соответствующее ветви гравитационных волн, дает для частоты мнимую величину. Это, соответственно, означает, что атмосфера приходит в неустойчивое состояние. Граница неустойчивости определяется условием

$$x^2 + x + \frac{(\gamma - 1)}{\gamma^2} = 0. \quad (3.4)$$

Корни этого уравнения есть  $x_1 = -\frac{(\gamma - 1)}{\gamma}$  и  $x_2 = -\frac{1}{\gamma}$  или численно  $x_1 = -0,286$  и  $x_2 = -0,715$ . Установим физический смысл первого корня. Поскольку  $x_1 = \frac{H}{c_0^2} \left( \frac{\partial c^2}{\partial z} \right)_1 = \frac{H}{T_0} \left( \frac{\partial T}{\partial z} \right)_1$ , то

$$\left( \frac{\partial T}{\partial z} \right)_1 = \frac{-0,286 T_0}{H} = -\frac{0,286 T_0}{2,93 \cdot 10^{-2} T_0} = -9,77 \text{ К/км}. \quad (3.5)$$

Следовательно, первый корень соответствует появлению неустойчивости в атмосфере при достижении градиентом температуры критического значения, равного адиабатическому температурному градиенту. Второй корень очевидного физического смысла не имеет. Итак, при значениях  $x$  близких к  $x_1$ , но больших по абсолютной величине, получаем два решения дисперсионного уравнения:

$$\begin{aligned} \omega_1 &\approx c_0 \sqrt{k^2 + \left( \frac{1 + 2x_1}{2H} \right)^2}, \\ \omega_2 &\approx \pm i c_0^2 k_x \sqrt{\frac{x^2 + x + \frac{(\gamma - 1)}{\gamma^2}}{4k^2 H^2 + (1 + 2x_1)^2}}. \end{aligned} \quad (3.6)$$

Первый корень соответствует инфразвуковой ветви, второй — гравитационной (знаки «+» или «-» перед квадратным корнем в выражении (3.3)).

Теперь введем допущение о том, что в области неустойчивости, которой соответствуют сверхкритические значения  $x$ , имеется горизонтальный ветер. Тогда из-за допплеровского смещения  $\omega_2$  перейдет в  $\omega'_2 = \omega_2 - k_x v_x$ , где  $v_x$  — скорость ветра, т. е.

$$\omega'_2 = -i\delta - k_x v_{0x}. \quad (3.7)$$

Следовательно, относительно неподвижного наблюдателя появится волна нарастающей амплитуды, движущаяся с фазовой скоростью  $v_{0x}$ . Допустим теперь, что над (или под) областью с отрицательным градиентом температуры (или скорости звука) расположена область, где  $x > 0$ . Тогда, при определенных условиях, в этой второй области может распространяться гравитационная волна. Необходимыми условиями перехода сносимых ветром колебаний в волну во второй области, в которой для простоты будем считать ветер отсутствующим, будет равенство частот  $\omega_{11}' = -k_x v_x$ . Кроме того, необходимо, чтобы фазовая скорость волны в направлении  $x$  волнового вектора волны во второй среде равнялась  $v_x$ . Отсюда следует равенство проекций волновых векторов на ось  $x$ , т. е. формальное выполнение закона Снеллиуса.

Сформулированные условия позволяют выразить частоту волны во второй среде через характерные параметры второй среды и скорость ветра:

$$\omega_{II}^2 = \left[ \omega_{IIB}^{'} 2 - \frac{v_x^2}{c^2} (\omega_{IIA}^{' 2} - \omega_{IIB}^{' 2} \cos^2 \alpha_{II}) \right] \cos^2 \alpha_{II}, \quad (3.8)$$

где

$$\omega_B^{' 2} = \omega_B^2 \left[ 1 + \frac{\gamma^2}{\gamma - 1} x_{II} + \frac{\gamma^2}{\gamma - 1} x_{II}^2 \right], \quad \omega_A^{' 2} = \omega_A^2 (1 + 2x_{II})^2.$$

В свою очередь,  $\omega_B^2 = \frac{(\gamma - 1) g}{\gamma H}$ ,  $\omega_A^2 = \frac{\gamma g}{4H}$ , а  $\alpha_{II}$  — угол между горизонталью и волновым вектором волны во второй среде.

Вообще говоря, этот угол не может быть произвольным. Он определяется граничными условиями на разделе сред. Поскольку фазовая скорость возникающих таким образом волн не выше скорости ветра — волны эти медленные и могут существовать в узком диапазоне частот около локальной частоты Брандта — Вяисяля  $\omega_B^{'}$ . Эти волны получили специальное название — затопленные волны. Мы будем называть их медленные акусто-гравитационные волны [29] (МАВ).

МАВ могут генерироваться ветром в тех областях, где имеются ветер и сверхадиабатические градиенты температур, и выходить в области с положительным знаком градиентов. Такие области могут быть как в приземном слое, например, в случае зимней температурной инверсии (тогда МАВ легко наблюдать на поверхности Земли [2]), так и в мезопаузе (тогда МАВ могут уходить в верхнюю атмосферу). В силу ряда специфических особенностей (малые фазовые скорости, большие амплитуды) МАВ, проникающие из мезопаузы, могут эффективно влиять на перераспределение ионизации в  $E$ -области ионосферы.

#### 4. ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ И ГЕНЕРАЦИИ АГВ В РЕАЛЬНОЙ (НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОЙ) АТМОСФЕРЕ

Как уже говорилось выше, реальная атмосфера отличается от идеальной в трех отношениях: во-первых, температура в ней — функция координат; во-вторых, в реальной атмосфере всегда присутствуют ветры; а в-третьих — другие волны и турбулентность. Самое главное отличие, однако, — это неизотермичность по высоте. Имеются два основных способа учесть температурную неоднородность атмосферы. Один — это решение уравнений в частных производных с коэффициентами, зависящими от координат. Метод этот в физическом отношении безупречен, но, слишком сложен для расчетов. Второй метод основан на замене решения для среды с непрерывно изменяющимся коэффициентом преломления решением для слоистой среды [3]. Считается, что в пределах слоя свойства среды остаются постоянными, а на границе слоев меняются скачком. В таком случае для каждого слоя можно написать систему уравнений с постоянными коэффициентами, а отдельные решения для каждого слоя «сшить» при помощи граничных условий. Этот метод тем более удобен, что можно применить для поиска решения метод зеркального отражения, заменив отраженную от слоя волну волной от «мнимого» источника. Несмотря на те очевидные удобства, которые представляет метод слоистых сред для расчетов, он физически не вполне адекватен реальной среде. В самом деле, представим среду как линейный пространственный фильтр (фильтр, отбирающий пространственные гармоники сигнала). Для этого достаточно разложить коэффициент в уравнении распространения в спектр по волновым числам. Непрерыв-

ная среда дает непрерывный спектр, а слоистая — дискретный. В спектре слоистой среды, грубо говоря, все пики будут иметь одинаковую «полуширину» ( $\delta$ -функции!), в то время как в непрерывном спектре, соответствующем непрерывной среде, наряду с узкими, резонансными пиками будут и плавные, размытые. Отсюда следует, что введением модели слоистой среды мы вводим в рассмотрение лишенные пространственные резонансы, соответствующие в реальной ситуации размытым нерезонансным пикам непрерывного спектра.

Однако есть несколько обходных путей, при помощи которых можно свести задачу непрерывной атмосферы к решению задачи о многослойной атмосфере. Один из них довольно тривиален — взять для рассмотрения достаточно тонкие (бесконечно тонкие) слои (непрерывный спектр в пределе!). Такой метод успешно применен при расчетах, однако не дает возможности решать проблему аналитически.

С чисто физической точки зрения, гладкая (изотермическая) атмосфера отличается от «слоевой» тем, что в последней появляется сложная картина интерференции волн, частично или полностью отраженных и пропущенных слоями подобно тому, как это имеет место для света в тонкой пленке нефти, разлитой по поверхности воды. Точно такие же по своей природе «радужные пятна» возникают и на поверхности Земли в результате многолучевой интерференции АГВ.

## 5. ОСОБЕННОСТИ ПОВЕДЕНИЯ ЗВУКОВЫХ ВОЛН КОНЕЧНОЙ АМПЛИТУДЫ В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

Точные решения нелинейных задач возможны лишь для самых простых условий (плоская волна в однородной идеальной среде, поршень в цилиндре с идеальным газом). Хотя ценность таких решений и ограничена слишком абстрактной постановкой задачи, многие выводы, полученные из решений Римана и Ирншоу, могут быть с известной осторожностью применены к более сложным моделям среды. Из решения Ирншоу [4], например, следует, что синусоидальное возмущение в однородной среде без затухания, вызванное гармоническим колебанием поршня, постепенно превращается в пилообразную волну на расстоянии  $N$  длин волн от излучателя,

$$N = \frac{2}{\pi(\gamma + 1)M}, \quad (5.1)$$

где  $M$  — число Маха.

Можно показать, что в среде с вязкостью синусоида также будет переходить в квазипилообразную волну, но с конечной шириной фронта (без разрывов). Естественно, такое же положение сохранится и в неоднородной среде. Нас сейчас, однако, будет интересовать сам механизм возникновения нелинейностей при распространении звука в атмосфере. Наиболее удобно исследовать эту проблему методом введения малого параметра. Таким малым параметром обычно является число Маха.

Рассмотрим некоторые нелинейные явления на примере анализа самой простой системы — звука в однородной среде. Запишем уравнения движения, непрерывности и состояния в безразмерной форме:

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + c(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -c \frac{\nabla P}{\gamma \rho}; \quad (5.2)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + c \operatorname{div} \mathbf{u} \rho = 0; \quad (5.3)$$

$$P = \rho^{\gamma}. \quad (5.4)$$

Пусть

$$P = 1 + P' + P'' + \dots; \quad (5.5)$$

$$\rho = 1 + \rho' + \rho'' + \dots; \quad (5.6)$$

$$u = u' + u'' + \dots \quad (5.7)$$

Здесь величины  $P$ ,  $\rho$  и  $u$  представлены сходящимися рядами. Число штрихов означает порядок малости. При подстановке (5.5) — (5.7) в (5.2) — (5.4) образуется бесконечная цепочка связанных между собой линейных дифференциальных уравнений\*:

$$\gamma \frac{\partial u'}{\partial t} + c \nabla P' = 0; \quad (5.8)$$

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + c \nabla u' = 0; \quad (5.9)$$

$$P' = \gamma \rho'; \quad (5.10)$$

$$\gamma \frac{\partial u''}{\partial t} + c \nabla P'' = -\gamma \rho' \frac{\partial u'}{\partial t} - \gamma c (u' \nabla) u'; \quad (5.11)$$

$$\frac{\partial \rho''}{\partial t} + c \nabla u'' = -c (u' \nabla) \rho' - c \rho' (\nabla u'); \quad (5.12)$$

$$P'' = \gamma \rho'' + \frac{\gamma(\gamma-1)}{2} \rho'^2; \quad (5.13)$$

$$\begin{aligned} \gamma \frac{\partial u'''}{\partial t} + c \nabla P''' = & -\gamma \rho' \frac{\partial u''}{\partial t} - \gamma \rho'' \frac{\partial u'}{\partial t} - \gamma c (u'' \nabla) u' - \\ & - \gamma c (u' \nabla) u'' - \gamma c \rho' (u' \nabla) u'; \end{aligned} \quad (5.14)$$

$$\frac{\partial \rho'''}{\partial t} + c \nabla u''' = -c u'' \nabla \rho' - c u' \nabla \rho'' - c \rho'' \nabla u' - c \rho' \nabla u''; \quad (5.15)$$

$$P''' = \gamma \rho''' + (\gamma-1) \rho' \rho'' + \frac{\gamma(\gamma-1)(\gamma-2)}{6} \rho'^3. \quad (5.16)$$

Каждая из «триад» описывает состояние некоторого осциллятора, например, из (5.8) — (5.10) и (5.11) — (5.13) в одномерном случае

$$\frac{\partial^2 u'}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 u'}{\partial x^2} = 0,$$

$$\frac{\partial^2 u''}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 u''}{\partial x^2} = c^2 \frac{\partial^2 u' \rho'}{\partial x^2} - \frac{c}{2} \frac{\partial^2}{\partial x \partial t} [(\gamma-2) \rho'^2 + u'^2].$$

Причем осциллятор первого порядка — свободный, остальные осцилляторы  $n$ -го порядка возбуждаются некоторой вынуждающей силой, создаваемой осциллятором  $n-1$  порядка.

Поскольку вынуждающая сила квадратична для второго осциллятора, кубична для третьего и т. д., то во втором осцилляторе раскачи-

\* В уравнения высших приближений мы обязаны ввести члены с вязкостью (см. ниже).

вается вторая, в третьем — третья и т. д. гармоники. Даже в отсутствие диссипативных сил затухание в каждом осцилляторе присутствует (сопротивление излучения). Поэтому амплитуда колебаний каждого осциллятора конечна, а энергия «течет» по спектру от низкочастотного конца к высокочастотному, где начинает сказываться молекулярная вязкость и энергия поглощается.

Иначе говоря, «длина ряда» связанных осцилляторов тем больше, чем меньше динамическая вязкость. Таким образом, возникает нелинейное затухание звука. Как известно из точного решения для плоской волны, соотношение амплитуд и фаз гармоник устанавливается такое, что в целом формируется квазипилообразная волна с шириной фронта, определяемой «последней» гармоникой, которой еще позволяет «жить» вязкость. Можно оценить характерное время возбуждения всей цепочки осцилляторов из следующих соображений.

Безразмерная скорость заполнения энергией второго уровня имеет величину порядка разности заселенностей первого и второго уровней:

$$\left[ \frac{1}{[\omega^{(2)}]^2} \frac{\partial \omega^{(2)}}{\partial t} \right]_{1,2} = a(M_{(1)} - M_{(2)}), \quad \text{но } M_{(2)} \ll M_{(1)}.$$

Или

$$\frac{2}{(\omega^{(1)})^2} \frac{\Delta \omega^{1,2}}{\Delta t} = aM_{(1)},$$

тогда

$$\Delta T = \frac{2}{\omega^{(1)}{}^2} \frac{\Delta \omega^{1,2}}{M^{(1)}} \sim \frac{2a}{\omega^{(1)} M^{(1)}}.$$

Путь в длинах волн, пройденный за время  $\Delta T$ , есть

$$N = \frac{\Delta T c}{\lambda} = \frac{2ac}{\omega^{(1)} M \lambda} = \frac{a}{\pi M}.$$

Если  $a$  положить равным  $\frac{2}{\gamma + 1}$ , то мы получим формулу, приведенную ранее.

Итак, нелинейные эффекты тем значительнее, чем меньше кинематическая вязкость, и проявляются тем быстрее, чем больше число Маха. Нелинейное затухание является основным видом истинного поглощения звука до высот 100—110 км.

Возникновению нелинейных эффектов сильно способствуют два обстоятельства — практическое отсутствие дисперсии для звуковых волн с периодами меньше 100 с и экспоненциальное падение атмосферной плотности, способствующее появлению волн с большими  $M$  на значительных высотах.

Отсутствие дисперсии приводит к возможности взаимодействия различных частотных мод и реально приводит к образованию квазипилообразных волн.

## 6. НЕКОТОРЫЕ АКУСТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЕ И ИОНОСФЕРЕ

Рассмотрим сначала некоторые возможные акустические эффекты без участия ионизированной компоненты.

## 6.1. Нагрев атмосферы

Поток акустической энергии в верхнюю атмосферу точно неизвестен. Однако если судить по данным наземных наблюдений интенсивности акусто-гравитационных волн, то полный поток энергии может составлять  $0,3 \div 1 \text{ эрг}/\text{см}^2 \cdot \text{с}$ . От  $1/3$  до  $2/3$  этого количества переносимой энергии может приходиться на инфразвуковой диапазон. Такой поток энергии сравним с фоновым потоком энергии ультрафиолетового излучения Солнца, но по характеру действия совершенно отличается от последнего. Если же сравнить этот поток с энергосодержанием атмосферы, то, принимая, что поглощение звука происходит примерно на длине  $\sim H$ , найдем, что заметное изменение температуры на уровне  $100 \text{ км}$  при изменении потока акустической энергии, скажем, в два раза произойдет через  $3 \div 10$  суток, а на уровне  $150 \text{ км}$  — через несколько часов. Это наводит на мысль, что такие мощные источники акусто-гравитационных волн, как тропические ураганы, могут заметно влиять на температуру верхней атмосферы.

## 6.2. Акустические течения и атмосферные выбросы

Для звуковых волн конечной амплитуды даже в однородной среде средний по времени поток массы через поверхность волнового фронта обычно не равен нулю. Хорошо известен опыт с фонтаном масла, бьющего из сосуда, куда погружен мощный ультразвуковой излучатель. Нечто подобное может происходить и в атмосфере Земли. Причин для возникновения акустических течений может быть множество, но главных — две. Первая — существование среднего по времени градиента звукового давления. К этому легко приводят неоднородность свойств среды. Этот факт может наблюдаться и в идеальной жидкости. Вторая причина — наличие диссипативных сил, в частности, вязких сил, квадратично зависящих от переменного поля. Поскольку акустические течения — квадратичный эффект, они начинают играть заметную роль лишь при больших числах Маха.

Эффекты акустических течений пока экспериментально в верхней атмосфере не обнаружены, но можно предполагать, что «светящиеся столбы», наблюдавшиеся космонавтами на терминаторе, имеют к этому прямое отношение.

Перейдем теперь к эффектам, связанным с наличием ионизованной составляющей. Заранее следует подчеркнуть, что вопрос этот весьма широк и сложен и допускает в рамках настоящего доклада лишь самое беглое упоминание о главных эффектах.

## 6.3. Формирование мелкомасштабных радиорассеивающих структур

В начале 60-х годов Бирфельдом и Таранцевым [5] были замечены акустические эффекты в радиоотражениях (РО). Например, после знаменитого Чилийского землетрясения (22 мая 1960 года) в Лопарской были зарегистрированы авроральные радиоотражения при незначительной геомагнитной возмущенности. Позже таких фактов накопилось много. Эти РО имеют характерный вид и скорость перемещения порядка звуковых (рис. 1).

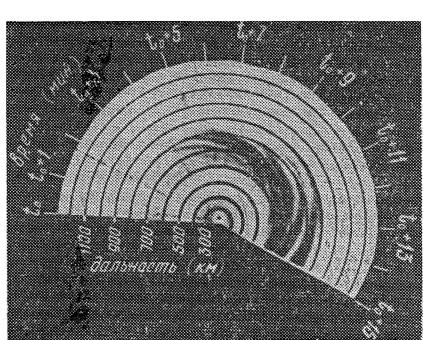


Рис. 1.

Предложен следующий механизм для их объяснения. Акустическая волна в  $E$ -области превращается в квазипилообразную. На крутом фронте такой волны возникает градиентно-дрейфовая неустойчивость ионного звука. Эта длиннопериодная (десятки метров) ионно-звуковая волна (ИЗВ) ( $t$ -волна) идет вдоль фронта звуковой, перемещаясь вместе с ней. При наличии даже умеренного электрического поля перпендикулярно  $t$ -волне может раскачаться короткопериодная ИЗВ на основе дрейфово-диссипативной неустойчивости. Эта относительно слабая, но уже короткопериодная ИЗВ легко может быть обнаружена локатором, работающим на частотах 70—150 МГц [6].

#### 6.4. Генерация ионного и магнитного звука акустическими волнами

Между ионами и нейтральной составляющей ионосферы имеется хороший «механический» контакт из-за практического равенства масс. До высот 120—130 км ионы еще не замагничены, в то время как электроны замагнечены полностью. На этом уровне возникают предпосылки для «раздельного» движения ионов и электронов в волне и появления сил электрической упругости, т. е. для появления ионно-звуковой волны [7].

На высотах около 130 км магнитное давление становится порядка газокинетического, и в этом районе возможен переход звуковой волны в магнито-звуковую. Последняя может беспрепятственно достигать высот слоя  $F$  и даже уходить в магнитосферу. Весьма интересно, что из-за рефракции магнито-звуковая волна может быть канализирована в  $F$ -области и достаточно быстро пройти довольно большие расстояния со скоростью 20—40 км/с, а затем снова войти в атмосферу и конвертировать в звук.

#### 6.5. Возможность возбуждения некоторых типов КПК акустическими волнами

«Раздельное движение» ионов и электронов в акустической волне может приводить на уровне  $E$ -области к еще одному весьма интересному эффекту — возбуждению короткопериодических колебаний электромагнитного поля Земли (КПК) [8].

В марте 1976 года в Тикси нами совместно с сотрудниками геофизической обсерватории «Борок» проводились опыты по одновременной регистрации инфразвука и КПК. Опыты эти дали обнадеживающие, но пока не совсем понятные результаты.

#### 6.6. Модуляция оптических эмиссий атмосферы

В звуковых волнах большой амплитуды колебания кинетической температуры могут быть весьма заметными. Такие колебания вместе с модуляцией плотности атмосферы могут вызвать изменения интенсивности свечения и колебательной температуры некоторых молекулярных эмиссий, например гидроксила. Подобные эффекты были обнаружены Красовским для внутренних гравитационных волн еще в 1972 году [9–11].

#### 6.7. Снижение уровня ионизации в поле интенсивных звуковых волн

Уравнение баланса ионизации в ионосфере содержит нелинейный член (по плотности ионизации). В поле интенсивной звуковой волны среднее значение члена  $\alpha n_e^2$  за период не равно нулю. Таким образом,

в описанных условиях появляется дополнительный «сток» ионизации. Этот эффект — квадратичный по числу Маха (как и звуковые течения) и в обычных условиях мал.

## 7. ЕСТЕСТВЕННЫЕ И ИСКУССТВЕННЫЕ ИСТОЧНИКИ ИНФРАЗВУКА

Как уже отмечалось выше, источником инфразвуковых волн могут быть колеблющиеся или движущиеся тела. Однако из-за большой длины волн (для звука с периодом 30 с длина волны достигает 10 км) набор излучателей для инфразвука довольно ограничен. Обычно таким излучателем становятся процессы довольно большого пространственного масштаба. Это прежде всего — метеорологические и сейсмические явления. В самом деле, диаметр активной зоны урагана достигает сотен километров, землетрясения могут поднимать и опускать земную кору на десятки сантиметров на площади в тысячи квадратных километров, мощные восходящие потоки воздуха на метеорологических фронтах действуют подобно органным свисткам и имеют протяженность также в сотни километров. При обтекании ветром горных систем образуется не менее грандиозное подобие инфразвукового свистка. Этот список можно дополнить извержениями вулканов, сейшами на озерах и т. д.

Сигналы искусственного происхождения все более населяют акустический эфир по мере развития техники. Известно [12, 13], что широкие фронты падающей воды гидроэлектростанций, удары мощных копров и молотов, конусы ударных волн сверхзвуковых самолетов и ракет, крупные взрывы — все эти технологические операции являются источниками инфразвука. Каталог «инфразвуковых паспортов» искусственных и естественных явлений только еще начинает составляться. В его создании помимо геофизиков заинтересованы медики, инженеры и другие специалисты.

## 8. АППАРАТУРА И МЕТОДИКА НАБЛЮДЕНИЙ

Наземные наблюдения инфразвуковых (акусто-гравитационных) волн относятся к числу самых тонких экспериментов в геофизике. Успешные измерения можно вести лишь в том случае, если предварительно будут решены следующие задачи.

- 1) Созданы высокочувствительные широкодиапазонные микрофоны.
- 2) Разработана методика выделения слабого сигнала с неизвестным спектром на фоне значительного шума.
- 3) Создан комплекс вспомогательных устройств (линии для дистанционной передачи данных, дистанционного контроля и управления; регистраторы, в том числе тихоходные магнитофоны, спектр-анализаторы (сонографы); комплекс программ математической обработки и, наконец, устройства для калибровки и контроля).

4) Выбрано подходящее как в микроклиматическом, так и в геофизическом отношении место для развертывания инфразвукометрической станции.

Часть вышеперечисленных задач уже решена акустической группой лаборатории высокосиротных геофизических исследований СиБИЗМИР. Прежде всего о микрофоне. К нему предъявляются очень высокие требования. Порог чувствительности на высоких частотах (периоды 1—20 с) должен составлять несколько сотых долей микробара. На более низких частотах он может быть в десятки раз выше. Микрофон должен быть линейным в диапазоне давлений от долей до сотни мкбар и в диапазоне периодов от единицы до сотен секунд. Он должен не изменять своих параметров во времени, быть по возможности нечувствительным к температуре, вибрациям и т. д.

вительным к температуре «рабочего» воздуха. Его измерительный элемент должен быть фазочувствительным.

Почти все эти требования были реализованы в датчике нового фланцевого типа [14]. Принцип работы такого датчика очень прост. В канале прямоугольного сечения подвешена на растяжках тонкая пластинка. Канал с пластинкой с одной стороны сообщается с атмосферой, с другой — открывается в замкнутую герметическую камеру (демпферный объем). При изменении наружного давления возникает разбаланс сил, действующих на пластинку, и она отклоняется от вертикального положения. Это отклонение фиксируется оптикоэлектронным устройством.

Если акустический вход датчика открыт непосредственно в атмосферу, то случайные пульсации давления, вызванные ветровой турбулентностью и достигающие амплитуд 100—300 мкбар, полностью подаются «полезный» сигнал с амплитудой от 2—3 до 10—15 мкбар. Для улучшения соотношения сигнал/шум применяется пространственный инфразвуковой акустический фильтр (ПИАФ) [15—17], реализованный как кольцо из двухдюймовых труб длиной в 360 метров со 120 капиллярными отверстиями [18]. Турбулентные пульсации, имеющие случайный характер, суммируются таким фильтром как случайные импульсы, т. е. квадратично. Звуковая волна является когерентным источником давления и формирует амплитуду как сумму амплитуд давлений на каждом капилляре. Таким образом, шум-фактор на выходе фильтра

связан с шум-фактором на входе  $\eta_0$  соотношением  $\eta = \eta_0 \sqrt{\frac{l}{sN}}$ , где  $l$  —

размер турбулентного элемента,  $s$  — расстояние между капиллярами,  $N$  — полное число капилляров. При этом следует учесть, что при  $l < s$  отношение  $l/s$  все равно должно приниматься равным 1.

Опыт показывает, что при ветре до 5 м/с ПИАФ дает выигрыш в шум-факторе в 5—6 раз [18].

Практически наблюдения с таким фильтром можно всегда вести при скоростях ветра до 3 м/с, а порой и при ветре до 5 м/с.

Для абсолютной калибровки микрофонов (микробарометриографов) применяется несложное устройство, состоящее из термостатированной емкости, объем которой много больше объема герметичной камеры микрофона. Давление в калибрующей емкости изменяется благодаря перемещению поршенька в цилиндрическом канале диаметром около 5 мм. Изменяя амплитуду и частоту движения поршенька, можно проводить калибровку в широком диапазоне амплитуд и периодов.

Для определения скорости и углов прихода волн микробарометриографы разнесены на несколько километров при регистрации волн с периодом от 30 до 300 с или на несколько сот метров при регистрации волн в диапазоне от 1 до 30 с.

Данные показаний микрофонов сводятся в центральном пункте, где регистрируются многоканальным самописцем или магнитофоном. При регистрации колебаний с периодом до 30 с используется установка с малой базой и укороченными ПИАФ (длиной 60 м, 60 капилляров). В качестве при-

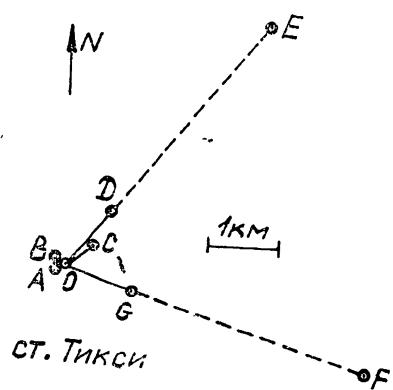


Рис. 2.

мера на рис. 2 приведена схема инфразвукометрической станции «Тикси».

Методика исследования еще находится в стадии обработки. Наметилось несколько направлений. Первое — разработка морфологической классификации сигналов. К настоящему времени выделено несколько морфологических типов волн.

Микробаромы [19-23] — пятисекундные колебания с амплитудой в несколько микропаскаль (рис. 3). На территорию Восточной Сибири идут с востока, юго-востока. Генерируются, предположительно, штормами в северной части Тихого океана.

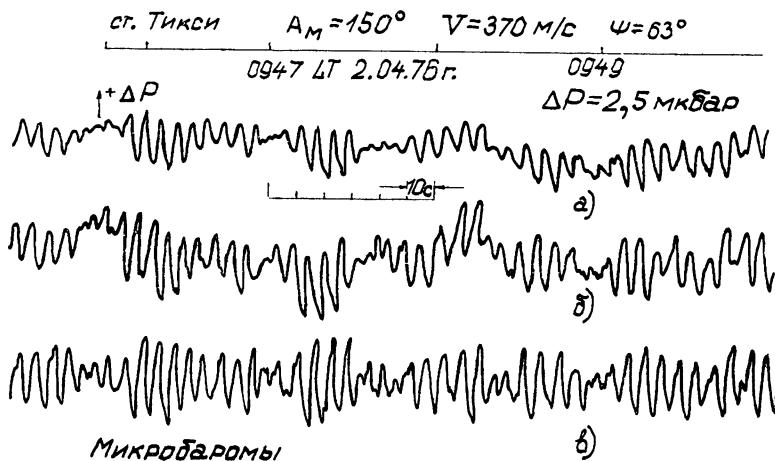


Рис. 3.

*Медленные акусто-гравитационные волны (МАВ).* По всей вероятности, это — затопленные волны с амплитудой до 100 и более мкбар [24, 29]. Период 60—300 с. Генерируются струйными течениями и атмосферными фронтами.

*Авроральные инфразвуковые волны (АИВ)* [25-28]. Наблюдаются в авроральной зоне при больших возмущениях. Генерируются сверхзвуковыми движениями в полярных сияниях и электроджетах. Период составляет 20—100 с, амплитуда достигает 15 мкбар (рис. 4).

*Цуги волн неизвестного происхождения* [29]\*. Амплитуда 1—4 мкбар, период 20—100 с (рис. 5). Частота появления максимальна в ночные часы.

## 9. НЕКОТОРЫЕ ЗАДАЧИ И ПЕРСПЕКТИВЫ

Проблема исследования акусто-гравитационных волн в атмосфере распадается на несколько независимых задач методически, в значительной мере самостоятельных. Попытаемся сформулировать эти задачи.

**9.1.** Выделение волнового акустического сигнала из шумовых пульсаций давления. Определение углов прихода и скорости следа. Определение спектра, многолучевости. Задача эта во многом инженерно-математическая, связана с созданием аппаратурно-измерительного ком-

\* В Восточной Сибири наблюдается их приход с западного направления.

плекса, а также системы записи, хранения и обработки наблюдений по определенным машинным программам.

9.2. Решение обратной задачи распространения. Поскольку по мере распространения от источника сигнал преломляется, поглощается и фильтруется, его регистрируемый спектр отличается от исходного в районе генерации. В связи с этим возникает задача восстановления первоначального спектра сигнала на основе данных сети инфразвукометрических станций, а также более точной локализации источника в пространстве. Решается эта задача на основе расчетов распространения сигнала в заданной модели атмосферы. При наличии достаточной информации от сети станций такая задача может решаться и полуэм-

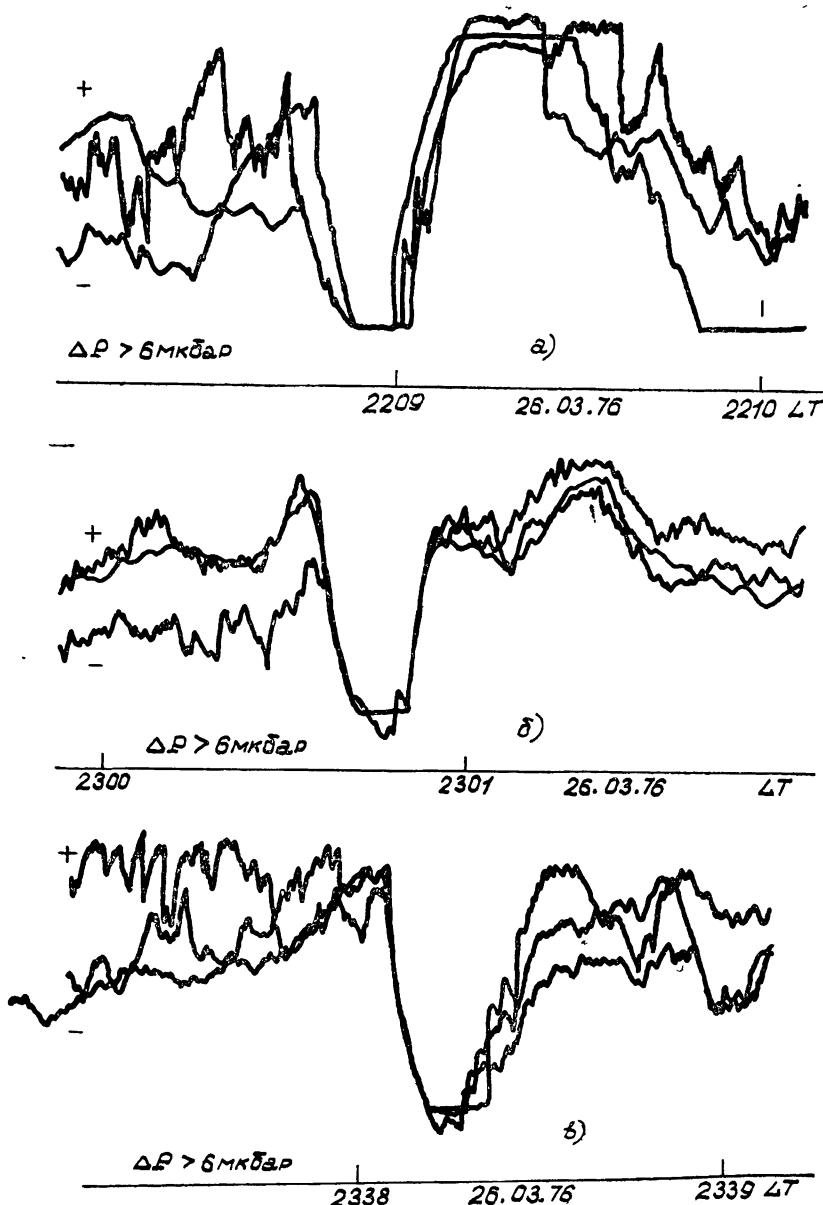


Рис. 4.

пирическим путем, конечно, если могут быть привлечены данные других видов наблюдений (оптических, радиофизических и т. д.).

В последнем случае, а также тогда, когда спектр источника известен, эти методы могут дать информацию о среде, в которой распространяется сигнал, т. е. об атмосфере.

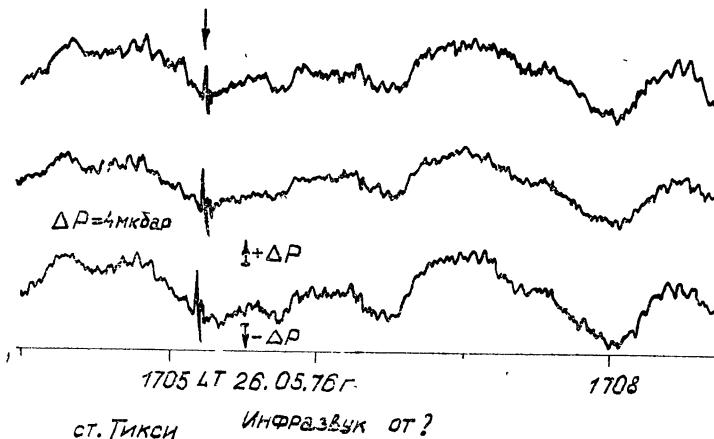


Рис. 5.

**9.3.** Проведение классификации акустических сигналов и отождествление тех или иных морфологических типов сигналов с определенными источниками или условиями распространения. Эта работа, ведущаяся сейчас усиленно во всем мире, может превратить метод акустической регистрации в весьма тонкое и чувствительное орудие исследования. Хотя методически (составление атласов реализаций и атласов спектров) эта задача независима, она теснейшим образом связана со всеми остальными. Отдельные успехи, уже обозначившиеся на этом пути (например, выделение микробаромов — сигналов от океанских штормов), вселяют надежду на более значительное продвижение в этом направлении. При всех обстоятельствах эту задачу следует рассматривать как неотъемлемую часть исследований АГВ.

**9.4.** Создание моделей источников. Упомянутая задача не нуждается в обширных комментариях. К настоящему времени имеется уже много таких попыток, например, модель генерации АГВ полярными сияниями [27], токовыми системами [30], пятном от солнечного затмения [31], терминатором [32]. Имеющиеся экспериментальные данные о возбуждении АГВ сверхзвуковыми самолетами [33], мощными взрывами [34], взлетающими ракетами [35] и т. д. ставят в повестку дня создание моделей и этих источников.

**9.5.** Исследование эффектов в атмосфере и в ионосфере, связанных с прохождением АГВ через те или иные области верхней атмосферы. Задача эта, ставшая уже классической, решалась неоднократно для объяснения таких явлений, как перемещающиеся ионосферные возмущения, периодические радиоотражения [36, 1, 6].

## 10. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Акусто-гравитационные волны являются новым, еще недостаточно изученным явлением, воздействие которого на верхнюю атмосферу и ионосферу должно быть значительно. Вероятно, некоторые виды спора-

дических образований в  $E$ -области прямо связаны с медленными акусто-гравитационными волнами, а в  $F$ -области — с длиннопериодными гравитационными волнами.

По мере роста наших знаний о свойствах источников АГВ и особенностях их распространения акусто-гравитационные волны из предмета изучения должны превратиться в мощный инструмент исследования атмосферы и ионосферы.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Н. Гершман, Динамика ионосферной плазмы, изд. Наука, М., 1974.
2. N. Westin, Buoyancy waves in the surface inversion during the subarctic winter, KGJ, Report, № 75:2, December, 1975.
3. Л. М. Бреходских, Волны в слоистых средах, изд. Наука, М., 1973.
4. Л. К. Зарембо, В. А. Красильников, Введение в нелинейную акустику, изд. Наука, М., 1966.
5. Открытия СССР — 1973, ЦНИИПИ, Москва, 1974, стр. 22.
6. Е. А. Пономарёв, В. А. Шафтан, Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца, вып. 36, 114 (1975).
7. Б. Н. Гершман, Ю. А. Игнатьев, Г. Х. Каменецкая, Механизмы образования ионосферного спорадического слоя  $E_s$  на различных широтах, изд. Наука, М., 1976.
8. Ю. Н. Савченко, Геомагнетизм и аэрономия, № 5, 813 (1975).
9. В. И. Красовский, М. В. Шагаев, ДАН СССР, 213, № 3 (1973).
10. V. I. Krassovsky et al., Planet Space Sci., 23, № 5, 896 (1975).
11. V. I. Krassovsky, Ann. Geophys., 28, № 4, 739 (1972).
12. L. Liszka, J. Acoust. Soc. Amer., 56, № 5, 1383 (1974).
13. U. Fehr, J. Geophys. Res., 72, № 9, 2403 (1967).
14. А. И. Ерущенков, Е. А. Пономарёв, И. П. Турчиннов, Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца, вып. 34, 50 (1974).
15. F. B. Daniels, J. Acoust. Soc. Amer., 31, № 4, 529 (1959).
16. R. Burridge, Geophys. J. Roy. Astron. Soc., 26, № 1—4, 53 (1971).
17. E. H. Grover, Geophys. J. Roy. Astron. Soc., 26, № 1—4, 41 (1971).
18. А. И. Ерущенков, Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца, вып. 36, 124 (1975).
19. H. Benioff and B. Gutenberg, Bull. Amer. Meteorol. Soc., 20, № 10, 421 (1939).
20. E. S. Posmentier, Geophys. J. Roy. Astron. Soc., 13, № 5, 487 (1967).
21. Л. М. Бреходских и др., Изв. АН СССР — Физика атмосферы и океана, № 9, 899 (1973).
22. W. L. Donn and D. Rind, J. Atm. Sci., 29, № 1, 156 (1972).
23. А. И. Ерущенков, Б. Н. Величанский, Н. Н. Климов, Е. А. Пономарёв, Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца, вып. 39, 176 (1976).
24. E. E. Gossard, J. J. Richter and L. Atlas, J. Geophys. Res., 75, № 18, 3523 (1970).
25. C. R. Wilson and S. Nichpareko, Nature, 214, № 5095, 1299 (1967).
26. C. R. Wilson, J. Atmosph. Terr. Phys., 37, № 6/7, 973 (1975).
27. G. Chimonas and W. R. Peltier, Planet. Space Sci., 18, № 4, 599 (1970).
28. D. W. Swift, J. Geophys. Res., 78 № 34, 8205 (1973).
29. E. E. Gossard and W. H. Hooke, Waves in the Atmosphere, Elsevier, Amsterdam, 1975.
30. G. Chimonas, Planet Space Sci., 18, № 4, 591 (1970).
31. G. Chimonas and C. O. Hines, J. Geophys. Res., 76, № 28, 7003 (1971).
32. Б. М. Сомиков, Б. В. Троицкий, Геомагнетизм и аэрономия, 17, № 5, 856 (1975).
33. E. S. Posmentier, Geophys. J. Roy. Astron. Soc., 26, № 1—4, 173 (1971).
34. R. V. Jones, Nature, 193, № 4812, 229 (1962).
35. G. Kaschak, W. L. Donn and U. Fehr, J. Acoust. Soc. Amer., 48, № 1, 12 (1970).
36. Б. Н. Гершман, Г. И. Григорьев, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 11, № 1, 5 (1968).

УДК 551.510.535

## ИЗМЕНЕНИЕ ИОНИЗАЦИИ НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЫ ПОД ДЕЙСТВИЕМ МОЩНЫХ РАДИОВОЛН

*A. B. Гуревич, Г. M. Милих, И. С. Шлюгер*

При воздействии мощной радиоволны обнаружено значительное возмущение ионизации ионосферы на высотах  $z \sim 60 \div 90$  км. Рассмотрен теоретически вопрос об изменении баланса ионизации в нижней ионосфере. Показано, что в достаточно сильном поле радиоволн возможно как значительное уменьшение («подавление») концентрации электронов, так и ее резкое возрастание. Концентрация отрицательных ионов обычно сильно увеличивается.

Возможность резкого увеличения концентрации электронов за счет электрического пробоя нижней ионосферы в поле мощных радиоволн была указана Бэйли [1], более подробные расчеты выполнены в [2-4]. Рассматривались теоретически и другие механизмы изменения ионизации нижней ионосферы: изменение коэффициентов рекомбинации при нагреве электронов [5, 6], изотермическая ионизация вследствие нагрева нейтрального газа [7].

Длительные экспериментальные исследования возмущения ионизации ионосферы под действием мощной радиоволны проводились в 1963—1967 годах методом ионосферного зондирования [8]. Они обнаружили возрастание на 3—5% критических частот спорадического слоя  $E$ , вызванное, по-видимому, соответствующим увеличением концентрации электронов. Ниже излагаются результаты исследований, проведенных иным методом — методом периодической кросс-модуляции. Показано наличие значительных возмущений ионизации на высотах  $z \sim 60 \div 90$  км\*. Об обнаружении интересных явлений, связанных с изменением ионизации под действием радиоволн в нижней ионосфере в Боулдере (США), сообщается также в заключительной части обзора [10].

Таким образом, вопрос о возмущении ионизации нижней ионосферы мощными радиоволнами приобрел в последнее время значительный интерес и актуальность. Цель настоящей работы в изложении данных наших экспериментов, а также в теоретическом анализе вопроса о балансе ионизации в ионосфере, сильно возмущенной полем мощных радиоволн.

### 1. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Возмущения в ионосфере вызывал мощный импульсный передатчик, излучавший вертикально вверх радиоволну  $E_1$  на частоте  $f_1 = 1,35$  МГц. Импульсы — прямоугольные длительностью  $\Delta t_1 = 0,5$  мс. Частота следования импульсов — 50 в секунду. Для наблюдения за состоянием ионосферы использовался второй импульсный передатчик, длительность импульса  $E_2$  порядка 100 мкс, частота заполнения  $f_2 = 1,6 \div 1,8$  МГц. Подробнее использованная аппаратура описана в [8].

\* Кратко об этих исследованиях сообщалось в [9].

Под действием мощного радиоизлучения температура электронов в нижней ионосфере на высотах 70—90 км резко возрастает в 20—40 раз [8, 11], затем она релаксирует к невозмущенному значению за время 1—5 мс. Если импульс  $E_2$  излучается одновременно (или почти одновременно) с импульсом  $E_1$ , то возмущения  $T_e$  сильно сказываются на импульсе  $E_2$ . Это явление (кросс-модуляция импульсов) хорошо изучено (см., например, [8]).

По мере увеличения времени запаздывания  $t_2 - t_1$  импульса  $E_2$  относительно  $E_1$  кросс-модуляция ослабевает и при  $t_2 - t_1 \geq 5$  мс становится практически незаметной. В нашем случае импульс  $E_2$  излучается через 17 мс после импульса  $E_1$ , что полностью исключало эффекты обычной кросс-модуляции.

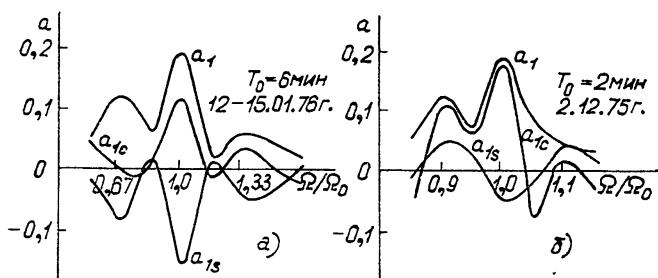


Рис. 1.

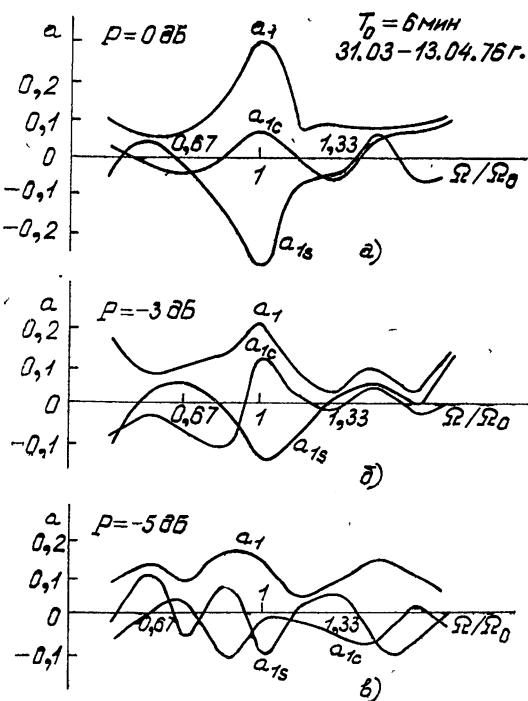


Рис. 2.

Изменение концентрации электронов также должно сказаться на амплитуде импульса  $E_2$ . Оно характеризуется временем жизни электрона  $\tau_N$ , которое в нижней ионосфере значительно — порядка 100 с. Однако ионосфера очень нестабильна и за время порядка  $\tau_N$  сильно флюктуирует, что приводит к соответствующим флюктуациям амплитуды волны  $E_2$ . Это и затрудняет наблюдение ионизационного эффекта [9]. Для его обнаружения был применен следующий метод. В течение длительного времени (1—3 часа) возмущающая станция периодически включалась и выключалась с постоянным периодом  $T_0$ , равным 2—6 мин. При разложении амплитуды сигнала  $E_2$  в интеграл Фурье по времени ясно выделялось периодическое возмущение с заданным периодом  $T_0$  (рис. 1 а, б). Возникает как бы кросс-модуляция волны  $E_2$  на сверхнизкой частоте  $\Omega_0 = 2\pi / T_0$ . Важно, что при этом всегда наблюдается значительный сдвиг фаз между колебаниями амплитуды возмущающего поля  $E_1$  и амплитудой волны  $E_2$ . Это означает, что кросс-модуляционный процесс характеризуется длительным временем релаксации  $\tau \sim T_0 \sim 100$  с. Он может быть связан лишь с изменением концентрации электронов в ионосфере.

Результаты, приведенные на рис. 1 а, б, получены при максимальной нормированной мощности излучения возмущающего передатчика  $P = 0$  дБ. Изменение величины наблюдаемого эффекта с уменьшением мощности передатчика представлено на рис. 2. Видно, как он ослабевает с уменьшением мощности и при  $P = -5$  дБ практически исчезает.

## 2. БАЛАНС ИОНИЗАЦИИ В ИОНОСФЕРЕ, ВОЗМУЩЕННОЙ СИЛЬНОЙ РАДИОВОЛНОЙ

Изменение коэффициентов диссоциативной рекомбинации при нагреве электронов в ионосфере рассматривалось в [5, 6]. В очень сильных полях, однако, могут проявиться новые механизмы рекомбинации и ионизации, действие которых приводит к резкому изменению степени ионизации плазмы. Необходимо поэтому исследовать кинетику ионосферной плазмы в сильном переменном электрическом поле радиоволны.

*Функция распределения электронов.* Распределение электронов по скоростям в слабо ионизированной молекулярной плазме — плазме нижней ионосферы — исследовалось в ряде работ (см. [11—14]). Нас здесь будет интересовать только область высоких энергий электронов  $e \geq 3 \div 5$  эВ — область «хвоста» функции распределения. В этой области стационарное кинетическое уравнение имеет вид

$$-\frac{e^2 E_0^2}{6m^2 v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left[ \frac{v^2 \nu}{\omega^2 + \nu^2} \frac{\partial f_0}{\partial v} \right] + S_n(f_0) = 0. \quad (1)$$

Здесь  $E_0$  и  $\omega$  — амплитуда и частота переменного электрического поля,  $\nu = \nu(v) = N_m v \sigma_t(v)$  — частота соударений электрона,  $\sigma_t$  — суммарное транспортное сечение соударения с молекулой [14],  $N_m$  — концентрация нейтральных молекул. Электрическое поле принято здесь сильным:  $E_0 > E_p$  ( $E_p$  — плазменное поле [12, 14]); при этом неупругими соударениями, сопровождающимися возбуждением вращательных уровней, можно в области высоких энергий пренебречь.

Основные потери в области высоких энергий связаны с возбуждением колебательных и оптических уровней. В этом случае кванты тепловой энергией электроном энергии  $\varepsilon_k$ , достаточно велики. Поэтому при не слишком сильном электрическом поле  $E_0$  здесь обычно выполняется условие

$$\frac{6(\omega^2 + v^2)}{e^2 E_0^2} \frac{\int_{\varepsilon - \varepsilon_{kj}}^{\varepsilon} \sigma_h(\varepsilon) d\varepsilon}{\sigma_t} \gg 1, \quad (2)$$

где  $\sigma_h(\varepsilon)$  — суммарное сечение неупругих соударений,  $\varepsilon = \frac{mv^2}{2}$  — энергия электрона. В условиях (2) интеграл неупругих соударений имеет простой вид:

$$S_h(f_0) = v_h f_0, \quad v_h = N_m v \sigma_h(v). \quad (3)$$

Запись интеграла соударений в форме (3) означает, что существен лишь уход электронов за счет неупругих соударений; приход электронов не играет значительной роли, так как функция распределения  $f_0(\varepsilon + \varepsilon_{kj}) \ll f_0(\varepsilon)$ . Это требование, как мы увидим ниже, при условии (2) всегда выполнено. Неупругие соударения второго рода несущественны, так как при  $T \ll \varepsilon_{kj}$  незначительно количество возбужденных молекул. В ионосфере условие  $T \ll \varepsilon_{kj}$  всегда хорошо выполнено. Условие (2) выполняется вплоть до критических полей пробоя  $E_c$  (24).

Стационарное кинетическое уравнение (1), (3) подобно стационарному уравнению Шредингера, описывающему проникновение частиц через потенциальный барьер. Роль барьера здесь играет полное сечение неупругих соударений. В условиях (2) справедливо квазиклассическое приближение. Отыскивая поэтому решение уравнения (1) в квазиклассической форме  $f_0 = c(v) \exp \left\{ - \int_{v_0}^v k dv \right\}$ , находим

$$f_0 = \frac{c_0}{v(kb)^{1/2}} \exp \left\{ - \int_{v_0}^v k dv \right\}, \quad (4)$$

$$\text{где } b = \frac{e^2 E_0^2 v}{6m^2(\omega^2 + v^2)}, \quad k = \sqrt{v_h/b} = [6(\omega^2 + v^2)v_h m^2/e^2 E_0^2 v]^{1/2}.$$

Постоянная  $c_0$  определяется при сшивании на границе  $v_0$  функции распределения в хвосте (4) с функцией распределения в основной области скоростей. Непосредственно из (4) следует, что в условиях (2)  $f_0(\varepsilon + \varepsilon_{kj}) \ll f_0(\varepsilon)$ , так что членами, описывающими приход электронов в интеграле неупругих соударений в условиях (2), действительно можно пренебречь.

Используем теперь выражение (4) при определении величин, важных для баланса ионизации плазмы в сильном электрическом поле.

*Частота ионизации.* Частота ионизации, т. е. полное число ионизаций в секунду, приходящихся на один электрон плазмы, определяется выражением

$$\nu_{ion} = N_m \int v q_{ion} f dv = 4\pi N_m \int_0^\infty v^3 f_0 q_{ion}(v) dv. \quad (5)$$

Здесь  $q_{ion}(v)$  — полное сечение ионизации молекулы при соударении с электроном, имеющим скорость  $v$ . При  $\varepsilon \approx \varepsilon_i$ , где  $\varepsilon_i$  — энергия ионизации,

$$q_{ion} = \begin{cases} 0 & (v < v_i = \sqrt{2\varepsilon_i/m}) \\ Q(v-v_i) & (v \geq v_i) \end{cases}. \quad (6)$$

Для молекулярного кислорода  $O_2$  и азота  $N_2$  согласно [12, 16]

$$\begin{aligned} Q_{O_2} &= 0,5 \cdot 10^{-24} \text{ см} \cdot c, & v_i &= 2,06 \cdot 10^8 \text{ см}/c, \\ Q_{N_2} &= 0,4 \cdot 10^{-24} \text{ см} \cdot c, & v_i &= 2,34 \cdot 10^8 \text{ см}/c. \end{aligned} \quad (7)$$

Подставим в (5) функцию распределения электронов (4) и проинтегрируем по  $dv$ , учитывая, что основной вклад в интеграл (5) вносит область  $v \approx v_i$ , где  $f_0(v) \approx f_0(v_i) \exp[-k(v_i)(v - v_i)]$ . Тогда получим

$$v_{\text{ion}} = 4\pi N_m v_i^3 Q k^{-2} (v_i) f_0(v_i). \quad (8)$$

Здесь  $f_0(v_i)$ ,  $k(v_i)$  — значение функции распределения и параметра  $k(v)$  (4) при  $v = v_i$ . Формулу (8) можно с достаточной точностью переписать в виде

$$\begin{aligned} v_{\text{ion}} &= v_{\text{ion}}^* x_i^{-2} e^{-x_i}, & x_i &= \frac{\sqrt{6} m}{e E_0} (A_i^2 \omega^2 + B_i^2)^{1/2} K_i, \\ A_i &= \int_{v_0}^{v_i} (\nu_h / \nu)^{1/2} dv, & B_i &= \int_{v_0}^{v_i} (\nu_h \nu)^{1/2} dv, \\ v_{\text{ion}}^* &= 4\pi N_m v_i^3 Q A_i^2 f_0(v_0). \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь  $\nu = \nu(v)$  — частота соударений электрона,  $\nu_h = \nu_h(v)$  — частота неупругих соударений (3),  $v_0$  — точка сшивания функции распределения в хвосте (4) с функцией распределения в основной области скоростей,  $f_0(v_0)$  — значение  $f_0(v)$  в этой точке. Коэффициент  $K_i$  равен

$$K_i = \frac{e E_0}{\sqrt{6} m (A_i^2 \omega^2 + B_i^2)^{1/2}} \int_{v_0}^{v_i} k dv. \quad (10)$$

Он мало отличается от единицы. При  $\omega^2 \gg (B_i/A_i)^2$  и при  $\omega^2 \ll (B_i/A_i)^2$  коэффициент  $K_i \equiv 1$ . При  $\omega^2 = (B_i/A_i)^2$ ,  $K_i = 0,992$ . С точностью до 0,01 можно полагать  $K_i = 1$ .

Основной экспоненциальный член в (9) определяется частотами соударений  $\nu_h(v)$  и  $\nu(v)$ , т. е. суммарным сечением неупругих соударений  $\sigma_h(\epsilon)$  и суммарным транспортным сечением  $\sigma_t(\epsilon)$ . Они приведены на рис. 3 (по данным [13, 15–18]). Границу  $v_0$  естественно принять при  $\epsilon = \epsilon_0 \approx (1,8 \div 2) \text{ эВ}$ , где резко возрастает сечение неупругих процессов. При вычислении предэкспоненциального члена учтем, что в области  $\epsilon < \epsilon_0$  потери невелики. Поэтому в достаточно сильном электрическом поле  $E_0 \geq (3 \div 5) E_p$  можно приближенно принять, что функция распределения слабо меняется в области  $\epsilon < \epsilon_0$  (см. [11]), т. е.  $f(v_0) \approx \frac{3}{4\pi v_0^3}$ .

Кроме того, следует учесть, что основную роль играет ионизация кислорода  $O_2$ . Для постоянных  $A_i$ ,  $B_i$  и  $v_{\text{ion}}^*$  в (9) тогда получаем:

$$A_i \approx 3,0 \cdot 10^7 \text{ см}/c, \quad B_i \approx 5,1 N_m \text{ см}^4/c^2, \quad v_{\text{ion}}^* \approx 2,6 \cdot 10^{-7} N_{O_2} \text{ см}^3/c. \quad (11)$$

Здесь  $N_m$  — концентрация молекул воздуха,  $N_{O_2} \approx 0,21 N_m$  — кислорода. Для ионизации азота значения соответствующих постоянных

$$A_i \approx 4,1 \cdot 10^7 \text{ см}/c, \quad B_i \approx 7,6 N_m \text{ см}^4/c^2,$$

$$v_{\text{ion}}^* = 2,0 \cdot 10^{-7} N_{N_2} \text{ см}^3/c^{-1}.$$

Формулы (9), (11) приближенно описывают частоту ионизации в воздухе и в нижней ионосфере. Аналогичным образом могут быть найдены и коэффициенты возбуждения оптических уровней.

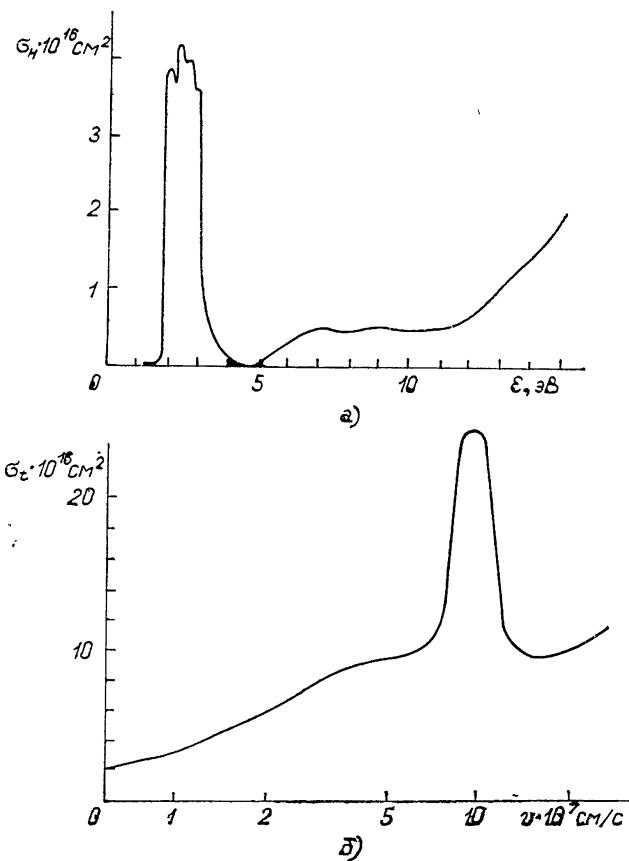


Рис. 3.

Отметим, что на начальной стадии ионизации воздуха может заметно сказаться наличие окиси азота NO. Правда, при невысоких температурах газа  $T \leq 300 \div 500$  К количество молекул мало и роль их незначительна. Однако при  $T \geq 1000$  К число их сильно возрастает и, поскольку энергия ионизации невысока ( $\varepsilon_i \approx 9,3$  эВ), ионизация этих молекул может оказаться существенной. Значения постоянных  $A_i$ ,  $B_i$  и  $v_{ion}^*$  для NO

$$A_i = 2,4 \cdot 10^7 \text{ см}/\text{с}, \quad B_i = 4,0 N_m \text{ см}^4/\text{с}^2, \quad v_{ion}^* = 2,5 \cdot 10^{-7} N_{NO} \text{ см}^3/\text{с}.$$

Заметим, что при больших значениях амплитуды поля, близких к критическим полям пробоя  $E_c$  (24), становится существенным рост граничной скорости  $v_0$ . Это приводит к уменьшению интегральных коэффициентов  $A_i$  и  $B_i$ . При  $E_0 \approx E_c$ , в частности,  $\Delta B_i \approx -0,14 B_i$ ,  $\Delta A_i \approx -0,16 A_i$ . Отметим также, что полученные выражения для  $v_{ion}$  справедливы не только в быстропеременном, но и в постоянном электрическом поле  $E$ , если заменить амплитуду  $E_0$  на  $\sqrt{2}E$ .

*Коэффициент диссоциативного прилипания.* Важную роль для баланса ионизации в плазме воздуха играет диссоциативное прилипание

электронов к молекулам кислорода:  $O_2 + e \rightarrow O^- + O$ . Сечение этого процесса имеет резкий пик при энергии электрона  $\varepsilon \approx 6,7 \text{ эВ}$  [19]; приближенно его можно представить в виде

$$q_a(v) \approx q_m \begin{cases} 0 & (v < v_a) \\ \frac{v - v_a}{v_m - v_a} & (v_a \leq v \leq v_m) \\ \exp \{-b_a(v - v_m)\} & (v > v_m) \end{cases}, \quad (12)$$

где постоянные  $v_a$ ,  $v_m$ ,  $b_a$  и  $q_m$  равны

$$v_a \approx 1,34 \cdot 10^8 \text{ см/с}, \quad v_m = 1,54 \cdot 10^8 \text{ см/с}, \quad b_a = 7,6 \cdot 10^{-8} \text{ с/см},$$

$$q_m \approx 1,3 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2.$$

Частота диссоциативного прилипания определяется выражением, аналогичным (5):

$$\nu_a = 4\pi N_m \int_{v_a}^{\infty} v^3 f_0(v) q_a(v) dv.$$

Используя выражение (4) для функции распределения электронов и (12) для сечения прилипания и выполняя интегрирование, найдем

$$\nu_a = 4\pi N_{O_2} f_0(v_0) q_m v_m^3 \left\{ \frac{1}{b_a + k_m} + \frac{1 - \exp[-k_m(v_m - v_a)/2]}{k_m} \right\} e^{-x_a},$$

$$x_a = \frac{\sqrt{6} m}{e E_0} (A_a^2 \omega^2 + B_a^2)^{1/2} K_a, \quad k_m = k(v_m).$$

Здесь  $A_a$  и  $B_a$  — интегральные функции (9) с заменой в верхнем пределе интегрирования  $v_i$  на  $v_a$ . При вычислении интегралов принято также, что величина  $k(v)$  линейно возрастает в области  $v_a \leq v \leq v_m$  (см. рис. 3). Коэффициент  $K_a$  определяется выражением (10) с заменой  $v_i$ ,  $A_i$ ,  $B_i$  на  $v_a$ ,  $A_a$ ,  $B_a$ . Он показан на рис. 4. Видно, что отличие  $K_a$  от единицы несколько больше, чем для  $K_i$ .

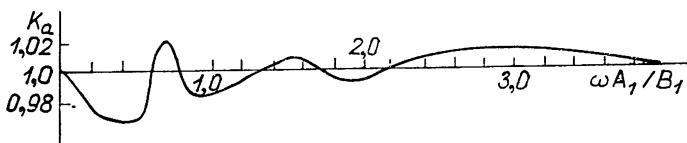


Рис. 4.

Принимая теперь, как и в предыдущем разделе, что  $f_0(v_0) \approx \frac{3}{4\pi v_0^3}$ ,

и подставляя численные значения  $v_0$ ,  $v_a$ ,  $v_m$ ,  $b_a$ ,  $q_m$ , приходим к следующему выражению для коэффициента диссоциативного прилипания  $k_a$ :

$$k_a = \nu_a / N_{O_2} = 1,2 \cdot 10^{-8} \exp(-x_a) \left[ \frac{1}{13,7 + x_a} + \frac{1}{x_a} (1 - e^{-x_a/18}) \right] \text{ см}^3/\text{с}, \quad (13)$$

$$A_a \approx 1,5 \cdot 10^7 \text{ см/с}, \quad B_a \approx 2,5 N_m \text{ см}^4/\text{с}^2.$$

Здесь  $N_m$ , как и ранее, — концентрация молекул воздуха.

Отметим, что полученное выражение для  $\nu_a$  справедливо лишь при не слишком сильных полях, пока  $x_a \geqslant 6$ . При  $x_a < 6$  становятся существенными поправки  $\Delta A$  и  $\Delta B$ , указанные в предыдущем разделе. Благодаря этому рост  $k_a$  с амплитудой резко затормаживается. Максимальное значение  $k_a$  [16]:

$$k_{am} \approx 2,4 \cdot 10^{-11} \text{ см}^3/\text{с}. \quad (14)$$

Оно достигается в полях, близких к критическим полям пробоя:

$$E_0 \sim (0,5 \div 1) E_c.$$

*Изменение баланса ионизации.* В сдвиге баланса ионизации плазмы, возмущенной сильным электромагнитным полем, определяющую роль играет ионизация молекул ускоренными электронами и прилипание, приводящее к появлению отрицательных ионов. Уравнения баланса ионизации для концентрации электронов  $N$  и отрицательных ионов  $N^-$  принимают при учете этих процессов вид

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dt} &= q_i + \nu_{ion} N - \nu_a N + \nu_d N^- - \alpha N (N + N^-), \\ \frac{dN^-}{dt} &= \nu_a N - \nu_d N^- - \alpha_i N^- (N + N^-). \end{aligned} \quad (15)$$

Здесь, как обычно,  $q_i$  — полная интенсивность ионизации под действием внешнего источника,  $\nu_{ion}$  — частота ионизации молекул быстрыми электронами (9), (11). Отметим, что в экспоненте в формуле (9) стоит большая величина, поэтому зависимость  $\nu_{ion}$  от  $E_0$ ,  $\omega$  и  $N_m$  определяется, в основном, экспоненциальным членом.

Далее,  $\nu_a$  — частота прилипания электронов к молекулам. В условиях нижней ионосферы существенно прилипание электронов к молекулам кислорода при тройных соударениях, а также диссоциативное прилипание к молекулам озона и кислорода:

$$\nu_a = (k_1 N_{O_3} + k_2 N_{N_2}) N_{O_2} + k_3 N_{O_2} + k_a N_{O_2}. \quad (16)$$

Здесь  $k_1$  и  $k_2$  — коэффициенты прилипания при тройных соударениях. Согласно [20]

$$k_1 = 1,4 \cdot 10^{-29} \exp(-600/T_e) \text{ см}^6/\text{с}, \quad k_2 = 1,0 \cdot 10^{-31} \text{ см}^6/\text{с}. \quad (17)$$

Температура электронов выражена здесь в градусах Кельвина. Коэффициент прилипания к озону:  $k_3 \approx (1 \div 10) \cdot 10^{-12} \text{ см}^3/\text{с}$ . Коэффициент диссоциативного прилипания к кислороду  $k_a$  определен формулами (13), (14).

Далее,  $\nu_d$  — частота отлипания электронов. В ионосфере существенно фотоотлипание, отлипание при столкновениях с молекулами, ассоциативное отлипание:

$$\nu_d = \nu_f + (k_4 N_{O_2} + k_5 N_{N_2} + k_6 N'_{O_2}) + (k_7 N_O + k_8 N_N). \quad (18)$$

Здесь  $\nu$  — частота фотоотлипания; в условиях дневной ионосферы  $\nu_f \approx 0,44 \text{ с}^{-1}$  [21]. Коэффициенты отлипания при соударениях с молекулами кислорода  $k_4$  и азота  $k_5$  при температурах нижней ионосферы  $T \sim (200 \div 300) \text{ К}$  невелики:  $k_4 \sim (10^{-22} \div 10^{-19}) \text{ см}^3/\text{с}$ ,  $k_5 \sim (10^{-23} \div 10^{-20}) \text{ см}^3/\text{с}$ . Более существенно здесь, по-видимому, отлипание при столкновениях с возбужденным кислородом:  $k_6 \approx 2 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$  ( $N'_{O_2}$  — концентрация возбужденных молекул  $O_2$  ( $\Delta_g$ )). Коэффициенты  $k_7 = 2,5 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$  и  $k_8 = 3 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$  описывают ассоциативное от-

липание при соударениях с атомами кислорода и азота ( $O_2^- + O \rightarrow O_3 + e$ ,  $O_2^- + N \rightarrow NO_2 + e$ ). Отметим, что здесь рассмотрено отлипание только для ионов  $O_2^-$ . Ионы  $O^-$  исчезают, в основном, из-за процессов ассоциативного отлипания [20].

Наконец,  $\alpha$  — коэффициент диссоциативной рекомбинации:

$$\alpha = \alpha_1 n_{NO^+} + \alpha_2 n_{O_2^+} + \alpha_3 n_c. \quad (19)$$

В отличие от [5, 6] здесь учтена и диссоциативная рекомбинация тяжелых кластер-ионов; коэффициент  $\alpha_3 \sim 10^{-5} \text{ см}^3/\text{с}$ . Относительная концентрация кластеров  $n_c = N_c^+ / (N + N^-)$ ; она резко возрастает в области  $D$ -слоя при  $z \leq 80 \text{ км}$ , где кластер-ионы часто становятся доминирующими [22–24]. Коэффициент рекомбинации положительных и отрицательных ионов  $\alpha_i \sim 10^{-7} \text{ см}^3/\text{с}$  [23, 25].

Подчеркнем, что полная система уравнений должна включать уравнения ионной кинетики (см., например, [21, 23, 14]). Здесь мы вынуждены ограничиться приближенной системой уравнений (15) в силу того, что состав отрицательных и положительных ионов в  $D$ -области, а также коэффициенты соответствующих ионных реакций известны еще недостаточно (см. [24]).

Перейдем к анализу стационарного решения уравнений (15). Из второго уравнения (15) следует

$$N^- = N v_a / [v_d + \alpha_t (N + N^-)].$$

Используя условие квазинейтральности  $N + N^- = N^+$ , выражаем концентрацию электронов и отрицательных ионов через концентрацию положительных ионов  $N^+$ :

$$N = N^+ \frac{v_d + \alpha_t N^+}{v_a + v_d + \alpha_t N^+}, \quad N^- = N^+ \frac{v_a}{v_a + v_d + \alpha_t N^+}. \quad (20)$$

Подставляя эти выражения в первое уравнение (15), имеем для  $N^+$  кубическое уравнение:

$$q_i(v_a + v_d + \alpha_t N^+) + v_{ion} N^+ (v_d + \alpha_t N^+) - N^{+2} (\alpha_t v_a + \alpha v_d + \alpha \alpha_t N^+) = 0.$$

В нижней ионосфере обычно хорошо выполняется условие

$$\alpha \alpha_t N^+ \ll \alpha_t v_a + \alpha v_d.$$

В этом случае

$$N^+ = \frac{v_{ion} v_d + \alpha_t q_i + [(v_{ion} v_d + \alpha_t q_i)^2 + 4 q_i (v_a + v_d) (\alpha_t v_a + \alpha v_d - \alpha_t v_{ion})]^{1/2}}{2 [\alpha_t (v_a - v_{ion}) + \alpha v_d]}. \quad (21)$$

Заметим, что член  $\alpha_t q_i$  часто несуществен. Выражение для концентрации электронов можно представить тогда в виде

$$N = \frac{v_{ion} + \sqrt{v_{ion}^2 + 4 q_i (1 + \lambda) (\alpha_{eff} - \alpha_t v_{ion}/v_d)}}{2(1 + \lambda) (\alpha_{eff} - \alpha_t v_{ion}/v_d)}, \quad (22)$$

$$\lambda = \frac{N^-}{N} = \frac{v_a}{v_d + \alpha_t N^+}, \quad \alpha_{eff} = \alpha + \alpha_t \lambda.$$

В отсутствие ионизации быстрыми электронами формула (22) переходит в хорошо известное выражение:

$$N = \sqrt{q_i / (1 + \lambda) \alpha_{eff}}. \quad (23)$$

Формулы (20), (21) определяют стационарное значение концентрации электронов и ионов. Важно, что частота ионизации  $\nu_{\text{ion}}$ , частота прилипания  $\nu_a$ , а также коэффициент рекомбинации существенно зависят от амплитуды электрического поля. Благодаря этому могут изменяться концентрации электронов и ионов под действием радиоволны. Для примера на рис. 5 представлена зависимость  $N/N_0$  и  $N^-/N$  от  $E_0/E_p$ , определенная согласно (20) и (21) для высоты 85 км в дневной ионосфере. Видно, что вначале (при  $E_0/E_p \leq 5$ ) концентрация электронов возрастает. Это вызвано уменьшением коэффициента диссоциативной рекомбинации при нагреве электронов (процесс, рассматривавшийся в [5, 14]). Заметим, что одновременно изменяется и концентрация отрицательных ионов из-за вариаций коэффициента прилипания при тройных соударениях (17). На высотах 60—70 км роль отрицательных ионов и положительных кластер-ионов возрастает, и здесь возможно появление новых механизмов, определяющих вариацию концентрации электронов и ионов при нагреве электронов в полях  $E_0 \sim E_p$ .

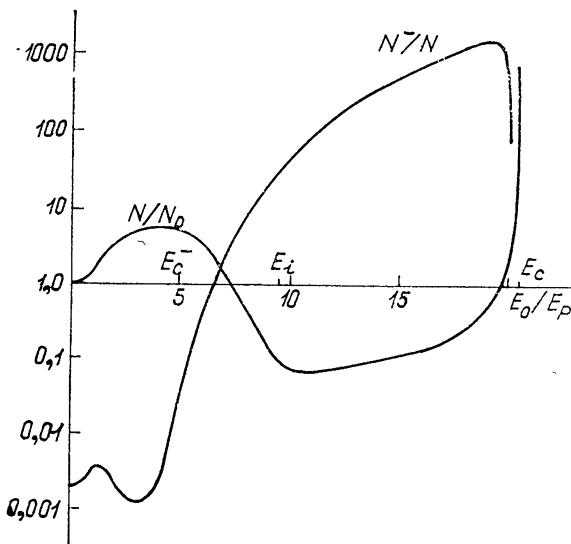


Рис. 5.

При  $E_0 > E_c^- \sim (3 \div 5)E_p$  начинает доминировать диссоциативное прилипание электронов к молекулам кислорода (13). Частота прилипания экспоненциально нарастает с увеличением амплитуды поля, что приводит к резкому росту концентрации отрицательных ионов и одновременно к исчезновению электронов: концентрация электронов падает более чем на порядок. Возникает как бы подавление нижней ионосферы в поле сильной радиоволны. Поле  $E_c^-$ , при котором начинается резкое увеличение концентрации отрицательных ионов, определяется условием

$$k_a(E_c^-) \approx \nu_{a0}/N_{O_2},$$

где  $k_a(E_c^-)$  — коэффициент диссоциативного прилипания к кислороду (13),  $\nu_{a0}$  — частота прилипания, обусловленная тройными столкновениями и другими процессами (16), (17). Поле  $E_c^- \sim (4 \div 5)E_p$ .

При  $E_0 > E_i \approx 10E_p$  начинает играть существенную роль дополнительная ионизация ионосферы быстрыми электронами:

$$\nu_{\text{ion}}^2(E_i) \approx 4q_i(1 + \lambda)\alpha_{\text{eff}}.$$

Ионизация внешним источником  $q_i$  при  $E > E_i$  теряет свое значение. Поэтому, например, рост  $q_i$  во время внезапных возмущений при  $E_0 > E_i$  должен лишь слабо сказываться на состоянии плазмы. Благодаря дополнительной ионизации прекращается падение концентрации электронов и начинается ее рост. Он, однако, демпфируется продолжающимся ростом частоты диссоциативного прилипания. При  $E_0 \sim 20 E_p$  рост коэффициента прилипания прекращается (14) и частота ионизации сравнивается с частотой прилипания. При этом концентрация электронов в (20) возрастает очень резко, даже обращается в бесконечность. Это означает, что отсутствует стационарное решение уравнений (20). Это явление — пробой газа — наступает при  $E_0 = E_c$ , где  $E_c$  — критическое поле пробоя, определенное условием  $\nu_{ion} = \nu_a + \frac{\alpha}{\alpha_i} \nu_d$ . С учетом выражений (13), (9) для  $\nu_{ion}$ ,  $\nu_a$  выражение для  $E_0$  записывается в виде

$$E_0 = E_c, \quad E_c = \frac{\sqrt{6} m}{e x_i} (A_i^2 \omega^2 + B_i^2)^{1/2} K_i, \quad (24)$$

где константа  $x_i$  определена соотношением

$$x_i^2 e^{x_i} = 2,6 \cdot 10^{-7} / k_{am}, \quad x_i \approx 6.$$

Здесь учтено, что  $\nu_a = k_{am} N_{O_2} \gg \frac{\alpha}{\alpha_i} \nu_d$  (см. (14), (18)). Формула (24) с учетом поправок  $\Delta A$  и  $\Delta B$  хорошо согласуется с данными лабораторных измерений [26]. Она справедлива и в постоянном электрическом поле при замене  $E_c \rightarrow \sqrt{2} E_{c0}$ . Из (24) имеем тогда  $E_{c0} = 0,72 \cdot 10^{-15} N_m$  в  $\text{см}^2$ , где  $N_m$  — концентрация молекул воздуха. Из формулы (24) видно, что поле в ионосфере быстро убывает с высотой (пропорционально  $N_m$ ), пока частота поля  $\omega$  не сравнивается с  $\nu_0 = B/A \approx 1,7 \cdot 10^{-7} N_m$ . После этого поле  $E_c$  почти не зависит от  $N_m$  [14].

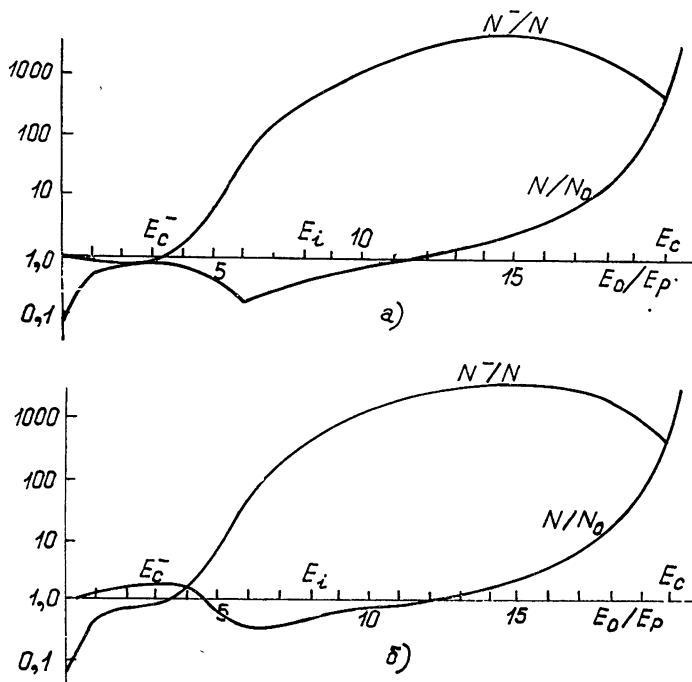


Рис. 6.

На рис. 6 приведены примеры аналогичного расчета, выполненного для высоты 70 км с учетом рекомбинации кластер-ионов. Состав ионов согласно [22]:  $N_{\text{NO}^+} = 30$ ,  $N_{\text{O}_2^+} = 10$ ,  $N_c^+ = 400$  ( $N_c^+$  — ионы связи или кластер-ионы).

Коэффициент диссоциативной рекомбинации кластеров принимался постоянным  $\alpha_3 = \text{const} = 10^{-5}$  (рис. 6 а) или падающим с температурой электронов  $\alpha_3 = 10^{-5} \left( \frac{T}{T_e} \right)^{1/2}$  (рис. 6 б). Видно, что в рассматриваемых предположениях наличие большого числа кластер-ионов несколько демпфирует изменение концентрации электронов в не очень сильных полях. Однако на эффекте резкого нарастания концентрации отрицательных ионов, вызванном диссоциативным прилипанием, а также на условиях пробоя газа, наличие кластер-ионов оказывается слабо.

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Выше обсуждалось воздействие на ионосферу радиоволны постоянной амплитуды. В эксперименте же использовались мощные импульсы, с амплитудой  $E_1$ , которые периодически включались и выключались с частотой  $\Omega_0$ :  $E_1^2 = E_0^2 + E_{11}^2 \sin \Omega_0 t + \dots$ . Под воздействием такого возмущающего поля уменьшается коэффициент диссоциативной рекомбинации  $\alpha$  и возрастает частота ассоциативного прилипания  $v_a$  и частота ионизации  $v_{\text{ion}}$ \*:

$$\begin{aligned} \alpha &= \alpha_0 - \alpha_1 \sin \Omega_0 t + \dots, \\ v_a &= v_{a0} + v_{a1} \sin \Omega_0 t + \dots, \quad v_{\text{ion}} = v_{i0} + v_{i1} \sin \Omega_0 t + \dots \end{aligned} \quad (25)$$

Подставляя выражения (25) в уравнения (15), находим периодические возмущения концентрации электронов и отрицательных ионов в форме

$$\begin{aligned} N &= N_0 + N_s \sin \Omega_0 t + N_c \cos \Omega_0 t + \dots, \\ N^- &= N_0^- + N_s^- \sin \Omega_0 t + N_c^- \cos \Omega_0 t + \dots, \end{aligned} \quad (26)$$

где

$$\begin{aligned} N_c^- &= - \frac{\Omega_0 v_1}{\Omega_0^2 + \tau_N^{-2}} N_0, \quad N_s = \frac{v_1 / \tau_N}{\Omega_0^2 + \tau_N^{-2}} N_0, \\ N_c^- &= \lambda N_c, \quad N_s^- = \frac{v_{a1}}{v_d} N_0 + \lambda N_s, \end{aligned} \quad (27)$$

причем

$$\begin{aligned} \tau_N &= 1/2 \alpha_0 N_0 (1 + \lambda), \quad \lambda = N_0^- / N_0 = v_{a0} / v_d, \\ v_1 &= \alpha_1 N_0 (1 + \lambda) + v_{i1} - \frac{v_{a1}}{\tau_{a0}} \alpha_0 N_0. \end{aligned} \quad (28)$$

Здесь  $\tau_N$  — время жизни электрона. При выводе формул (27), (28) использовались условия

$$\alpha N_0 \sim \Omega \ll v_d, \quad (29)$$

которые в нашем случае всегда хорошо выполнялись ( $v_d \sim 1 \text{ см}^{-1}$ ,  $\Omega \sim \alpha N_0 \sim (2 \div 5) \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ ), и принималось во внимание, что  $v_{i0} \ll 1/\tau_N$ .

\* Время релаксации кинетических коэффициентов  $\alpha$ ,  $v_a$ ,  $v_{\text{ion}}$  в нижней ионосфере порядка  $10^{-3}$  с. Поэтому они меняются строго в фазе с медленно меняющейся амплитудой импульсов.

Учитывая теперь влияние переменных возмущений концентрации (26) — (28) на амплитуду волны  $E_2$ , имеем

$$E_2 = E_{20} (1 + a_{1s} \sin \Omega_0 t + a_{1c} \cos \Omega_0 t + \dots), \quad (30)$$

$$a_{1s} = -2 \frac{\omega_2}{c} \int \frac{N_s}{N_0} x_{20} dz, \quad a_{1c} = -2 \frac{\omega_2}{c} \int \frac{N_c}{N_0} x_{20} dz.$$

Здесь  $x_{20}$  — коэффициент поглощения волны  $E_2$ , интегрирование идет по всей области взаимодействия импульсов, т. е. вплоть до точки отражения волны  $E_1$ , волна  $E_2$  отражалась в нашем случае выше, так как  $\omega_2 > \omega_1$ .

Результат измерения коэффициентов  $a_{1s}$ ,  $a_{1c}$  и  $a_1 = \sqrt{a_{1s}^2 + a_{1c}^2}$  приведен на рис. 1, 2. По фазе периодических колебаний  $E_2$  можно согласно (30), (27) определить характерное время жизни электрона:

$$\bar{\tau}_N = -\frac{a_{1c}(\Omega_0)}{\Omega_0 a_{1s}(\Omega_0)} = \frac{\int \frac{x_{20} v_1 dz}{\Omega_0^2 + \tau_N^{-2}}}{\int \frac{x_{20} v_1 dz}{\Omega_0^2 + \tau_N^{-2}} \frac{1}{\tau_N}}. \quad (31)$$

В наших экспериментах  $\bar{\tau}_N \approx 40 \div 70$  с. Согласно (28) это соответствует значению эффективного коэффициента диссоциативной рекомбинации  $\alpha_0 = 1/2 \bar{\tau}_N N_0 (1 + \lambda)$ . При  $N_0 \approx 10^3$  см<sup>-3</sup> имеем  $\alpha_0 \approx (0,5 \div 1) \cdot 10^{-5}$ , что согласуется с современными данными о коэффициенте рекомбинации в  $D$ -слое ионосферы [24, 25].

Амплитуда колебаний позволяет судить о величине возмущения баланса ионизации. Согласно (27), (28), (30)

$$\bar{v}_1 \approx \frac{a_1 \sqrt{\Omega_0^2 + \tau_N^{-2}}}{k_2}, \quad k_2 = 2 \frac{\omega_2}{c} \int x_{20} dz; \quad (32)$$

$$\bar{v}_1 \tau_N = \frac{\alpha_1}{2 \alpha_0} + \frac{v_{a1}}{2 \alpha_0 N_0 (1 + \lambda)} - \frac{v_{a1}}{2 v_{a0} (1 + \lambda)}. \quad (33)$$

В наших экспериментах  $a_1 \approx 0,2$ . Полагая  $k_2 \approx 1 \div 4$ , находим из (32), что  $\bar{v}_1 \tau_N \approx 0,1 \div 0,4$ . Эта величина представляется аномально большой. Действительно, возмущающие импульсы имеют длительность  $\Delta t_1 = 0,5$  мс. Время между импульсами  $t = 20$  мс, следовательно, даже если в период возмущения под действием сильного импульса рекомбинация полностью прекращается  $\bar{v}_1 \approx \alpha_0$ , то и тогда среднее по времени возмущение коэффициента рекомбинации  $(a_1/a_0) \sim (1 \div 4) (\Delta t_1/t) (a_1/a_0) \leqslant \leqslant 0,1$ . Оно может привести лишь к более слабому эффекту, так как согласно (33)  $\bar{v}_1 \tau_N \approx \bar{v}_1 / 2 \alpha_0 + \dots$ . Таким образом, наблюдаемый эффект, по-видимому, нельзя объяснить одним только изменением коэффициента диссоциативной рекомбинации. Возможность же объяснения эффекта дополнительной ионизацией  $O_2$  быстрыми электронами связана с трудностями, так как мощность излучающей станции недостаточна, и, кроме того, раньше должен проявиться сдвиг ассоциативного прилипания  $v_{a1}$ , который, напротив, подавляет рост ионизации (см. (33)).

Следовательно, истолкование величины наблюдаемого изменения ионизации в рамках существующих представлений об ионизационно-рекомбинационных процессах в нижней ионосфере встречает затруднение. Причина этого, главным образом, в том, что наши сведения о характере

этих процессов в  $D$ -области пока недостаточно полны\*. Поэтому представляет несомненный интерес дальнейшее исследование обнаруженного эффекта. В частности, для диагностики возмущенной ионосферы может быть применен метод частичных отражений и проведены амплитудные и фазовые измерения низкочастотных сигналов, проходящих через возмущенную область.

## ЛИТЕРАТУРА

1. V. A. Bailey, *Nature*, **142**, 613 (1938).
2. P. A. Clavier, *J. Appl. Phys.*, **32**, 570 (1961).
3. P. Lombardini, *J. Res. Natl. Bur. Stand.*, **69D**, 83 (1965).
4. Э. И. Гинзбург, Геомагнетизм и аэрономия, **7**, 104 (1967).
5. А. В. Гуревич, Геомагнетизм и аэрономия, **11**, 953 (1971).
6. G. Meltz, L. H. Jr. Holway and N. M. Tomljanovich, *Radio Sci.*, **9**, 1049 (1974).
7. А. В. Гуревич, Геомагнетизм и аэрономия, **12**, 631 (1972).
8. А. В. Гуревич, И. С. Шлюгер, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, **18**, № 9, 1237 (1975).
9. А. В. Гуревич, Г. М. Милих, И. С. Шлюгер, Письма в ЖЭТФ, **23**, 395 (1976).
10. W. F. Uttaut, Proc. IEEE, **63**, 1022 (1975).
11. А. В. Гуревич, Г. М. Милих, И. С. Шлюгер, ЖЭТФ, **69**, 1640 (1975).
12. Б. Л. Гинзбург, А. В. Гуревич, УФН, **70**, 201, 393 (1960).
13. L. S. Frost and A. V. Phelps, *Phys. Rev.*, **127**, 1621 (1962).
14. А. В. Гуревич, А. Б. Шварцбург, Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере, изд. Наука, М., 1973.
15. A. G. Engelhardt, A. V. Phelps and C. G. Risk, *Phys. Rev.*, **135A**, 1566 (1964).
16. R. D. Hake and A. V. Phelps, *Phys. Rev.*, **158**, 70 (1967).
17. R. V. Sompson and D. J. Sutton, Proc. Roy. Soc., **A215**, 467 (1952).
18. L. J. Kiefer, *Atomic Data*, **1**, 19 (1969); **2**, 293 (1971).
19. G. J. Shultz, *Phys. Rev.*, **125**, 229 (1962).
20. A. V. Phelps, *Canad. J. Chemistry*, **47**, 1783 (1969).
21. Р. К. Уиттен, Н. Д. Поппов, Физика нижней ионосферы, изд. Мир, М., 1968.
22. R. A. Goldberg and A. C. Aikin, *J. Geophys. Res.*, **76**, 8352 (1971).
23. А. Мак-Дональд, Сверхвысокочастотный пробой в газах, изд. Мир, М., 1969.
24. А. Д. Данилов, А. Г. Симонов, Геомагнетизм и аэрономия, **15**, 643, 841 (1975).
25. M. A. Biondi, *Canad. J. Chemistry*, **47**, 1711 (1969).
26. S. J. Vaage, *Physics of Planetary Ionospheres*, New York, 1973.
27. А. В. Гуревич, Г. М. Милих, И. С. Шлюгер, Геомагнетизм и аэрономия, **16**, 613 (1976).
28. И. И. Варшавский, Я. С. Димант, Геомагнетизм и аэрономия, **16**, 98 (1976).

Государственный научно-исследовательский  
институт радио

*Примечание при корректуре.* В данной статье на рис. 1 б, 3 б, 4 по осям абсцисс следует читать:

- а) 0,8; 1; 1,2 вместо 0,9; 1,0; 1,1 (рис. 1 б);
- б)  $v \cdot 10^{-7}$  см/с вместо  $v \cdot 10^7$  см/с (рис. 3 б);
- в)  $\omega A_a/B_a$  вместо  $\omega A_1/B_1$  (рис. 4).

\* Следует также обратить внимание на возможность возникновения в нижней ионосфере неустойчивостей самофокусировочного типа, вызывающих усиление поля за счет фокусировки радиоволн [27]. Для нашей возмущающей станции, имеющей частоту, близкую к гирочастоте электронов, возможно также возбуждение неустойчивостей параметрического типа в нижней ионосфере [28], приводящих к увеличению числа быстрых электронов в плазме.

## VARIATION OF THE LOWER IONOSPHERE IONIZATION AFFECTED BY POWERFUL RADIO WAVES

*A. V. Gurevich, G. W. Milikh, I. S. Shlyuger*

An essential disturbance of the ionosphere ionization affected by a powerful radio wave is discovered at the heights  $z \approx 60 - 90$  km. A theoretical question of the ionization balance variation in the lower ionosphere is considered. Both a considerable decrease („suppression“) of the electron density and its sharp increase is shown to be possible in a sufficiently strong radiowave field. The negative ion density is usually strongly increased.

---

УДК 551.510.535

## О ПАРАМЕТРАХ ИСКУССТВЕННЫХ МЕЛКОМАСШТАБНЫХ ИОНОСФЕРНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ

*А. Ф. Беленов, В. А. Бубнов, Л. М. Ерухимов, Ю. В. Киселев,  
Г. П. Комраков, Э. Е. Митякова, Л. Н. Рубцов, В. П. Урядов,  
В. Л. Фролов, Ю. В. Чугунов, Б. В. Юхматов*

Приведены данные о параметрах мелкомасштабных (масштабы в направлении, перпендикулярном геомагнитному полю,  $l_{\perp} \approx 12 - 25 \text{ м}$ ) неоднородностей, ответственных за ракурсное рассеяние радиоволн. Исследованы времена развития и релаксации этих неоднородностей, соответственно, после включения и выключения нагревного радиопередатчика, а также динамика геометрических размеров возмущенной области (ВО). Показано, что характерный размер слоя, содержащего неоднородности указанного масштаба, составляет по высоте 20–30 км. Определены направление и скорость движения неоднородностей и зарегистрировано изменение направления вектора скорости в часы перестройки ионосферных дрейфов. Оценены коэффициенты амбиополярной диффузии в области масштабов  $l_{\perp} \approx 20 \text{ м}$ . Обнаружено, что при периодическом нагреве эффективность возбуждения неоднородностей  $l_{\perp} \sim 12 - 25 \text{ м}$  резко уменьшается при частоте модуляции  $\sim 0,05 - 0,3 \text{ Гц}$ .

Как известно [1–4], при облучении ионосферы вертикальным пучком радиоволн обыкновенной поляризации вблизи уровня отражения мощной волны генерируются сильно вытянутые вдоль геомагнитного поля мелкомасштабные ( $0,1 \leq l_{\perp} \leq 20 \div 40 \text{ м}$ ) неоднородности, ответственные за ракурсное рассеяние радиосигналов. В настоящей работе, являющейся продолжением [4], изложены результаты исследований параметров искусственных мелкомасштабных неоднородностей, полученных на основе наблюдений за сигналами коротковолновых вещательных радиостанций и с помощью импульсного радиозондирования возмущенной области ионосферы.

Эксперимент проводился в 1975–1976 гг. Для возмущения ионосферы использовался радиопередатчик мощностью 100–150 кВт, излучавший волны обыкновенной поляризации на двух фиксированных частотах (4,6 и 5,75 МГц) с помощью антенн, имеющих КНД порядка 100. Диагностика ВО ионосферы осуществлялась в трех пространственно разнесенных пунктах, расположенных в районах городов Волгограда, Пензы и Ленинграда. Такая геометрия приемных пунктов позволяла, используя радиоизлучение различных вещательных станций КВ-диапазона, изучить частотные и угловые характеристики рассеянных сигналов, оценить степень ракурсной чувствительности и получить сведения о размерах и динамике возмущенной области и содержащихся в ней мелкомасштабных неоднородностей, ответственных за ракурсное рассеяние. Во всех трех пунктах осуществлялся прием радиосигналов с помощью ориентированных на рассеивающую область высоконаправленных (КНД  $\approx 100$ ) антенн и прием на простые дипольные антенны, позволяющий контролировать уровень прямого сигнала от радиостанций. В Ленинграде проводились также измерения азимутальных углов при-

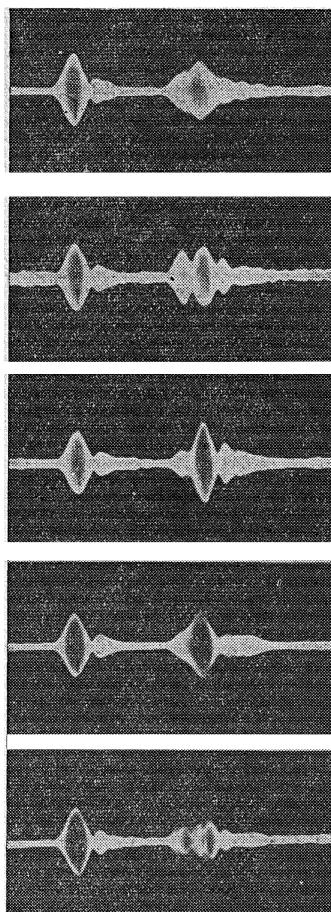


Рис. 1.

хода рассеянного сигнала. Измерялись амплитуда рассеянных сигналов и модуль их допплеровской частоты по интерференционным колебаниям амплитуды суммарного сигнала в точке приема (см. [4]). Кроме того, осуществлялся прием рассеянных ВО импульсных радиосигналов (длительностью 500 мкс и с несущей частотой 10—20 МГц) исследовательского радиопредатчика (ПД) института Астрофизики АН Тадж. ССР (г. Душанбе).

На рис. 1 приведен один из примеров амплитудной записи (на временной развертке типа А) импульсного сигнала ПД на частоте 13,3 МГц вблизи Пензы (частота съемки — 1 Гц). Рисунок иллюстрирует случай трехлучевого распространения на трассах Душанбе — Пенза (прямой сигнал) и Душанбе — Горький с одновременным рассеянием всех трех лучей ВО (вторая группа импульсов). Подобная ситуация наблюдалась далеко не всегда: чаще при многолучевом распространении на исследуемой трассе от возмущенной области рассеивался сигнал только одной из мод. Указанные случаи свидетельствуют о возможности использования многолучевого сигнала для изучения ракурсных свойств рассеяния возмущенной области. С другой стороны, они показывают те основные трудности, с которыми приходилось сталки-

ваться при интерпретации результатов измерений, поскольку при приеме квазимонохроматических сигналов от вещательных станций мы не могли выделять отдельные «оды» распространения.

### 1. МЕЛКОМАСШТАБНЫЕ ФЛУКТУАЦИИ ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ ПЛАЗМЫ В ВОЗМУЩЕННОЙ ОБЛАСТИ И ЕЕ ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Как известно, энергия волн, рассеянных сильно вытянутыми неоднородностями, сосредоточена преимущественно в узком угловом интервале  $\Delta$  вблизи конуса зеркального рассеяния. При гауссовом спектре неоднородностей вдоль силовых линий геомагнитного поля с характерным масштабом  $l_{\parallel}$  величина  $\Delta$  имеет порядок  $2\lambda/\pi l_{\parallel}$  ( $\lambda$  — длина волны). Распределение энергии рассеянных волн по поверхности зеркального конуса зависит от угла  $\theta_s$  между волновыми векторами  $\mathbf{k}_0$  падающей и  $\mathbf{k}_s$  рассеянной волн и определяется спектральной плотностью флуктуаций электронной концентрации плазмы  $\Phi_N(\mathbf{x}_{\perp})$ ,  $|\mathbf{x}_{\perp}| \approx 2k \sin \frac{\theta_s}{2}$ .

С учетом геометрии нашего эксперимента  $\left(\frac{\pi}{2} \leqslant \theta_s < \pi\right)$  можно

сказать, что мы могли изучать спектральную плотность  $\Phi_N$  в области поперечных волновых чисел неоднородностей  $x_{\perp} \approx (0,25 \div 0,5) 1/m$  или в области масштабов  $l_{\perp} \approx \frac{\lambda}{2 \sin(\theta_s/2)} \approx (12 \div 25 m)$ .

Непосредственно измеряемой в экспериментах величиной являлась, как уже указывалось, амплитуда рассеянного сигнала, по которой вычислялись поперечники рассеяния  $\sigma$ , связанные с  $\Phi_N(x_{\perp})$  соотношением [5]\*

$$\bar{\sigma} = \frac{\pi}{2} \left\langle \left( \frac{\Delta N}{N} \right)^2 \right\rangle \frac{\omega_L^4}{c^4} \bar{\Phi}_N(x_{\perp}) \sin^2 \chi v, \quad (1)$$

где  $v$  — характерный объем рассеивающей области,  $\chi$  — угол между  $k_s$  и вектором поля  $E_0$  падающей волны. Величины  $\bar{\sigma}$  и  $\bar{\Phi}$  являются некоторыми средними (по рассеивающему объему) значениями.

По результатам наших измерений интегральный поперечник рассеяния  $\sigma$  составляет  $10^7 \div 10^8 m^2$  в диапазоне частот  $10 \div 20 MHz$  при оптимальных условиях нагрева с эквивалентной мощностью  $P \cdot G = 10 MWt$ . Получено, что при уменьшении мощности возмущающего передатчика на  $3 dB$  от максимального уровня сечение рассеяния падает на  $3 \div 6 dB$ . Эти результаты не противоречат данным [1].

Одновременные измерения уровня рассеянных сигналов в двух пунктах (Пенза, Волгоград) позволили изучить ракурсные свойства (оценить угол  $\Delta$ ) искусственных рассеивателей, а также оценить размеры ВО по высоте. При этом для учета эффектов, связанных с влиянием рефракции рассеянных волн на ракурсные свойства рассеяния, использовались данные об ионосфере в районе ВО, полученные с помощью ионозонда.

Измерения показали, что угол  $\Delta$  не превосходит величины  $8 \div 10^\circ$ . Последнее означает, что отношение  $l_{\parallel}/l_{\perp}$  во всяком случае больше шести, т. е.  $l_{\parallel} > 60 \div 150 m$ . В некоторых случаях, когда сигналы от одних

\* В борновском приближении связь между плотностями потока  $S(\vec{r})$  рассеянного излучения в точке приема и  $S_0(\vec{r}')$  падающего на рассеивающий объем  $v$  излучения имеет вид

$$S(\vec{r}) = \int \frac{S_0(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^2} D(\vec{r}') \sigma_d(\vec{r}') dv', \quad (2)$$

где  $D(\vec{r}')$  — фактор, обусловленный диаграммой направленности приемной антенны. Для

$$\begin{aligned} \Phi_N(|x|) &\sim \exp \left[ -\frac{1}{4} \frac{k_0^2 l_{\parallel}^2}{4} (\cos \alpha - \cos \beta)^2 \right] \Phi_N(x_{\perp}) \\ \sigma_d = \frac{\bar{\sigma}}{v} &= \frac{\gamma l_{\parallel}}{16 \pi^{3/2}} \frac{\omega_L^4}{c^4} \left\langle \left( \frac{\Delta N}{N} \right)^2 \right\rangle \exp \left[ -\frac{k_0^2 l_{\parallel}^2}{4} (\cos \alpha - \cos \beta)^2 \right] \times \\ &\times \Phi_N \left\{ k_0 \left[ 4 \sin^2 \frac{\theta_s}{2} - (\cos \alpha - \cos \beta)^2 \right]^{1/2} \right\}, \end{aligned} \quad (3)$$

где (см. [5])

$$\int_0^{x_1} \Phi_N(x) d^3 x = \gamma \left\langle \left( \frac{\Delta N}{N} \right)_x^2 \right\rangle, \quad (4)$$

$\omega$  — плазменная частота,  $\alpha = (\vec{h} \wedge \vec{k}_0)$ ,  $\beta = (\vec{h} \wedge \vec{k}_s)$ ,  $\vec{h} = \frac{\vec{H}_0}{|\vec{H}_0|}$ .

и тех же станций наблюдалась одновременно в двух разнесенных пунктах и  $\Delta\phi$  достигало величины  $10^\circ$ , мы, по-видимому, имели дело с широким ( $\sim 10^\circ$ ) угловым пучком падающих на ВО радиоволн, обусловленным многомодовостью распространения и крупномасштабными ионосферными неоднородностями естественного происхождения.

Из приведенных данных о  $l_{\parallel}$  пока трудно судить о том, зависит ли эта величина от поперечного масштаба  $l_{\perp}$ , поскольку данные [1] в области  $l_{\perp} \leq 1 \div 5$  м дают нижний предел для  $l_{\parallel}$  равный 200 м. Что же касается вертикального размера  $\Delta h$  ВО, то из сравнения наших результатов с данными [1, 6] можно сказать, что  $\Delta h$  увеличивается для неоднородностей большего масштаба  $l_{\perp}$ . Если для  $l_{\perp} \approx 1$  м  $\Delta h \approx \approx 10 \div 15$  км, то по нашим измерениям в области  $l_{\perp} \approx 12 \div 25$  м величина  $\Delta h$  составляет 20—30 км. Имеющиеся экспериментальные данные не позволяют в настоящее время детализировать вид функции  $\Phi_N(x_{\perp})$ . Можно только утверждать, что в среднем зависимость  $\Phi_N$  от  $x_{\perp}$  довольно слабая в области масштабов  $0,25 \leq x_{\perp} \leq 0,5$  (1/м).

Используя данные о размерах ВО и поперечниках рассеяния, можно на основе (1)–(4) оценить значение  $\delta N_x = \sqrt{\langle \left(\frac{\Delta N}{N}\right)^2 \rangle}$  в предположении степенного характера спектра по  $x_{\perp}$  в области  $l_{\perp} \leq 12 \div 25$  м. В результате получаем  $\delta N \approx 10^{-2} \div 10^{-3}$ , что примерно согласуется с данными [3, 7].

## 2. ДИНАМИКА МЕЛКОМАСШТАБНОЙ КОМПОНЕНТЫ ВОЗМУЩЕННОЙ ОБЛАСТИ

*а) Характерные времена развития и релаксации.* Эти характеристики искусственных неоднородностей непосредственным образом связаны с механизмами возбуждения и диссипации возмущений плазмы, поэтому их исследование может дать богатую информацию о физике протекающих при нагреве ионосферы процессов, а также позволить оценить характерные времена диффузионных процессов в ионосферной плазме.

Анализ результатов наших экспериментов показал, что для  $12 \leq l_{\perp} \leq 25$  м при мощности нагрева  $PG \approx 10$  МВт времена полного развития неоднородностей составляют в дневные часы 20—40 с, уменьшаясь до 10—30 с в вечернее время суток. Времена релаксации этих неоднородностей (уменьшение сечения рассеяния более, чем на 20 дБ) для дневных часов не превышают 5—10 с и увеличиваются в вечерние часы до 10—20 с.

Приведенные данные относятся к длительным периодам ( $\sim 7$  мин) нагрева и длительным ( $\sim 8$  мин) интервалам между этими периодами, когда можно в какой-то степени быть уверенным в отсутствии эффекта последействия от предыдущего цикла работы.

Иная картина наблюдается при работе возмущающего передатчика серией коротких циклов (1 мин нагрев и 0,5—1 мин пауза). Результаты таких измерений приведены на рис. 2 (по ординатам отложены времена развития  $\tau_1$ , релаксации  $\tau_2$  и отношение  $A_s/A_0$  — установившейся амплитуды рассеянного к амплитуде прямого сигнала, а по оси абсцисс — номера последовательности циклов). Легко видеть уменьшение времени развития через 3—4 цикла после начала нагрева, которое свидетельствует об эффекте «аккумуляции» воздействия радиоволн на ионосферную плазму. Для дневных часов при таком режиме нагрева имело место увеличение (в единичном цикле) амплитуды рассеянного сигнала от цикла к циклу, которое практически не наблюдалось в вечерние часы.

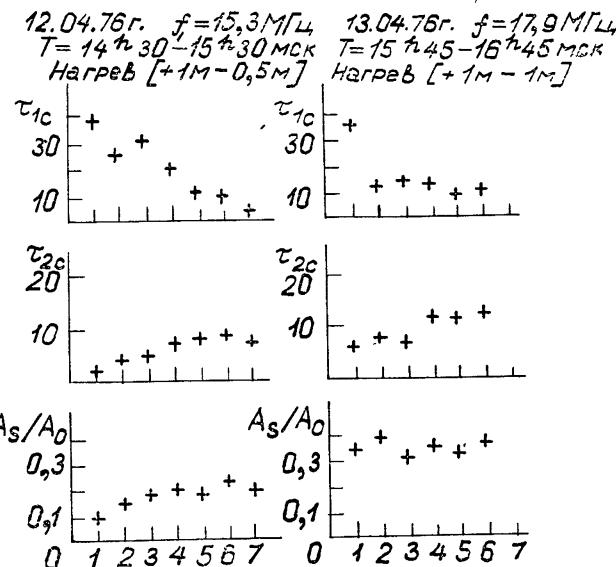


Рис. 2.

Времена релаксации при таком режиме возбуждения ионосферы увеличивались в дневные часы от 2—3 до 5—10 с. В вечерние часы такой эффект не наблюдался и времена релаксации были порядка 10—20 с.

Вид релаксации не всегда носил монотонный характер. При больших уровнях рассеянных сигналов их амплитуда резко уменьшалась на 10—20 dB за время  $\tau_2$ , равное нескольким секундам, а затем медленно ( $\tau'_2 \sim 30 \div 90$  с) падала до уровня чувствительности аппаратуры. Пример такого сигнала приведен на рис. 3.

В отдельных случаях наблюдалось также внезапное появление рассеянного сигнала большой амплитуды через десятки секунд после выключения нагрева, когда регулярный рассеянный сигнал уже полностью исчезал. Последнее, естественно, связано с увеличением плотности потока прямого сигнала в ВО и свидетельствует о существовании в ней слабых неоднородностей и спустя 60—90 с.

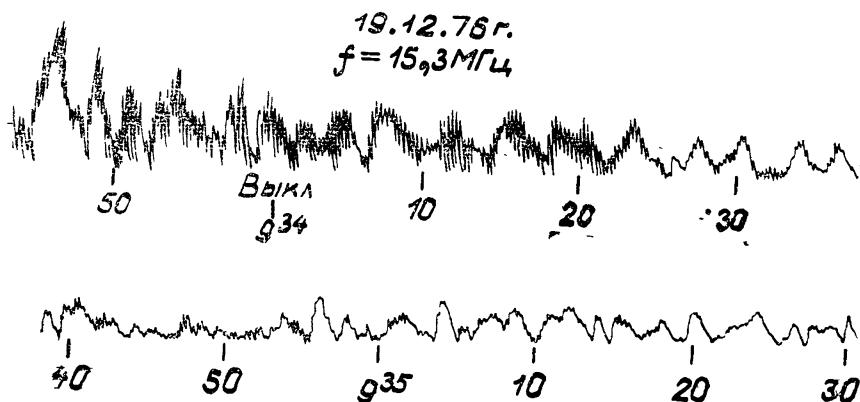


Рис. 3.

Сравнение быстрых ( $\tau_2$ ) времен релаксации рассеянного сигнала на частотах 13,2 и 18,8 МГц позволило показать, что в среднем  $\tau_2 \sim \lambda^2$ , т. е.  $\tau_2 \sim x_{\perp}^{-2}$ . Такой характер релаксации должен иметь место при диффузационном расплывании неоднородностей. Поэтому представляет интерес оценить на основе полученных результатов коэффициент амбиполярной диффузии:

$$D_a \approx \frac{1}{x_{\perp}^2 \tau_2} \approx (0,2 \div 1) \cdot 10^4 \frac{\text{см}^2}{c}.$$

Эта величина совпадает со значением  $D_{a\perp}$  — коэффициентом поперечной амбиполярной диффузии неоднородностей плазмы, сильно вытянутых вдоль геомагнитного поля.

Трудно сказать, с чем связано второе ( $\tau'_2$ ) время релаксации. Вполне возможно, что оно характеризует время перекачки неоднородностей со стороны крупных масштабов. Другая причина может состоять в том, что на краях ВО процесс релаксации полностью обусловлен амбиполярной диффузией, в то время как в центре ВО и после выключения передатчика некоторое время имеет место «поддержание» неоднородностей. В этом смысле данные о двух временах релаксации могут свидетельствовать также об изменении геометрии ВО со временем.

Поэтому, на наш взгляд, представляют большой интерес данные, полученные в г. Ленинграде при измерении азимутальных характеристик рассеянных сигналов. Результаты этих измерений приведены на рис. 4. Легко видеть, как постепенно происходит смещение эффективного азимута от центра ВО над Зименками ( $A = 113^\circ$ ) к югу на  $4-5^\circ$  (80 км) за время порядка 2 мин. После выключения радиопередатчика эффективный азимут быстро возвращается на направление, соответствующее центру ВО. Следует заметить, что во время нагрева амплитуда рассеянного сигнала быстрее достигает установившегося (равновесного) значения, чем его азимут.

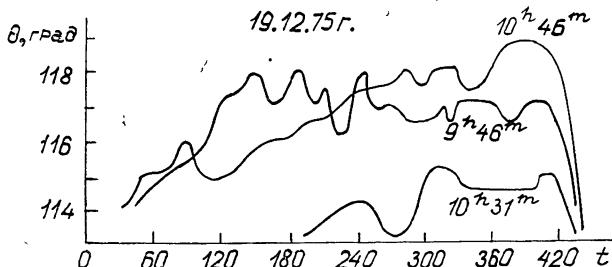


Рис. 4.

Оценки показывают, что указанный эффект с учетом улучшения ракурсных условий для приема сигнала исследуемой радиостанции в Ленинграде может быть обусловлен смещением (расширением) ВО со временем к югу, где из-за малой эффективной мощности (что связано с ее «обрезанием» диаграммой антенны передатчика) увеличиваются времена развития неоднородностей.

Заметим, что подтверждением существования такого рода эффектов могут служить и некоторые другие наши данные. Так функция распределения времен развития для пункта г. Волгоград (полученная по данным приема станций восточного направления) имеет два максимума. Первый из них для  $\tau_1 = 10 \div 20$  с соответствует измерениям в г. Пензе,

а второй, наблюдаемый примерно в 30% случаев, отвечает временам развития от 1,5 до 3 мин. В г. Волгограде в одном из нескольких сеансов приема рассеянных сигналов от ПД было также зафиксировано некоторое уменьшение времени задержки рассеянного сигнала, которое соответствовало смещению центра рассеивающего объема к югу на расстояние порядка 50 км.

Исследование возможного смещения рассеивающей области в северо-южном направлении при импульсном зондировании ВО и приеме рассеянных сигналов в г. Пензе не привело к обнаружению эффекта, аналогичного рассмотренному выше. Это, в первую очередь, связано с ракурсными условиями для пункта приема и зондирующего передатчика ПД. Геометрия такова, что смещение области рассеяния на юг на величину  $\sim 80$ —100 км исключает возможность приема рассеянных сигналов в г. Пензе.

Интересные, на наш взгляд, результаты были получены при работе мощного радиопередатчика в режиме периодической амплитудной модуляции типа меандр с частотой модуляции от 0,3 до 20 Гц. Было обнаружено, что поперечник сечения ракурсного рассеяния практически не изменяется для частот модуляции, больших 3 Гц, и совпадает с поперечником сечения при работе нагревного передатчика в режиме несущей той же средней мощности. На частотах модуляции  $F_{\text{мод}} \leq 1 \div 2$  Гц наблюдалось довольно резкое уменьшение сечения рассеяния на 6—10 дБ с минимумом в диапазоне частот  $F_{\text{мод}} \approx 0,05 \div 0,3$  Гц. Как нетрудно заметить, эта частота модуляции соответствует величине обратной времени релаксации (диффузии) индуцированных неоднородностей:  $F_{\text{мод}} \approx \tau_2^{-1}$  ( $\tau_2 \approx 3 \div 20$  с). Суммируя сказанное выше и ранее рассмотренные результаты, можно утверждать, что периодическая амплитудная модуляция мощной волны на частотах  $\tau_1^{-1} < F_{\text{мод}} \leq \tau_2^{-1}$  приводит к меньшей эффективности возбуждения неоднородностей, ответственных за ракурсное рассеяние волн КВ-диапазона ( $l_1 \sim 10 \div 25$  м).

б) *Движение мелкомасштабных неоднородностей.* Интерференция в точке приема прямой и рассеянной волн непрерывного радиоизлучения позволяет определить допплеровские сдвиги частоты и сделать некоторые выводы о дрейфе индуцированных мелкомасштабных неоднородностей, ответственных за ракурсное рассеяние радиоволн КВ-диапазона. Исследования показали, что допплеровское смещение пропорционально частоте рассеиваемой волны, т. е. мы имеем дело с рассеянием на движущихся неоднородностях. Аналогичный результат был получен при изучении рассеяния в УКВ-диапазоне [1].

Оценки скоростей дрейфов рассеивающих неоднородностей, рассчитанные по допплеровскому смещению частоты принимаемых сигналов, дают значение 25—75 м/с. Эти скорости соответствуют скоростям наблюдавших дрейфов естественных неоднородностей в  $F$ -слое ионосферы.

Не было обнаружено зависимости допплеровской частоты рассеянной волны от фазы работы передатчика нагрева: начиная с момента регистрации рассеянного сигнала и до полного его исчезновения допплеровское смещение либо остается постоянным в течение всего цикла нагрева, либо изменяется случайным образом. В большинстве случаев флюктуации допплеровского смещения были незначительны, и для сигналов, идущих приблизительно с одного азимута, пропорциональны длине волны падающего излучения:  $\left[ \left( \frac{\Delta\Omega}{\Omega} \right)^2 \right]^{1/2} \sim \lambda$ . По-видимому, малые допплеровские флюктуации на низких частотах определяются не изменением вектора скорости дрейфа неоднородностей, а рефрак-

ционными эффектами: наблюдаемые значения дисперсии  $\sigma_{\Delta\varphi} = 0,1 \div 0,2 \text{ Гц}$  могут быть объяснены горизонтальной рефракцией падающего на рассеивающую область луча на величину  $\Delta\varphi = 2 \div 3^\circ$ . Полученная оценка углов горизонтальной рефракции не противоречит имеющимся в литературе данным.

Определяя допплеровские сдвиги частоты для сигналов станций с существенно разными азимутами ( $|\varphi_{A_1} - \varphi_{A_2}| > 90^\circ$ ), можно вычислить горизонтальную составляющую вектора скорости дрейфа с точностью до направления, так как мы не измеряем при данной методике знака допплеровского смещения.

На рис. 5 приведены результаты измерения скорости дрейфа искусственных неоднородностей по допплеровским смещениям несущих частот трех вещательных станций восточного, южного и западного направлений. Хорошо прослеживается медленный систематический поворот вектора скорости дрейфа и изменение его модуля. В летние месяцы в вечерние часы (20—22<sup>h</sup> мск) угловая скорость поворота вектора  $V_{dr}$  была значительно выше и достигала значений  $(1 \div 2) \cdot 10^{-4} \text{ рад/с}$ , причем модуль вектора скорости оставался почти постоянным, а его азимут постепенно изменялся, переходя через северо-южное направление.

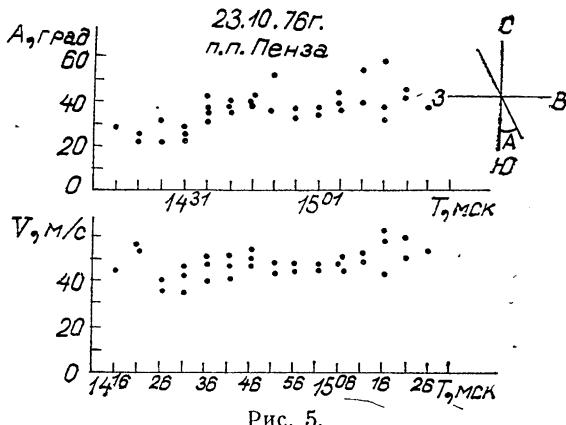


Рис. 5.

Полученные экспериментальные данные позволили провести исследование сезонных и суточных зависимостей допплеровских сдвигов рассеянных радиоволн. Не было обнаружено заметных сезонных вариаций допплеровских частот. Имеется определенный суточный ход допплеровского смещения, измеренный по станциям восточного направления, который приведен на рис. 6: в утренние часы значение допплеровского смещения превышает дневные значения в среднем в 1,5—2

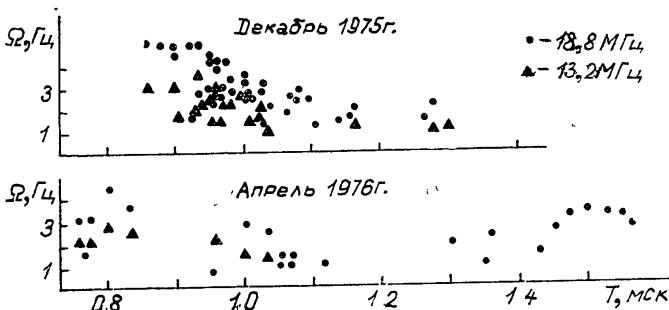


Рис. 6.

раза. Наблюдается также рост допплеровских смещений при переходе от дневных к вечерним часам.

Такой суточный ход допплеровских сдвигов может быть объяснен изменением направления скорости дрейфа искусственных мелкомасштабных неоднородностей в возмущенной области ионосферы. При этом необходимо предположить, что в дневные часы скорость дрейфа неоднородностей близка к восточно-западному направлению, а в утренние и вечерние часы вектор скорости постепенно поворачивается ближе к северо-южному направлению, вызывая тем самым при данной геометрии рассеяния увеличение допплеровских смещений в 1,5—2 раза. Подобная картина имеет место для естественных ионосферных дрейфов.

Следует отметить наличие в суточном ходе допплеровских частот сравнительно быстрых флюктуаций с периодом порядка нескольких минут и величиной 1—2 Гц, которые, как правило, не наблюдаются в спокойных естественных геофизических условиях [8]. Подобные флюктуации допплеровских частот рассеянных ВО сигналов могут говорить о наличии турбулентных движений искусственных мелкомасштабных неоднородностей. Более подробный разбор полученных нами экспериментальных результатов по дрейфу искусственных неоднородностей будет проведен отдельно.

Авторы глубоко признательны Г. Г. Гетманцеву, Н. А. Митякову, В. О. Рапопорту за помощь в организации экспериментальных работ, Н. А. Зуйкову и Ю. С. Голубу — за обеспечение работы мощного радиопередатчика в Зименках, а также Л. В. Гришкевичу за предоставление ионосферных данных.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. P. A. Fialer, *Radio Sci.*, **9**, № 11, 923 (1974).
2. W. F. Utlauf, *Proc. IEEE*, **63**, № 7, 1022 (1975).
3. В. В. Беликович, Е. А. Бенедиктов, Г. Г. Гетманцев и др., Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, **18**, № 4, 516 (1975).
4. Г. Г. Гетманцев и др., Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, **19**, № 12, 1909 (1976).
5. В. И. Татарский, Распространение радиоволн в турбулентной атмосфере, изд. Наука, М., 1967.
6. Э. Е. Митякова, Е. Н. Мясников, А. В. Рахлин, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, **20**, № 6, 939 (1977).
7. Г. Г. Гетманцев, Л. М. Ерухимов, Э. Е. Митякова и др., Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, **19**, № 4, 505 (1976).
8. С. А. Намазов, В. Д. Новиков, И. А. Хмельницкий, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, **18**, № 4, 473 (1975)

Научно-исследовательский радиофизический институт

#### ON THE PARAMETERS OF ARTIFICIAL SMALL-SCALE IONOSPHERIC IRREGULARITIES

*A. F. Belenov, V. A. Bubnov, L. M. Erukhimov, Yu. V. Kiselev, G. P. Komrakov, E. E. Mityakova, L. N. Rubtsov, V. P. Uryadov, V. L. Frolov, Yu. V. Chugunov, B. V. Yukhmatov*

The data on the parameters of small-scale (dimensions in the direction perpendicular to the geomagnetic field  $l_{\perp} \approx 12-25$  m) irregularities responsible for field-aligned radio-wave scattering are presented. The evolution and relaxation times of these irregularities, respectively after switching on and off the radio transmitter, as well as the dynamics of the geometries of the disturbed region are investigated. The characteristic size of the layer containing the given scale irregularities is shown to be 20—30 km in height. The direction and the velocity of the irregularity motion are determined. The change in the direction of the velocity vector during reconstruction hours of the ionospheric drifts is recorded. The ambipolar diffusion coefficients in the scale region  $l_{\perp} \approx 20$  m are estimated. It was discovered, that the efficiency of irregularities ( $l_{\perp} \sim 12-25$  m) creation at periodical heating is sharply decreased, when the frequency modulation is  $\sim 0.05-0.3$  Hz.

УДК 551.510.535

## О СПЕКТРЕ ИСКУССТВЕННЫХ ИОНОСФЕРНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ НА РАЗНЫХ ВЫСОТАХ

Л. М. Ерухимов, Э. Е. Митякова, Е. Н. Мясников, С. В. Поляков,  
А. В. Рахлин, В. М. Синельников\*

В настоящей работе рассматривается вопрос о форме спектра искусственных ионосферных неоднородностей в области масштабов  $100 \text{ м} \lesssim l \lesssim 1-2 \text{ км}$ , возникающих на разных высотах области ионосферы, возмущенной мощным КВ-радиопередатчиком [1-4]

В июле 1976 г. был проведен цикл наблюдений, в котором с помощью геостационарного ИСЗ ATS-6 одновременно просвечивались разные высотные интервалы возмущенной области ионосферы. Геометрия эксперимента показана на рис. 1. Нагрев ионосферы осуществлялся в Горьком на частоте  $f_n = 4,6 \text{ МГц}$  передатчиком с выходной мощностью  $P_n \sim 100 \div 150 \text{ кВт}$ , имеющим антенну с усилением  $G \sim 100$ . Сигналы американского геостационарного ИСЗ ATS-6 в диапазоне частот  $f \sim 40 \div 41 \text{ МГц}$  принимались в двух пунктах: 1 и 2. Принимаемое в пункте 1 излучение ATS-6 «просвечивало» возмущенную мощным радиопередатчиком область ионосферы на высотах  $h_1 \sim 240 \div 280 \text{ км}$  (минимальная высота соответствует северной границе возмущенной области, максимальная — южной), в пункте 2 — на высотах  $h_2 \sim 300 \div 340 \text{ км}$ . Наблюдения в двух пунктах проводились круглосуточно, исключая перерывы в работе передатчика спутника. Возмущающий радиопередатчик в Горьком обычно работал циклами, нагревал ионосферу в течение времени  $T_n \sim 5 \div 7 \text{ мин}$  и делал паузы  $T_h \sim 5 \div 8 \text{ мин}$ .

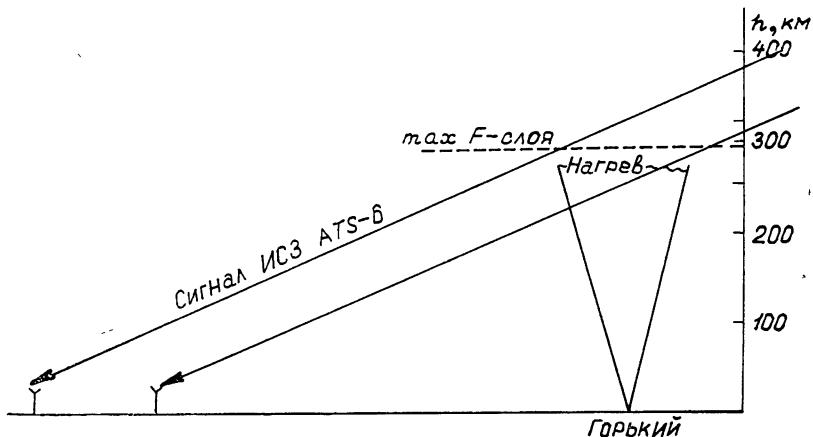


Рис. 1.

Ионосферные неоднородности обнаруживались по эффекту «мерцания» на амплитудных записях сигнала спутника. На высотах возму-

\* ИЗМИРАН СССР.

щенной области  $h_1 \sim 240 \div 280$  км искусственные неоднородности, возникновение и релаксация которых четко соответствовали циклам работы нагревающего передатчика, за время эксперимента возбуждались в вечерние часы. Такие неоднородности наблюдались обычно в интервалах между 19 и 22 часами московского времени и были четко зарегистрированы в течение 10 вечеров из 16 дней наблюдений. На высотах  $h_2 \sim 300 \div 340$  км было труднее отличить искусственные неоднородности, возникающие при воздействии мощного радиоизлучения от естественных, которые обычно наблюдались в эти часы. Однако в течение 2 вечеров (из 8 дней наблюдений) на этих высотах были зарегистрированы четкие эффекты возникновения и релаксации искусственных неоднородностей. На рис. 2 приведен пример записи сигнала в пункте 2, где хорошо видно увеличение мерцаний в периоды нагрева. Измерения параметров дифракционной картины на поверхности Земли, одновременно проводимые в пункте 1 с помощью трех пространственно-разнесенных антенн (с базами в направлениях север — юг  $d_{\text{с-ю}} \sim 500$  м и восток — запад  $d_{\text{в-з}} \sim 450$  м), показали, что для искусственных неоднородностей она сильно вытянута в направлении магнитного меридиана и перемещается в восточно-западном направлении. По временным сдвигам  $\Delta t_{\text{в-з}}$  между записями подобных флюктуаций на южной и западной антенах по известной методике определялась скорость дрейфа  $v_{\text{др}} \sim \frac{d_{\text{в-з}}}{\Delta t_{\text{в-з}}}$  и пространственный масштаб дифракционной картины  $l_x \equiv l_{\text{в-з}} \sim \frac{d_{\text{в-з}}}{\Delta t_{\text{в-з}}} \tau_{\text{фл}}$ . Наблюдения в пункте 2 проводились с одной антенной. При оценке масштабов в этом пункте считалось, что между скоростями дрейфа неоднородностей на разных высотах нет существенного различия.

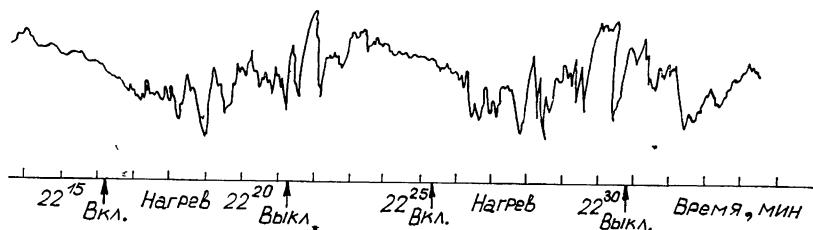


Рис. 2.

Таблица 1

Интервал нагрева (моск. время)	Область высот				$f_{\text{кр}},$ $MHz$	$h_{\text{max}} F_2,$ км		
	240—280 км		300—340 км					
	$\tau_1$ уст., с	$\tau_1$ рел., с	$\tau_2$ уст., с	$\tau_2$ рел., с				
21 <sup>33</sup> —21 <sup>40</sup>	30	50—60	100	200	4,9	300		
21 <sup>48</sup> —21 <sup>55</sup>	50	50—60	—	—	”	”		
22 <sup>03</sup> —22 <sup>10</sup>	30	—	150	200	5,2	”		
22 <sup>16</sup> —22 <sup>21</sup>	15	50—60	100	150	”	”		
22 <sup>25</sup> —22 <sup>31</sup>	20	60	70	120	”	”		
22 <sup>35</sup> —22 <sup>41</sup>	20	70	50	160	5,0	”		
22 <sup>45</sup> —22 <sup>51</sup>	150	60	больше 180	4,9	”	”		

Для сравнения времен возникновения искусственных неоднородностей на разных высотах воспользуемся данными табл. 1, где приведены измеренные значения времен установления и релаксации флюктуаций,

полученные по семи сеансам работы нагревающего радиопередатчика 16 июля 1976 г. Там же указаны критические частоты и высоты максимума  $F$ -слоя (по данным ионосферной станции г. Горького). Можно видеть, что неоднородности прежде всего возникают в области меньших высот ( $h_1 \sim 240 \div 280$  км) ниже максимума  $F$ -слоя, а затем в высотном интервале  $h_2 \sim 300 \div 340$  км. Если предположить, что возмущение, ответственное за генерацию последних, распространяется в вертикальном направлении, и определить его эффективную скорость  $v_{\text{эф}} = \frac{h_2 - h_1}{\tau_{\text{уст 2}} - \tau_{\text{уст 1}}}$ , то получим значения  $v_{\text{эф}} \sim 200 \div 400$  м/с.

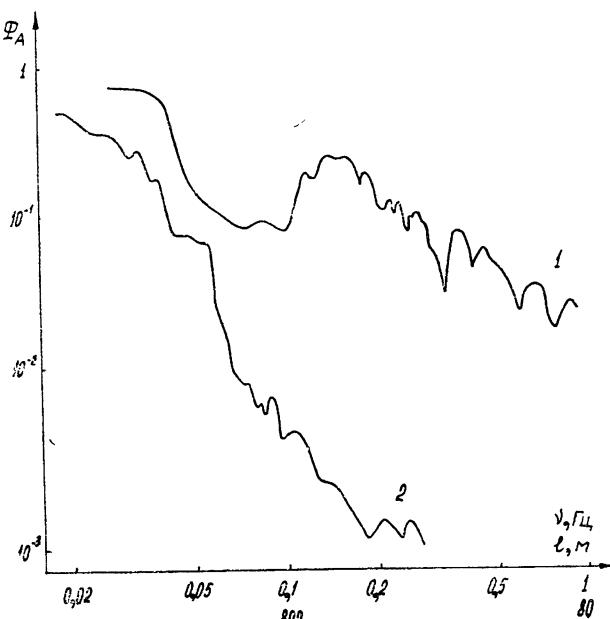


Рис. 3.

На рис. 3 приведены ненормированные спектры амплитудных флуктуаций сигнала в двух пунктах, вычисленные на ЭВМ для одного сеанса работы нагревающего радиопередатчика (спектры на рисунке размещены один под другим, абсолютные значения  $\Phi_A$  выбраны произвольно). Видна существенная разница формы спектров для разных высотных интервалов: первый спектр ( $h_1 \sim 240 \div 280$  км) имеет характерный максимум вблизи масштабов  $l_x \equiv l_{v=3} \sim 500 \div 600$  м, второй ( $h_2 \sim 300 \div 340$  км) — спадает монотонно. Для каждого спектра можно выделить масштабы, где он убывает примерно по степенному закону  $\Phi_A \left( \nu = \frac{2\pi}{l_x} = \frac{2\pi v}{c} \right) \sim \nu^{-s}$ . Первый спектр содержит два степенных участка: в области масштабов  $800$  м  $\leq l_x \leq 2$  км показатель степени имеет величину  $s \sim 3 \div 4$ , а для масштабов  $80$  м  $\leq l_x \leq 500$  м он примерно равен  $s \approx 1,3 \div 1,4$ . Второй спектр в среднем является степенным с показателем  $s \sim 3^*$ .

На рис. 4 приведены ненормированные спектры амплитудных флуктуаций сигнала, вычисленные для разных интервалов наблюдения в

\* Спектральные плотности достигают насыщения на масштабах  $l_{\text{max}} \sim 2 \div 4$  км, что примерно совпадает с размером зоны Френеля  $r_{\phi} = \sqrt{\lambda R} \sim 2$  км.

пункте 1. Первый спектр вычислен для временного интервала  $T \sim 5$  мин в течение работы нагревающего радиопередатчика, второй за такой же интервал времени сразу после выключения нагрева. На этом примере видно, что в области высот, близких к уровню отражения мощной радиоволны, нагрев приводил к существенному изменению части спектра неоднородностей в области масштабов  $l \leq 800$  м. Такие мелкие неоднородности достаточно быстро релаксировали после прекращения нагрева, в то время как крупномасштабные неоднородности существовали значительно дольше. Как показал анализ всех полученных данных, для неоднородностей мелких масштабов время релаксации обычно составляло  $\tau_{\text{рел}} \sim 1$  мин, причем  $\tau_{\text{рел}}$  было тем меньше, чем меньше масштаб неоднородностей. Однако в некоторых случаях мелкомасштабные неоднородности существовали значительно дольше и наблюдались все время в течение паузы в работе возмущающего радиопередатчика  $T_p \sim 5 \div 8$  мин. Отметим, что спектр флюктуаций 2 (рис. 4), полученный после прекращения нагрева на высотах вблизи уровня отражения мощной радиоволны, качественно совпадает со спектром 2 (рис. 3) искусственных неоднородностей на высотах, превышающих максимум  $F$ -слоя (для большей наглядности спектры нужно совместить в области масштабов  $l \sim r_f \sim 2$  км). Также эти два спектра качественно не отличаются от спектров флюктуаций, вызванных естественными неоднородностями, наблюдавшимися в вечерние иочные часы, для которых характерен степенной закон убывания спектральной плотности. Пример степенного спектра ночных неоднородностей приведен на рис. 5.

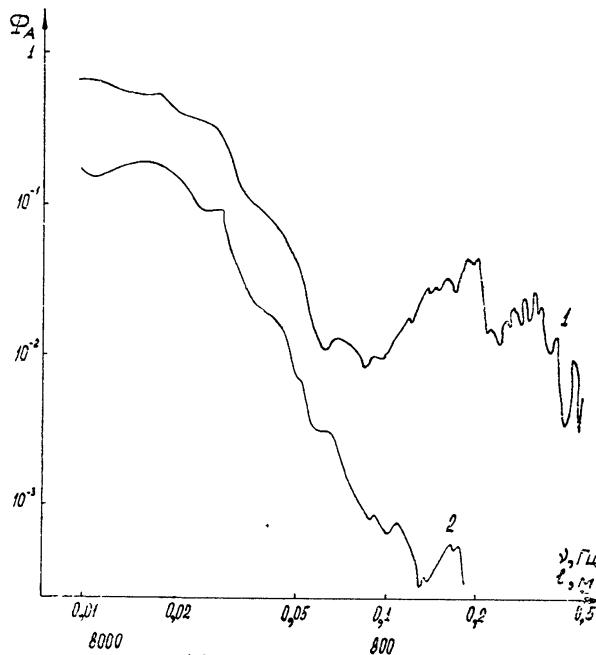


Рис. 4.

Как уже было отмечено, дифракционная картина на поверхности Земли, создаваемая искусственными неоднородностями с поперечными к плоскости магнитного меридиана масштабами  $l_x \leq 500$  м, была сильно анизотропна. Неоднородности больших масштабов  $l_x$  (как искусственного, так и естественного происхождения), по-видимому, не были столь сильно вытянуты вдоль геомагнитного поля  $H$ . Об этом, в частности,

свидетельствовал тот факт, что создаваемая ими на поверхности Земли дифракционная картина далеко не всегда была ориентирована вдоль направления магнитного меридиана, а корреляция между флуктуациями в антенах, разнесенных вдоль меридиана, иногда нарушалась.

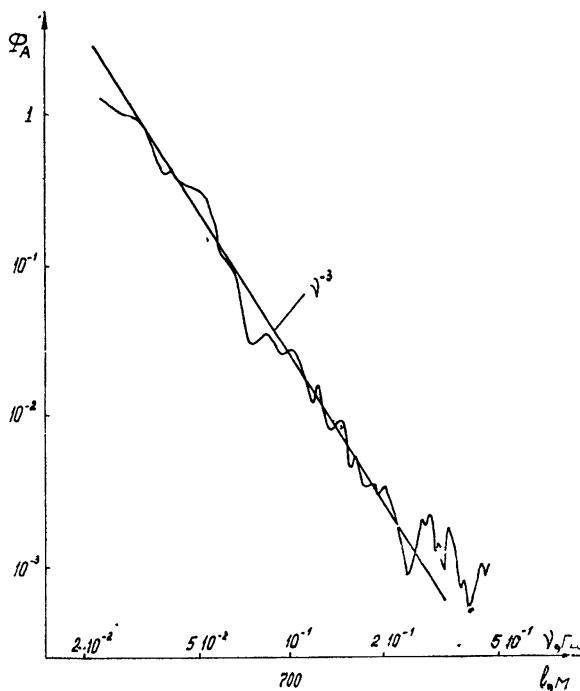


Рис. 5.

Для интерпретации наблюдаемых спектров флуктуаций сигналов примем модель неоднородностей, согласно которой спектральная плотность искусственных флуктуаций ионосферной плазмы имеет вид

$$\Phi_N(x_x, x_y, x_z) \approx (\alpha x_x^2 + d x_y^2 + \beta x_z^2)^{p/2} \times \exp \left[ -\frac{1}{4} (x_x^2 l_{mx}^2 + x_y^2 l_{my}^2 + x_z^2 l_{mz}^2) \right], \quad (1)$$

где наблюдаемые значения масштабов  $l_i = \frac{2\pi}{x_i}$  удовлетворяют условиям  $\alpha \approx d \approx \beta \approx 1$  и

$$l_x \gg l_{mx}, \quad l_{mx} \sim l_{my}, \quad l_x \gtrsim l_{mz} \quad (l_x > 500 \text{ м}); \quad (2a)$$

$$l_x \gg l_{mx}, \quad l_x \sim l_{my}, \quad l_x \ll l_{mz} \quad (l_x < 500 \text{ м}); \quad (2b)$$

$$l_x \gg l_{mx}, \quad l_x \ll l_{my}, \quad l_x \ll l_{mz} \quad (h \sim h_{\text{нагр}}). \quad (2v)$$

Тогда, как нетрудно показать, для случая (2a)

$$\Phi_A(x_x) \sim \int_0^\infty \Phi_N(x_x, x'_y, 0) d x'_y \sim \alpha x_x^{-p+1} \quad (3)$$

( $x'_y$  — волновое число неоднородностей в вертикальной плоскости в направлении, перпендикулярном волновому вектору  $k_0$  падающей волны).

Используя результаты измерений ( $s \geq 3$ ), получаем, что для данных неоднородностей показатель степенного спектра  $p \equiv p_1 \geq 4$ . Учитывая, что средний квадрат относительных флюктуаций концентрации плазмы для масштаба  $l_x = \frac{2\pi}{x_x}$

$$\langle \delta N^2(x_x) \rangle = \int_{x_x}^{\infty} \Phi_N(x) dx,$$

и для указанной соотношениями (2 а) формы спектра он пропорционален  $l_x^{p-3}$ , получаем, что в этом случае  $\langle \delta N^2(x_x) \rangle$  увеличивается с ростом масштаба, т. е. источник неоднородностей находится (превалирует) в области больших масштабов. Для неоднородностей с  $l_x < 500$  м, возникающих на высотах области нагрева  $h_1 = 240 \div 280$  км, как можно показать из (2 в), (2 б) и (3), мы измеряем фактически одномерный спектр, т. е.  $\Phi_A(x_x) \sim x_x^{-p}$ . Используя экспериментальные значения  $s$  для этого участка спектра  $\Phi_A(x_x)$ , получаем, что  $p \equiv p_2 \approx 1,3 \div 1,4$ . Основываясь на рис. 3 и 4, естественно также предположить, что максимальный вклад в возбуждение неоднородностей вносится в области масштабов  $l \sim 500 \div 600$  м. Вместе с тем, если принять условие (2 б) (свидетельствующее о сильной анизотропии неоднородностей только вдоль одного направления  $H_0$ ), то нетрудно убедиться в том, что  $\langle \delta N^2(x) \rangle \sim l^{p_2-2}$  и должно расти с уменьшением масштаба неоднородностей. Для того, чтобы избежать этого, можно было бы предположить, что выполнено условие (2 в), т. е. неоднородности являются одномерными с  $x \approx x_x$ . При этом  $\langle \delta N^2(x_x) \rangle \sim l_x^{p_2-1}$ , степень убывания  $\langle \delta N^2(x_x) \rangle$  с ростом  $x$  при  $p_2 \approx 1,3 \div 1,4$  примерно совпадает с имеющей место для  $l_x > 500$  м и  $h \approx h_2$ .

В свете приведенных результатов становятся понятными кажущиеся противоречия предыдущих измерений различных авторов [1-4]. При вертикальном просвечивании нагретой области, когда просвечивается весь ее высотный интервал, основной вклад в наблюдаемые флюктуации должны вносить неоднородности, расположенные вблизи максимума  $F_2$ -слоя (высоты, большие высоты нагрева)\*, поэтому, в силу сравнительно «резкого» убывания  $\Phi_N(x)$ , основной вклад во флюктуации сигнала вносят неоднородности крупного масштаба с  $l \sim r_\phi \sim 1 \div 3$  км. При наклонном просвечивании нагретой области (см. [4]) на высоте  $h_{\text{нагр}}$  уровня отражения волны накачки, в силу ограниченных горизонтальных размеров возмущенной области, вклад во флюктуации уровня  $h_1$  становится, как было видно выше, определяющим и существенное влияние на флюктуации оказывают неоднородности с  $l \leq 500 \div 600$  м.

Измерения показывают, что при воздействии на ионосферу мощным радиоизлучением обыкновенной поляризации вблизи уровня отражения волны существуют, по-видимому, два механизма возбуждения неоднородностей. Один из них приводит к спектру неоднородностей, близкому к наблюдаемому в естественных условиях. Агент, возбуждающий такие неоднородности, «быстро» (со скоростью, много большей скорости амби-полярной диффузии) переносится, в частности, на большие высоты\*\*.

\* По измерениям в пункте 2 значения  $\sqrt{\frac{\langle (\Delta A)^2 \rangle}{\langle A \rangle^2}}$  составляли около 0,2 и были в 2-3 раза больше, чем соответствующие значения флюктуаций в пункте 1.

\*\* По нашим данным эффективная скорость перемещения возмущения  $v_{\text{эфф},z} = \frac{h_2 - h_1}{\tau_{\text{уст}2} - \tau_{\text{уст}1}}$  при  $\Delta h \geq 20$  км составляет величину  $\geq 200 \div 300$  м/с (см. табл. 1).

Другой механизм ответствен за возбуждение неоднородностей с  $l \leq 500 \div 600$  м непосредственно в области отражения мощной волны. Возможно, что такая генерация обусловлена самофокусировочной неустойчивостью (см. [5]), которая кстати может привести к одномерному спектру флуктуаций плазмы с  $\kappa \approx \kappa_x$ . Вместе с тем, максимальные значения инкремента, как следует из линейной теории [5], соответствуют масштабам  $l_x \approx 1$  км вместо наблюдаемых  $l_x \approx 500 \div 600$  м.

В заключение укажем также на возможность интерпретации результатов измерений  $\Phi_A(\nu)$  с помощью формы спектра, отличной от (1), например, с помощью  $\Phi_N(x)$ , которая при  $x_m < x_\perp < 500$  м ( $h \approx h_1$ )

имеет вид  $\Phi_N(x_\perp, x_z) \sim \left( x_\perp^2 + \frac{|x_\perp| x_z^2}{x_{\perp 0}} \right)^{-p/2}$ . Однако это не приводит к

принципиальному отличию в интерпретации результатов.

Авторы глубоко признательны Г. Г. Гетманцеву за большую поддержку и помошь на всех этапах выполнения работы, И. Ф. Белову и Н. А. Митякову за помошь в подготовке экспедиции, а также участникам эксперимента Ю. Д. Вдовину, С. Н. Пожидаеву и Н. Н. Новиковой.

## ЛИТЕРАТУРА

- 1 В. В. Беликович, Е. А. Бенедиктов, Г. Г. Гетманцев и др., Изв. высш. уч. зав — Радиофизика, 18, № 4, 516 (1975)
- 2 Г. Г. Гетманцев, Л. М. Ерухимов, Э. Е. Митякова и др., Изв. высш. уч. зав — Радиофизика, 19, № 4, 505 (1976).
- 3 Э. Е. Митякова, Е. Н. Мясников, А. В. Рахлин, Изв. высш. уч. зав — Радиофизика, 20, № 6, 939 (1977).
- 4 S. A. Bowhill, Radio Sci., 9, № 11, 1052 (1974).
- 5 В. В. Васильков, А. В. Гуревич, Изв. высш. уч. зав — Радиофизика, 18, № 9, 1261 (1975)

Научно-исследовательский радиофизический институт

## ON ARTIFICIAL IONOSPHERIC IRREGULARITY SPECTRA AT DIFFERENT HEIGHTS

L. M. Erukhimov, E. E. Mityakova, E. N. Myasnikov, S. V. Polyakov,  
A. V. Rakhlis, V. M. Sinel'nikov

The present paper considers the form of the spectra of artificial ionospheric irregularities in the scale region  $100 \text{ m} \lesssim l \lesssim 1 - 2 \text{ km}$  occurring at different heights of the ionospheric region disturbed by a powerful SW radio transmitter [1-4].

*Примечание при корректуре* Как показали наши недавние измерения формы спектра искусственных неоднородностей в направлении север — юг, выполненные с помощью приема сигналов орбитальных ИСЗ, и анализ данных [2, 3], неоднородности в области нагрева не являются одномерными и имеют характерный излом спектра  $\Phi(x_y)$  примерно на тех же масштабах, что и  $\Phi(x_x)$  (см. рис. 3, 4). Поскольку при этом  $\delta N^2(x_\perp)$ , по-видимому, увеличивается с ростом  $x_\perp$ , то источник неоднородностей должен действовать эффективно в широкой области масштабов  $l_\perp \lesssim 500 - 600$  м. Более подробно вопрос о роли источников и нелинейной «перекачки» в формировании спектра в области нагрева будет рассмотрен в отдельной статье.

УДК 621.371.332.4

## РАССЕЯНИЕ РАДИОВОЛН НА ПЕРИОДИЧЕСКИХ ИСКУССТВЕННЫХ НЕОДНОРОДНОСТЯХ ИОНОСФЕРЫ

*B. V. Беликович, Е. А. Бенедиктов, М. А. Иткина, Н. А. Митяков,  
Г. И. Терина, А. В. Толмачева, Б. П. Шавин*

Приведены экспериментальные данные о рассеянии радиоволн на квазипериодических искусственных неоднородностях ионосферной плазмы. Неоднородности образуются в поле стоячей волны мощного КВ-радиоизлучения под воздействием стрикционных сил. Наблюдаемые переходные процессы при включении и выключении мощного радиоизлучения объясняются возбуждением ионно-звуковых волн.

В 1975 г. было обнаружено, что при облучении ионосферы интенсивным КВ-радиоизлучением возникает обратное рассеяние пробных радиоволн с высот, расположенных несколько ниже уровня отражения мощной волны [1]. Возмущающий передатчик излучал при этом обычную компоненту на частоте 4,6  $MHz$ , а рассеянные сигналы регистрировались на необыкновенной компоненте пробных волн в диапазоне 5,5—5,7  $MHz$ . Интенсивность обратнорассеянных сигналов была примерно на 90—100  $dB$  ниже интенсивности зеркального канала. С увеличением частоты пробных волн до 5,7  $MHz$  рассеянные сигналы пропадали, а уменьшение частоты до 5,5  $MHz$  приводило к расширению диапазона высот и даже к раздвоению по высоте эффективной области рассеяния.

В 1976 г. были проведены дополнительные эксперименты с целью уточнения деталей процесса развития и релаксации обратнорассеянных сигналов. Ниже кратко изложены результаты этих экспериментов и интерпретация полученных данных.

Возмущающий передатчик работал в режиме модуляции прямоугольными импульсами длительностью 300  $\mu s$  с частотой повторения  $\sim 1,5$  Гц. Импульсное зондирование пробными волнами производилось с тактовой частотой 100 Гц. Последнее позволило определять зависимость амплитуды рассеянных сигналов от времени  $E_s(t)$  с разрешением в 10  $\mu s$ . Регистрация сигналов проводилась на перфоленте с помощью специального устройства, описанного в [2].

На рис. 1 показаны три единичные зависимости  $E_s(t)$ , являющиеся типичным примером наиболее часто встречающейся картины временного хода амплитуды рассеянных сигналов при включении и выключении мощного передатчика. Эти зависимости были получены вблизи полуночи 19 июля на частоте 5,544  $MHz$  для сигнала, рассеянного с действующей высоты  $\sim 300$  км. Период работы мощного передатчика отмечен в нижней части рисунка. Значения амплитуд  $E_s$  даны в условных единицах.

Как видно из рис. 1, появление и пропадание рассеянного сигнала сопровождается возбуждением быстро затухающего колебательного процесса. При включении мощного передатчика этот процесс происходит на фоне постепенного роста амплитуды сигнала, продолжающегося

140—150 мс. Период наблюдаемых колебаний амплитуды  $E_s$  составляет около 50—70 мс при включении и примерно 30 мс при выключении мощного передатчика.

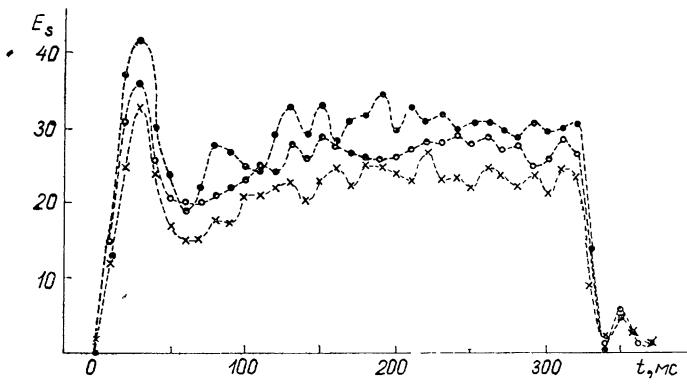


Рис. 1.

Перейдем к интерпретации полученных экспериментальных результатов. В [1] было высказано предположение о том, что обратное рассеяние пробных радиоволн вызывается слабыми квазипериодическими неоднородностями плазмы, возникающими в поле стоячей волны мощного радиоизлучения. Такие неоднородности в F-области ионосферы могут создаваться под действием стрикционных сил. Существенным условием для появления обратного рассеяния пробных радиоволн является в нашем случае близость пространственного периода неоднородностей к полудлине пробной волны. Обратимся в этой связи к рис. 2, где приведены расчетные значения длин волн в F-области ионосферы в зависимости от плазменной частоты  $f_0$ .

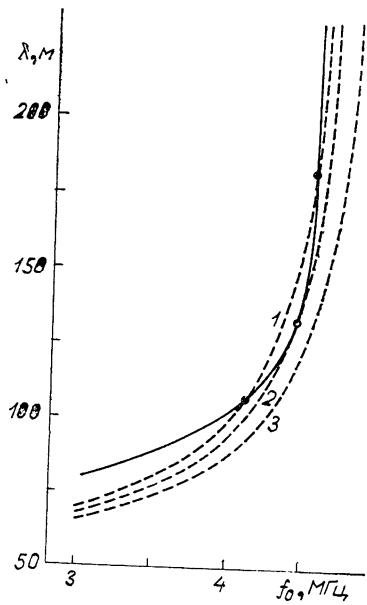


Рис. 2.

точке с кривой 2 и дважды пересекает кривую 1. Это полностью соответствует наблюдаемым особенностям обратного рассеяния при изменении частоты пробного передатчика от 5,7 до 5,5 МГц.

Очевидно, что в рассеянии эффективно участвует область высот размером  $\Delta z = z_2 - z_1$ , границы которой определяются соотношением

$$\int_{z_1}^{z_2} |k_1 - k_2| dz < \frac{\pi}{2}, \quad (1)$$

где  $k_1$  и  $k_2$  — волновые числа возмущающей и пробной волн. Протяженность этой области составляет около 4 км для высотного градиента электронной концентрации  $\frac{dN}{dz} = 2 \cdot 10^3 \text{ км}^{-1}$ . В таком интервале высот содержится приблизительно 50—60 пространственных периодов неоднородностей электронной концентрации. Величину относительных отклонений  $\frac{\Delta N}{N}$ , возникающих в поле стоячей волны под действием стрикционных сил, можно оценить по известному выражению (см., например, [3]):

$$\frac{\Delta N}{N} = \frac{e^2 E^2}{8 m \omega^2 \times T}, \quad (2)$$

справедливому для однородной изотермической плазмы в стационарных условиях. В (2) использованы общепринятые обозначения для массы  $m$  и заряда  $e$  электрона, постоянной Больцмана  $\times$ , температуры  $T$ , круговой частоты  $\omega$  и амплитуды электрического поля  $E$ . Для применявшегося в экспериментах передатчика с эквивалентной мощностью  $PG = 12 \text{ МВт}$  значения  $\frac{\Delta N}{N}$ , найденные по (2), составляют около  $10^{-6}$ .

С помощью метода малых возмущений можно показать, что относительная амплитуда сигнала, рассеянного областью  $\Delta z$ , по порядку величины равна  $\frac{E_s}{E_0} \sim 5 \cdot 10^{-5}$ , что согласуется с результатами эксперимента\*.

Особо остановимся на обсуждении переходных процессов. Воспользуемся для анализа характера этих процессов квазигидродинамическими уравнениями для однородной плазмы без магнитного поля [4]\*\*. При условиях малости возмущений ( $\Delta N \ll N$ ) и квазинейтральности плазмы можно получить следующее уравнение, характеризующее изменения электронной концентрации под действием стрикционной силы  $F$ :

$$\times(T_e + T_i) \frac{\partial^2 \Delta N}{\partial z^2} - M \frac{\partial^2 \Delta N}{\partial t^2} - \left( v_{im} + \frac{m}{M} v_{em} \right) M \frac{\partial \Delta N}{\partial t} = \frac{\partial F}{\partial z}, \quad (3)$$

где  $T_e$  и  $T_i$  — электронная и ионная температуры,  $m$  и  $M$  — массы электрона и иона,  $v_{em}$  и  $v_{im}$  — частоты соударений электронов и ионов с молекулами,

$$F = - \frac{Ne^2}{4m\omega^2} \frac{\partial E^2}{\partial z}. \quad (4)$$

Стрикционная сила  $F$  в нашем случае имеет синусоидальный характер по оси  $z$  (с длиной волны  $\lambda'$ , в два раза меньшей длины волны мощного радиоизлучения), и решение уравнения (3) представляет собой суперпозицию двух бегущих волн. Это решение описывает характер затухающего переходного процесса образования неоднородностей плазмы при мгновенном включении мощного передатчика

$$\Delta N(z, t) = -a \cos kz \left[ 1 - \left( \cos \Omega t + \frac{\gamma}{\Omega} \sin \Omega t \right) \exp(-\gamma t) \right] \quad (5)$$

\* Вопросы рассеяния радиоволн периодическими неоднородностями ионосферной плазмы более подробно рассмотрены, например, в работах [8, 9].

\*\* Заметим, что длина свободного пробега электронов и ионов в  $F$ -области ионосферы соизмерима с пространственным периодом неоднородностей. Поэтому более строгим является кинетический подход, однако простота квазигидродинамического метода позволяет наглядно объяснить физику явления.

и релаксации неоднородностей при мгновенном выключении передатчика

$$\Delta N(z, t) = -a \cos kz \left( \cos \Omega t + \frac{\gamma}{\Omega} \sin \Omega t \right) \exp(-\gamma t). \quad (6)$$

Здесь

$$a = \frac{e^2 N E_0^2}{8 \omega^2 m \kappa (T_e + T_i)}; \quad (7)$$

$$\gamma = \frac{1}{2} \left( v_{im} + \frac{m}{M} v_{em} \right); \quad (8)$$

$$\Omega = \sqrt{\frac{\kappa (T_e + T_i)}{M} k^2 - \gamma^2} \quad (9)$$

и  $k = \frac{2\pi}{\lambda'}$ . Обратим внимание на характер зависимости  $\Omega$  от  $k$  и параметров плазмы  $T_e$ ,  $T_i$  и  $M$ . Он указывает на то, что возбуждаемые в переходных процессах волны являются ионно-звуковыми.

На рис. 3 кривой 1 показана зависимость  $\frac{\Omega}{k}$  от  $\frac{T_e}{T_i}$ , полученная из (8) и (9) при  $\lambda' = 70$  м и типичных для F-области значениях  $T_i = 1000^\circ$ ,  $M = 20$  и  $v_{im} \sim 8 \div 10$  см<sup>-1</sup>. Заштрихованная область  $\Omega/k$  в верхней части рис. 3 соответствует найденному из эксперимента периоду колебательного процесса ( $T = 50 \div 70$  мс)\*. Из рис. 3 следует,

что квазигидродинамическое описание процесса дает неплохое совпадение рассчитанного и экспериментального периодов колебаний. Значительно хуже обстоит дело с величиной  $\gamma$ , характеризующей затухание процесса. Ее значение, определенное на основании (6) по времени релаксации амплитуды рассеянного сигнала, находится в пределах 35—55 см<sup>-1</sup> (соответствующая область  $\gamma/k$  для  $\lambda' = 70$  м заштрихована в нижней части рис. 3). Между тем по соотношению (8)  $\gamma \leq 4 \div 5$  см<sup>-1</sup>. Такое резкое отличие объясняется тем, что гидродинамический подход не учитывает бесстолкновительное затухание Ландау, которое является более существенным

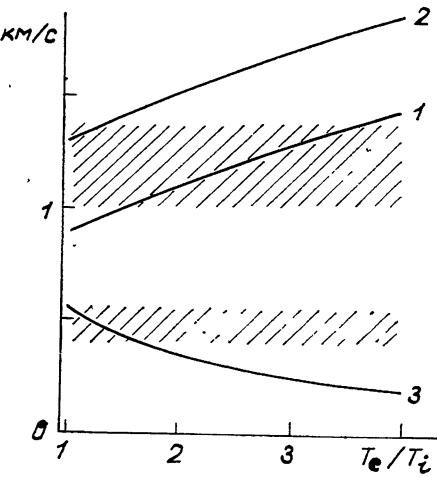


Рис. 3.

ным в F-области ионосферы по сравнению с затуханием, обусловленным столкновением электронов и ионов с молекулами.

Для расчета затухания Ландау, а также для уточнения частоты ионно-звуковых колебаний  $\Omega$  следует воспользоваться кинетическим рассмотрением. Считая распределение скоростей ионов и электронов максвелловским и пренебрегая в первом приближении магнитным полем, можно применить для этой цели дисперсионное уравнение (см., например, [6]).

\* Наблюдаемый период колебаний амплитуды рассеянного сигнала после выключения возмущающего передатчика ( $T' \approx 30$  мс) равен половине периода колебаний неоднородностей, поскольку интенсивность рассеяния не зависит от знака  $\Delta N$ .

$$\epsilon(x, k) = 1 + \frac{1}{k^2 d_e^2} \left( 1 + \frac{i \sqrt{\pi} v_{Ti}}{v_{Te}} x \right) + \frac{1}{k^2 d_i^2} (1 + i \sqrt{\pi} x W(x)) = 0, \quad (10)$$

справедливое для интересующего нас случая  $\Omega \ll kv_{Te}$  и  $\Omega \sim kv_{Ti}$ . Здесь  $d_e$  и  $d_i$  — радиусы Дебая для электронов и ионов,  $v_{Te}$  и  $v_{Ti}$  — тепловые скорости электронов и ионов,  $x = \frac{\Omega - i\gamma}{kv_{Ti}}$  и

$$W(x) = \exp(-x^2) \left( 1 + \frac{2i}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(t^2) dt \right). \quad (11)$$

Уравнение (10) решалось численно в пренебрежении малыми членами порядка  $\sqrt{\frac{m}{M}}$ . Действительная и мнимая части функции  $i \sqrt{\pi} x W(x)$

находились по их табличным значениям [7]. Результаты расчетов  $\gamma$  и  $\Omega$  при  $T_i = 1000^\circ$ ,  $M = 20$  и  $\lambda' = 70$  м показаны в зависимости от  $T_e/T_i$  на рис. 3 кривыми 2 (для  $\Omega/k$ ) и 3 (для  $\gamma/k$ ). Как видно из рис. 3, при  $T_e/T_i = 1,3 \div 1,5$  расчетная кривая  $\gamma/k$  проходит через центр области экспериментальных значений  $\gamma/k$ , а расчетные величины  $\Omega/k$  расположены выше центра соответствующей области примерно на 15 %. Такую степень совпадения можно считать вполне хорошей, учитывая большие ошибки определения  $\Omega$  и  $\gamma$  на опыте, пренебрежение магнитным полем в теоретических расчетах  $\gamma$  и  $\Omega$  и возможные отклонения параметров  $T_e/T_i = 1,3 \div 1,5$  расчетная кривая проходит через центр области более точные измерения  $\Omega$  и  $\gamma$  в наблюдаемых переходных процессах образования искусственных неоднородностей плазмы могут быть в дальнейшем использованы для нахождения электронной и ионной температур и массового числа  $M$  в  $F$ -области ионосферы.

В заключение авторы выражают благодарность А. И. Ежову и Л. М. Елхиной за помощь в проведении экспериментов и обработке результатов измерений.

## ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Беликович, Е. А. Бенедиктов, Г. Г. Гетманцев, Ю. А. Игнатьев, Г. П. Комраков, Письма в ЖЭТФ, 22, вып. 10, 497 (1975).
2. В. В. Беликович, В. Н. Варганов, Н. И. Клинов, Ю. Г. Тихонов, Геомагнетизм и аэрономия, 16, № 3, 561 (1976).
3. А. В. Гуревич, А. Б. Шварцбург, Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере, изд. Наука, М., 1973.
4. В. Л. Гинзбург, Распространение электромагнитных волн в плазме, изд. Наука, М., 1967.
5. Д. А. Стреттон, Теория электромагнетизма, ОГИЗ, М., 1948.
6. А. В. Михайловский, Теория плазменных неустойчивостей, 1, Атомиздат, М., 1975.
7. B. D. Fried and S. D. Conte, The plasma dispersion function, the Hilbert transform of the Gaussian, Academic Press, N. Y.—London, 1961.
8. А. В. Попов, Ю. Н. Черкашин, Ю. П. Шанкин, сб. Исследование сверхдальнего распространения коротких радиоволн, ИЗМИРАН, М., 1975, стр. 71.
9. В. В. Плоткин, сб. Вопросы исследования нижней ионосферы и геомагнетизма, Институт геологии и геофизики СО АН СССР, Новосибирск, 1975, стр. 68.

## RADIOWAVE SCATTERING BY PERIODIC ARTIFICIAL IONOSPHERIC IRREGULARITIES

*V. V. Belikovitch, E. A. Benediktov, M. A. Itkina, N. A. Mityakov,  
G. I. Terina, A. V. Tolmacheva, B. P. Shavin*

Experimental data on radio wave scattering by quasi-periodic artificial irregularities of the ionospheric plasma are given. The irregularities are formed in the field of a standing wave of powerful SW radiation affected by striction forces. The transient processes observed during on- and off-switching of powerful radiation is explained by ion-sound wave excitation.

---

УДК 621.371.32

**ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ  
ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ  
С ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМОЙ**

*C. M. Грач, A. H. Карапшин, N. A. Митяков, B. O. Рапопорт,  
B. Ю. Трахтенгерц*

Рассмотрена линейная стадия тепловой параметрической неустойчивости в неоднородной плазме. Получены выражения для пороговых полей и инкрементов неустойчивости. Приведены оценки пороговых мощностей передатчиков, используемых для возбуждения неустойчивости в *F*-области ионосферы. В типичных условиях пороговые мощности составляют 5 *MВт*, а характерные времена развития неустойчивости  $\tau \lesssim 15$  с.

Эксперименты по воздействию на ионосферную плазму радиоизлучением мощных КВ передатчиков, проведенные в СССР [1, 2] и США [3], показывают, что вблизи уровня отражения обыкновенной волны возникают вытянутые вдоль геомагнитного поля неоднородности электронной концентрации с широким спектром поперечных размеров (от десятков см до км). Возбуждение крупномасштабных неоднородностей с размерами, превышающими длину волны накачки, связывают с неустойчивостью самофокусировочного типа электромагнитных волн в магнитоактивной плазме [4]. Более мелкие масштабы могут возбуждаться в результате тепловой параметрической неустойчивости, когда низкочастотные возмущения плазмы образуются путем нагрева плазмы в пучностях суммарного поля поперечной и продольной волн\*. Продольные волны появляются в результате рассеяния поперечной волны накачки на низкочастотных возмущениях плазмы [5]. Тепловая параметрическая неустойчивость в однородной магнитоактивной плазме рассмотрена в работах [6, 7]. Характер тепловой неустойчивости качественно меняется в неоднородной плазме. Это связано, в первую очередь, с тем, что взаимодействие волн в этом случае носит локальный характер, а потери энергии в области взаимодействия определяются не столько поглощением плазменных волн, сколько выносом энергии в результате распространения продольных волн и диффузии.

В настоящей работе проведен анализ укороченных уравнений для высокочастотных полей и диффузионных уравнений для возмущений температуры и электронной плотности плазмы, получены критерии неустойчивости и определены ее инкременты вблизи порога.

### 1. СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ

На плазму, свойства которой меняются вдоль оси *z*, падает электромагнитная волна обыкновенной поляризации с частотой  $\omega_t$  и волновым вектором  $\mathbf{k}_t \parallel z$  (поперечная волна накачки). В области от  $v_1 = 1$  до  $v_2 = 1 - u$  ( $v = \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}$ ,  $u = \frac{\omega_{He}^2}{\omega^2} \ll 1$ ) поперечная волна накачки может трансформироваться в продольную (необыкновенную) волну с частотой

\* При наличии низкочастотных возмущений конечной амплитуды в плазме возбуждается своеобразная резонансная неустойчивость, исследованная в [9].

$\omega_t$  и волновым вектором  $\mathbf{k}_t$  вследствие рассеяния на неоднородностях плазмы [5]. Оба типа волн хорошо описываются уравнениями геометрической оптики. Дисперсионное уравнение для нормальных мод при этом имеет вид

$$D \equiv k^2 c^2 - |\mathbf{k}a| c^2 - \omega^2 (a_i^* \epsilon_{ij} a_j) = 0, \quad (1)$$

где изменение параметров среды учитывается зависимостью от  $z$  тензора диэлектрической проницаемости  $\epsilon_{ij}(z)$ ,  $\mathbf{a}$  — вектор поляризации нормальной волны.

Если волновой вектор  $\mathbf{k}_t$  лежит в плоскости ( $xz$ ), где ось  $x$  перпендикулярна направлению магнитного поля  $\mathbf{H}_0$ , то для амплитуды продольной волны имеем\*

$$\begin{aligned} i(\Delta\omega^\pm - i\gamma) \frac{\partial D^\pm}{\partial \omega} A^\pm - \frac{\partial D^\pm}{\partial k_z} \frac{dA^\pm}{dz} - \frac{1}{2} \frac{\partial^2 D^\pm}{\partial k_z \partial z} A^\pm = \\ = i\beta^\pm N_x^\pm A_t \left\{ i(k_x^\pm \mp \omega_x) x - i \int_{z_0}^z (k_t - k_z^\pm) dz' \right\}, \end{aligned} \quad (2)$$

где знаки  $\pm$  относятся к антистоксовой ( $\omega_t^+ = \omega_t + \Omega$ ) и стоксовой ( $\omega_t^- = \omega_t - \Omega$ ) компонентам,  $\Delta\omega^\pm = \omega_t^\pm - \omega_0$ ,  $\omega_0$  — частота продольных волн в линейном приближении ( $D=0$ ),  $\gamma \sim v/2$  — характеризует затухание продольных волн,  $\beta = \frac{\partial \epsilon_{ij} a_i^* a_j}{\partial N}$ ,  $N$  — концентрация плазмы.

Электрическое поле волн и возмущение концентрации плазмы записано в виде

$$E_t = \mathbf{a}_t A_t \exp(i\omega_t t - \int k_z dz) + \text{к. с.}; \quad (3)$$

$$E_t^\pm = \mathbf{a}_t^\pm A^\pm \exp(i\omega_t^\pm t - ik_x^\pm x - i \int k_z^\pm dz) + \text{к. с.}; \quad (4)$$

$$\Delta N = N_x \exp(i\Omega t - i\omega_x x) + \text{к. с.}, \quad (5)$$

$$N_x^\pm = (N_x^-)^*.$$

Низкочастотные возмущения плазмы образуются в результате нагрева плазмы источником типа  $E_t^\wedge \sigma E_t^*$ . При этом температурные возмущения описываются уравнением теплопроводности

$$\frac{d^2 T_x}{dz^2} - L_T^{-2} T_x = -q_{T_x}; \quad (6)$$

$$L_T = \left( \frac{D_T}{i\Omega + (\delta + \delta_1)v} \right)^{1/2}, \quad (7)$$

где  $\delta = 2m/M$  — доля энергии, теряемая электроном при соударении с ионом,  $\delta_1 = x^2 \rho_H^2$ ,  $\rho_H = (T/m \omega_H^2)^{1/2}$  — гирорадиус электрона,  $D_T = \frac{T}{mv} \cos^2 \alpha$ ,  $\alpha$  — угол между  $z$  и  $\mathbf{H}_0$ . При выводе (6) предполагалось,

что коэффициент теплопроводности  $D_T$  не зависит от координаты  $z$ . Поперечная теплопроводность учтена членом  $x^2 \rho_H^2$ . Источник тепла

$$q_{T_x} = \frac{2}{3} \frac{1}{D_T N} (E_t^\wedge \sigma E_t^{*-} + E_t^{*-} \sigma E_t^\wedge + E_t^+ \sigma E_t^* + E_t^* \sigma E_t^+) \quad (8)$$

\* Задача легко обобщается на случай произвольной ориентации геомагнитного поля [8].

представляет сумму вкладов стоксовой (—) и антистоксовой (+) компонент,  $N$  — концентрация плазмы,  $\sigma$  — реальная часть тензора проводимости.

Амбиполярная диффузия плазмы описывается уравнением\*

$$\frac{d^2 N_z}{dz^2} - L_N^{-2} N_z = -q_{Nz} = -\frac{N_e}{T_e} \left( \frac{d^2 T_z}{dz^2} - \frac{\delta_1 v}{D_N} T_z \right); \quad (9)$$

$$L_N = \left( \frac{D_N}{i\Omega + 2\delta_1 v} \right)^{1/2}, \quad (10)$$

где коэффициент амбиполярной диффузии  $D_N = \frac{2T}{Mv_i} \cos^2 \alpha$ . Предположено, что  $D_N$  не зависит от  $z$ . Уравнения (2), (6), (9) полностью описывают начальную стадию тепловой параметрической неустойчивости. Представляется целесообразным начать анализ этой системы уравнений со случая однородной среды, чтобы пояснить в дальнейшем характерные отличительные черты параметрической неустойчивости в неоднородной среде.

## 2. ПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В ОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ

В однородной среде величины  $A$ ,  $T_z$  и  $N_z$  не зависят от координаты  $z$ , и уравнения (2), (6), (9) представляют собой систему алгебраических уравнений. Приравнивая к нулю детерминант этой системы, получаем дисперсионное уравнение для  $\Omega = s - ip$ , которое в случае  $\Delta\omega^+ = \Delta\omega^- = \Delta\omega$  имеет вид

$$(i\Omega + 2\delta_1 v)(i\Omega + (\delta + \delta_1)v) = G \frac{2\omega^2 \Delta\omega}{(\Delta\omega)^2 + v^2} \delta_1 v; \quad (11)$$

$$G = \frac{4}{3} T^{-1} \sigma_{ij} a_i a_j \frac{\partial \epsilon_{ij} a_i^* a_j}{\partial N} \left( \frac{\partial D}{\partial \omega} \right)^{-1} A_t^2 \approx \frac{4}{3} \frac{v}{\omega} w,$$

$$w = \frac{A_t^2 |a_i a_l|^2}{8\pi NT}, \quad \sigma = \frac{v}{4\pi}, \quad (12)$$

$$\frac{\partial \epsilon_{ij} a_{il} a_{jl}}{\partial N} \approx -\frac{1}{N_e}, \quad \frac{\partial D}{\partial \omega} \approx -2\omega.$$

Из (11) следует, что  $s=0$ , инкремент  $p$  максимальен при  $\Delta\omega = v$ , а порог неустойчивости ( $p=0$ ) определяется выражением

$$w_n = \frac{3}{4} \frac{v}{\omega} (\delta + \delta_1). \quad (13)$$

Этот результат находится в полном согласии с [6]. Надпороговое значение инкремента пропорционально плотности энергии волны накачки:

$$p = \frac{4}{9} \left( 1 + \frac{\delta}{3\delta_1} \right)^{-1} \omega (w - w_n). \quad (14)$$

\* В работах [11] показано, что уравнения (6) и (9) достаточно хорошо описывают явления переноса в плазме как в случае крупных ( $x^2 \rho_{Hi}^2 \ll 1$ ), так и мелких ( $x^2 \rho_{Hi}^2 \geq 1$ ) масштабов неоднородностей.  $\rho_{Hi}$  — гирорадиус ионов.

Важно, что в области крупных масштабов  $\kappa^2 < \delta/\rho_H^2$  порог (13) не зависит от масштаба, тогда как в обратном пределе пороги растут с уменьшением масштаба неоднородностей. Значение пороговых полей в  $\delta^{-1/2}$  раз меньше, чем для структурной параметрической неустойчивости.

### 3. СЛУЧАЙ НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЫ

Будем полагать теперь, что электронная концентрация линейно меняется вдоль  $z$  с характерным масштабом  $L$ , т. е.  $v = z/L$ . Существенное отличие от случая однородной среды будет иметь место, когда размеры области эффективного обмена энергией между взаимодействующими волнами, определяемые, в первую очередь, масштабом пространственного синхронизма  $l_c = \left| \frac{1}{\pi} \frac{\partial(k_z - k_t)}{\partial z} \right|^{-1/2}$ , меньше характерных размеров теплопроводности и диффузии  $L_T$  и  $L_N$ . В этом случае решение уравнений (6), (9) для  $N_x$  имеет вид

$$N_x(z) = \frac{N}{T} \frac{1}{L_T^{-2} - L_N^{-2}} \left\{ \left( L_N^{-1} - \frac{2\delta_1 v}{D_N} L_N \right) \exp(-|z - z_c| L_N^{-1}) - \left( L_T^{-1} - \frac{2\delta_1 v}{D_N} L_T \right) \exp(-|z - z_c| L_T^{-1}) \right\} \int_{-\infty}^{\infty} q_{T_x} dz. \quad (15)$$

Дисперсионное уравнение для  $\Omega = s - ip$  можно получить, полагая в (15)  $z = z_c$  ( $k_t - k_z = 0$  в точке  $z_c$ ):

$$\frac{L_T^{-1} + L_N^{-1}}{1 + \frac{2\delta_1 v}{D_N} L_N L_T} = a = \frac{N}{TN_x} \int_{-\infty}^{\infty} q_{T_x} dz. \quad (16)$$

Характерные масштабы  $L_T$  и  $L_N$  определены равенствами (7) и (10). Сразу же заметим, что неустойчивость  $p > 0$  возможна, если  $\operatorname{Re} a > 0$ . Задача сводится, таким образом, к вычислению интегрального нагрева плазмы  $\int_{-\infty}^{\infty} q_{T_x} dz$ , где  $q_{T_x}$  определяется равенством (8), а поле плазменных волн — уравнением (2). Нетрудно убедиться, что правая часть (16) имеет вид

$$a = iG \frac{\omega^2}{D_T v_z} \left[ \int_{-\infty}^{\infty} dz \int_{-\infty}^z dz' \exp \left\{ -i \int_{z'}^z \left[ \frac{\Delta\omega^+ - i\nu}{v_z^+} - (k_t - k_z^+) \right] dz'' \right\} - \int_{-\infty}^{\infty} dz \int_{-\infty}^z dz' \times \right. \\ \times \exp \left\{ i \int_{z'}^z \left[ \frac{\Delta\omega^- + i\nu}{v_z^-} - (k_t - k_z^-) \right] dz'' \right\} \right], \quad (17)$$

где  $v_z = \frac{\partial D}{\partial k_z} / \frac{\partial D}{\partial \omega}$  — проекция групповой скорости на ось  $z$ . В нашем случае ( $\kappa \perp H_0, z$ )  $k_z^+ = k_z^-, v_z^+ = v_z^-$  и члены, соответствующие вкладам стоковой и антистоковой составляющих, в первом приближении комплексно сопряжены.

Несколько неожиданным оказывается результат интегрирования (17) для линейного слоя. При  $v/v_z \ll l_c$  имеем

$$a = i \frac{4\pi}{3} \frac{\nu L}{D_T} w + \text{к. с.} = 0, \quad (18)$$

т. е. отсутствие неустойчивости. Физически это соответствует тому, что в области синхронизма поля  $E_l$  и  $E_t$  находятся в квадратурах и не дают вклада в нагрев соответствующей гармоники  $T_x$ . Неустойчивость имеет место, если учесть точки поворота для  $t$ - и  $l$ -волн. В этом случае в источнике тепла (8) появляются еще два слагаемых, соответствующих отраженным  $t$ - и  $l$ -волнам. Учет отраженных волн приводит к следующему выражению для  $a$  (подробнее см. [8]):

$$\begin{aligned} a = \pi G \left| \frac{\partial(k_z - k_t)}{\partial z} \right|^{-1} \frac{\omega^2}{D_T v_z} \exp \left( -2 \left| \int_{z_c}^{z_l} \frac{\nu}{v_z} dz' \right| \right) \times \\ \times \cos \left[ 2 \int_{z_c}^{z_l} (k_t - k_z) dz' - 2 \int_{z_l}^{z_t} k_t dz' \right], \end{aligned} \quad (19)$$

где учитывается также поглощение плазменной волны на пути до точки отражения  $z_l$  и обратно. В качестве множителя в (19) стоит также косинус разности фаз отраженных  $t$ - и  $l$ -волн. Таким образом, отраженные волны обеспечивают обратную связь, необходимую для возбуждения параметрической неустойчивости в неоднородной среде.

Перейдем теперь к анализу дисперсионного уравнения (16). Заметим прежде всего, что для действительных значений  $a$  инкремент действителен ( $s=0$ ). Нетрудно видеть, что порог неустойчивости  $p=0$  достигается при значениях  $a_n$ , равных

$$a_n = L_{T0}^{-1}, \quad w_n = \frac{3}{4\pi} (\delta + \delta_1) \frac{L_{T0}}{L}, \quad (20)$$

где  $L_{T0}$  — значение  $L_T$  при  $i\Omega=0$ . Для поперечных масштабов неоднородностей, удовлетворяющих неравенству  $\kappa^2 \rho_H^2 \gg \delta \frac{D_N}{D_T}$ , инкремент вблизи порога определяется выражением

$$p = \frac{8\pi}{9} \left( 1 + \frac{\delta}{3\delta_1} \right) \frac{L}{L_{T0}} \nu (w - w_n). \quad (21)$$

Выражения для пороговых полей и инкрементов в неоднородной среде с точностью до коэффициента порядка единицы можно получить из простых энергетических соображений, используя соответствующие выражения для однородной среды и тот факт, что порог неустойчивости определяется балансом поступления и потерь энергии. Действительно, в неоднородной среде нагрев плазмы происходит на масштабе синхронизма  $l_c$ , а вследствие теплопроводности эта энергия распределяется на масштабе последней  $L_{T0} \gg l_c$ . Кроме того, характерное время существования плазменных волн в области синхронизма в неоднородной среде оказывается существенно меньше, чем в однородной, поскольку оно определяется не затуханием плазменных волн с характерным временем  $\tau_1 = \nu^{-1}$ , а выносом энергии из области взаимодействия ( $\tau_2 = l_c/v_z$ ). Таким образом, общее уменьшение эффективности нагрева плазмы в неоднородной среде будет характеризоваться фактором

$$\chi = \frac{\tau_2}{\tau_1} \frac{l_c}{L_{T0}} = \frac{\nu l_c^2}{L_{T0} v_z}. \quad (22)$$

Выражение (22) можно упростить, если воспользоваться очевидными равенствами:

$$l_c^2 = \left| \pi \left( \frac{\partial k_z}{\partial z} \right)^{-1} \right| \equiv \pi \left| \frac{\partial D / \partial k_z}{\partial D / \partial z} \right|, \quad |v_z| = \left| \frac{\partial \omega}{\partial k_z} \right| = \left| \frac{\partial D / \partial k_z}{\partial D / \partial \omega} \right|,$$

где  $D$  для плазменной волны имеет вид

$$k_0^2 D(\omega, \mathbf{k}, z) = (\omega^2 - \omega_{pe}^2) k^2 - \omega_{He}^2 k_\perp^2 + \omega_{He}^2 k_0^2 \frac{k_\perp^2}{k^2} = 0, \quad (23)$$

где  $k_0^2 = \omega^2/c^2$ ,  $\mathbf{k}_\perp$  — компонента волнового вектора, перпендикулярная  $H_0$ . В (23) не учитывается пространственная дисперсия. Тогда, для случая  $\omega_{He}^2 \ll \omega^2$ ,  $\omega_{pe}^2 = \omega_p^2 \frac{z}{L}$   $\left| \frac{l_c^2}{v_z} \right| = \pi \frac{\partial D / \partial \omega}{\partial D / \partial z} = \frac{2\pi L}{\omega}$ . Таким образом,

$$\chi = 2\pi \frac{\nu}{\omega} \frac{L}{L_{T0}}. \quad (24)$$

Если домножить выражение (13) для порога тепловой параметрической неустойчивости в однородной среде на  $\chi^{-1}$ , то получается выражение для порога в неоднородной среде (20). Аналогично, домножая значение (14) инкремента неустойчивости в однородной среде, получаем (21).

Оценим теперь пороговые мощности для ионосферной плазмы. Минимальные пороги имеют место для  $\delta_1 < \delta$ . В условиях, типичных для  $F$ -области ионосферы (высоты  $h \sim 250$  км),  $\delta \approx 10^{-4}$ ,  $\rho_H = 2$  см. Поэтому неравенство  $\delta_1 < \delta$  выполняется для поперечных масштабов неоднородностей:

$$\frac{2\pi}{\chi} > \frac{2\pi \rho_H}{V\delta} \sim 10 \text{ м.} \quad (25)$$

Мощность наземного передатчика связана с плотностью энергии электромагнитной волны соотношением

$$S = \frac{v_t E_t^2}{8\pi} = \frac{PG}{4\pi h^2},$$

где  $P$  — мощность передатчика,  $G$  — коэффициент усиления антенны,  $v_t$  — групповая скорость волны накачки. Отсюда можно получить выражение для пороговой мощности передатчика

$$(PG)_n = 4\pi v_t N T \omega_n. \quad (26)$$

Групповая скорость обыкновенной волны в области взаимодействия при  $\omega \sim \omega_{pe}$   $v_t \approx c \frac{\omega_{He}}{\omega}$ . Для частоты передатчика  $\omega_t \sim 6$  МГц и значений  $h \sim 250$  км,  $L_{T0} \sim 30$  км,  $L \sim 200$  км имеем

$$(PG)_n \approx 5 \text{ МВт.}$$

Реальные значения  $PG$  мощностей передатчиков в экспериментах [1-3] превышают 20 МВт. В этих условиях для  $\nu \sim 300$  1/с инкремент

$p \geqslant 6 \cdot 10^{-2}$  1/c, т. е. характерное время развития неустойчивости составляет  $\tau \leqslant 15$  с. На начальной стадии неустойчивости (см. (20)) должны возникать неоднородности с поперечными размерами  $2\pi/\kappa \geqslant 2m$ . Приведенные оценки пороговых мощностей передатчиков и характерных времен развития неустойчивости находятся в хорошем согласии с экспериментом [1, 2].

На нелинейной стадии неустойчивости становится существенным взаимодействие плазменных волн между собой, которое определяет полное ослабление волны накачки [9, 10] и определяет стационарный спектр искусственных неоднородностей [10].

## ЛИТЕРАТУРА

- 1 Г. Г. Гетманцев и др., Письма в ЖЭТФ, 18, 621 (1973); В. В. Беликович и др., Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 18, № 4, 512 (1975).
- 2 Г. Г. Гетманцев и др., Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 19, № 12, 1909 (1976); А. Ф. Беленов и др., Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 20, № 12, 1804 (1977).
- 3 У. Ютло, Р. Коэн, УФН, 109, 371 (1973); W. F. Utlauf, Proc. IEEE, 63, № 7, 1022 (1975).
- 4 В. В. Васильков, А. В. Гуревич, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 18, № 9, 1261 (1975).
- 5 Н. А. Митяков, В. О. Рапопорт, В. Ю. Трахтенгерц, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 18, № 9, 1273 (1975).
- 6 С. М. Грач, В. Ю. Трахтенгерц, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 18, № 9, 1288 (1975).
- 7 Я. С. Димант, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 20, № 12, 1833 (1977).
- 8 С. М. Грач, А. Н. Карапшин, Н. А. Митяков, В. О. Рапопорт, В. Ю. Трахтенгерц, Физика плазмы (в печати).
- 9 В. В. Васильков, А. В. Гуревич, Препринт ФИАН им. П. Н. Лебедева, № 95, М., 1975; ЖЭТФ, 69, 176 (1975).
- 10 С. М. Грач, А. Н. Карапшин, Н. А. Митяков, В. О. Рапопорт, В. Ю. Трахтенгерц, Физика плазмы (в печати).
- 11 Н. Д. Борисов, В. В. Васильков, А. В. Гуревич, Геомагнетизм и аэрономия, 16, 783 (1976); Физика плазмы, 3, 168 (1977).

Научно-исследовательский радиофизический институт

## PARAMETRIC INTERACTION OF ELECTROMAGNETIC RADIATION WITH IONOSPHERIC PLASMA

S. M. Grach, A. N. Karashkin, N. A. Mityakov, V. O. Rapoport,  
V. Yu. Trakhtengerts

A linear stage of thermal parametric instability in an inhomogeneous plasma is considered. The expressions are obtained for the threshold fields and instability growth rates. The threshold powers of transmitters used for the instability excitation in the ionospheric *F*-region are estimated. Under typical conditions the threshold powers amount to 5 MW and the characteristic time of the instability development is  $\tau \leqslant 15$  sec.

УДК 551.510.535

## ДИССИПАТИВНАЯ ПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В СИЛЬНО ИОНИЗИРОВАННОЙ ПЛАЗМЕ

Я. С. Димант

Исследуется линейная стадия параметрического возбуждения плазменных неоднородностей столкновительного типа в поле мощной электромагнитной волны. Получено общее дисперсионное уравнение, описывающее возбуждение диссипативных колебаний в сильно ионизированной замагниченной плазме. Проанализированы частные случаи. Показано, что неустойчивость носит в общем случае периодический характер. Возбуждаются колебания диффузионного типа и медленные магнитозвуковые волны.

### ВВЕДЕНИЕ

В последнее время большое внимание уделяется изучению сильно вытянутых вдоль магнитного поля Земли искусственных ионосферных неоднородностей различных масштабов, возникающих в области отражения обыкновенной радиоволны [1].

Такие неоднородности, как показано в [2], могут развиваться, если начальное возмущение концентрации в них превышает некоторое пороговое значение. Их развитие при произвольных малых начальных возмущениях может быть связано с диссипативной параметрической неустойчивостью, когда близкие по частоте к волне накачки собственные высокочастотные (ВЧ) колебания плазмы генерируются одновременно с низкочастотными (НЧ) колебаниями столкновительного типа. Продольные и поперечные к направлению внешнего магнитного поля масштабы диссипативной НЧ-моды превышают соответственно длину свободного пробега и ларморовский радиус электронов. Ее частота и инкремент нарастания при этом меньше частоты электронных соударений. Механизм возбуждения диссипативных НЧ-колебаний связан с дополнительным газокинетическим давлением плазмы, возникающим при нелинейном разогреве электронов в совместном поле биений высокочастотных волн. Он существенно отличается от механизма хорошо изученной [3] стрикционной параметрической неустойчивости, при которой НЧ-мода развивается в режиме редких соударений.

На возможность диссипативной параметрической неустойчивости в ионосфере было указано в [4], а ее подробное исследование было проведено в [5]. Дальнейшему развитию этого вопроса в случае сильно ионизированной однородной плазмы посвящена настоящая работа.

Отметим, что возбуждение диссипативных НЧ-колебаний в процессе спектральной перекачки ленгмюровских волн в полностью ионизированной изотропной плазме рассматривалось в серии работ Маханькова, Цытовича и др. (см., например, [5, 7]). В работе [8] изучалось рассеяние электромагнитной волны на диссипативных диффузионных неоднородностях в ионосфере.

Как правило, наиболее интенсивно развивается неустойчивость с возбуждением потенциальных колебаний. В настоящей работе иссле-

дуется линейная стадия возбуждения продольной диссипативной НЧ-и двух плазменных ВЧ-волн

$$E_{\text{НЧ}} = E_{\text{НЧ}} \alpha \exp [i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \tilde{\Omega} t)] + \text{к. с.}; \quad (1)$$

$$E_{\text{ВЧ}}^{\pm} = E^{\pm} \alpha^{\pm} \exp [i(\mathbf{k} \pm \mathbf{k}_0) \cdot \mathbf{r} - i(\tilde{\Omega} \pm \omega_0) t] + \text{к. с.} \quad (2)$$

в поле мощной электромагнитной волны

$$\mathbf{E}_0 = E_0 \alpha_0 \exp [i(\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r} - \omega_0 t)] + \text{к. с.} \quad (3)$$

Здесь

$$\tilde{\Omega} = \Omega + i\gamma, \quad \alpha = \frac{\mathbf{k}}{|\mathbf{k}|}, \quad \alpha^{\pm} = \frac{\mathbf{k} \pm \mathbf{k}_0}{|\mathbf{k} \pm \mathbf{k}_0|},$$

$\alpha_0$  — единичный комплексный вектор, определяющий эллиптическую поляризацию обыкновенной волны. Параметры НЧ-моды удовлетворяют условиям

$$\Omega, \gamma \ll \nu_i \ll \nu_e, \quad k_{\parallel} l_{t,e} \ll 1, \quad k_{\perp} \rho_e \ll k_{\perp} \rho_i \ll 1. \quad (4)$$

Здесь  $k_{\parallel} = k \cos \theta$ ,  $k_{\perp} = k \sin \theta$ ,  $k = |\mathbf{k}|$ ;  $\theta$  — угол между направлением магнитного поля  $\mathbf{H}$  и  $\mathbf{k}$ ;  $l_{\alpha} = v_{T\alpha}/\nu_{\alpha}$ ,  $\rho_{\alpha} = v_{T\alpha}/\omega_{H\alpha}$ ,  $v_{T\alpha} = (2T_{\alpha}/m_{\alpha})^{1/2}$ ,  $\omega_{H\alpha}$ ,  $\nu_{\alpha} = \nu_{\alpha i} + \nu_{\alpha m}$  — соответственно длина свободного пробега, ларморовский радиус, средняя тепловая скорость, гирочастота и эффективная частота соударений частицы сорта  $\alpha$  с ионами и нейтральными частицами. Случай мелкомасштабной диссипативной параметрической неустойчивости  $\Omega, \gamma \ll \nu_e$ ,  $k_{\perp} \rho_e \ll 1 \ll k_{\perp} \rho_i$  рассмотрен в [9].

## 1. ВОЗБУЖДЕНИЕ ПЛАЗМЕННЫХ ВЧ-ВОЛН

Механизм генерации продольных ВЧ-волн, как и в случае стрикционной параметрической неустойчивости, связан с нелинейной поляризацией зарядов при взаимодействии волны накачки с НЧ-возмущениями электронной концентрации.

Пренебрегая ВЧ-возмущениями движения ионов, после выделения нужных гармоник (1)–(3) из уравнений

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi e(N_i - N_e),$$

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} + \operatorname{div}(N_e \mathbf{v}_e) = 0$$

получим\*

$$E_{\text{ВЧ}}^+ = -a_t^+ \delta \epsilon_{ik}^e(\omega_0) a_{0k} \frac{E_0}{\epsilon^+} \frac{\delta N_e}{N}, \quad (5)$$

$$E_{\text{ВЧ}}^- = -a_t^- \delta \epsilon_{ik}^{e*}(\omega_0) a_{0k}^* \frac{E_0}{\epsilon^-} \frac{\delta N_e}{N},$$

где  $N$ ,  $\delta N_e$  — соответственно постоянное значение и НЧ-возмущение электронной концентрации,  $\delta \epsilon_{ik}^e(\omega_0)$  — электронный вклад в тензор диэлектрической проницаемости плазмы (в  $\delta \epsilon_{ik}^e(\omega_0)$  пренебрегаем пространственной дисперсией и поглощением),  $\epsilon^{\pm} = a_t^{\pm} \epsilon_{ik}(\tilde{\Omega} \pm \omega_0, \mathbf{k} \pm \mathbf{k}_0) a_{0k}^{\pm}$  — продольная диэлектрическая проницаемость плазмы.

\* Эта процедура аналогична проведенной в [5]. Более строгое кинетическое рассмотрение приводит к тем же результатам.

Получим выражение для НЧ-гармоники диссилируемой мощности  $(EJ)_{\text{НЧ}}$  ( $J$  — вектор плотности тока):

$$(EJ)_{\text{НЧ}} = 2UT_e \nu_e \delta N_e \left[ \frac{f_+}{\varepsilon^+} + \frac{f_-^*}{\varepsilon^-} \right], \quad U = \frac{E_0^2}{4\pi NT_e},$$

$$f_{\pm} = f'_{\pm} + i f''_{\pm} = -\frac{4\pi}{\nu_e} (a_{0k}^* \sigma_{kn}(\omega_0) a_n^{\pm}) (a_i^{\pm} \delta \varepsilon_{ik}(\omega_0) a_{0k}),$$
(6)

где  $\sigma_{kn}(\omega_0)$  — эрмитова часть тензора проводимости  $\frac{i\omega}{4\pi} (\delta_{kn} - \varepsilon_{kn})$ , пропорциональная  $\nu_e$  и связанная с диссипацией. При  $\omega_0 \approx \omega_{Le} \gg \omega_{He}$  ( $\omega_{Le}$  — электронная ленгмюровская частота)  $f_{\pm} \approx |a_0 a^{\pm}|^2$ . Определим резонансные частоты и безразмерные расстройки равенствами

$$\operatorname{Re} \varepsilon(\omega^{\pm}, \theta^{\pm}) = 0, \quad \delta^{\pm} = \frac{\omega_0 - \omega^{\pm}}{\nu_e},$$
(7)

где  $\theta^{\pm}$  — углы между  $a^{\pm}$  и  $H$ .

Если какая-либо из  $(\pm)$  гармоник близка к резонансу

$$|\delta^{\pm}| \ll \frac{\omega_0}{\nu_e},$$

то имеем

$$\varepsilon^{\pm} \approx (\delta^{\pm} \pm i \Gamma^{\pm}) \zeta^{\pm} \frac{\nu_e}{\omega_0},$$

$$\zeta^{\pm} = \frac{\partial(\omega^2 \operatorname{Re} \varepsilon)}{\omega \partial \omega} \Big|_{\omega=\omega^{\pm}}, \quad \Gamma^{\pm} = \frac{\omega^{\pm}}{\nu_e} \frac{|\operatorname{Im} \varepsilon(\omega^{\pm})|}{\zeta^{\pm}}.$$
(8)

Используя (8), получим из (6)

$$(EJ)_{\text{НЧ}} = UT_e \omega_0 \rho e^{i\varphi} \delta N_e,$$

$$\rho e^{i\varphi} = 2 \left[ \frac{f'_+ + i f''_+}{\zeta^+(\delta^+ + i \Gamma^+)} + \frac{f'_- - i f''_-}{\zeta^-(\delta^- - i \Gamma^-)} \right].$$
(9)

Вследствие неравенства  $\Omega, \gamma \ll \nu_e$  здесь всюду пренебрегается  $\tilde{\Omega}/\nu_e$  по сравнению с  $\Gamma^{\pm}, \delta^{\pm}$ . Обратим внимание на то, что благодаря конечной длине волны накачки направления  $a^+$  и  $a^-$  в общем случае не совпадают. В условиях ионосферы  $\omega_{He} > 0,1 \omega_{Le}$ , и даже слабое различие между  $\theta^+$  и  $\theta^-$  может привести к существенной разнице между резонансными частотами, т. е.  $|\omega^+ - \omega^-| > \Gamma^{\pm} \nu_e$ . Поэтому, как правило, одна из волн  $(\pm)$  возбуждается более интенсивно (безразлично какая, в отличие от случая стрикционного распада, когда при  $\Omega > \nu_e$  всегда наиболее интенсивно возбуждается волна  $(-)$ ). Это приводит в общем случае к наличию мнимой части величины  $\rho e^{i\varphi}$ , причем фаза  $\varphi$  очень чувствительна к выбору расстроек  $\delta^{\pm}$  и может принимать любое значение. То, что величина  $(EJ)_{\text{НЧ}}$ , являющаяся тепловым источником для возбуждения НЧ-моды, оказывается сдвинутой по фазе относительно возмущения электронной концентрации, существенно сказывается на дисперсионных свойствах НЧ-моды и приводит к тому, что неустойчивость в общем случае носит периодический характер. Заметим, что обычно  $\zeta \sim 1$ ,  $|f''_{\pm}| \leq |f'_{\pm}|$  и в оптимальном для возбуждения неустойчивости случае  $\rho \sim 1$ .

## 2. ВОЗБУЖДЕНИЕ НЧ-МОДЫ. ВЫВОД ДИСПЕРСИОННОГО УРАВНЕНИЯ

Предположим, что плазма является замагниченной,

$$\nu_i \ll \omega_{Hi}, \quad \nu_e \ll \omega_{He}, \quad (10)$$

и сильно ионизированной,

$$\nu_{em} \ll \nu_{ei}. \quad (11)$$

Для описания НЧ-моды в условиях (4), (10), (11) можно воспользоваться системой уравнений двухжидкостной гидродинамики [10] для НЧ-гармоник средних скоростей  $\mathbf{v}_{i,e}$ , возмущений концентраций  $\delta N_{i,e}$  и температур  $\delta T_{i,e}$  ионов и электронов, дополненной слабым взаимодействием с нейтральными частицами [11].

При условиях (4) можно пренебречь всеми нелинейными членами, кроме слагаемого, описывающего разогрев электронов в поле биений высокочастотных волн и пропорционального  $(EJ)_{\text{НЧ}}$ . После этого получим следующую линеаризованную систему уравнений\*:

$$\frac{\partial(\delta N_{e,i})}{\partial t} + N \nabla \cdot \mathbf{v}_{e,i} = 0; \quad (12)$$

$$m \frac{\partial \mathbf{v}_e}{\partial t} = - \frac{\nabla(\delta P_e)}{N} - e \left( E_{\text{НЧ}} + \frac{1}{c} [\mathbf{v}_e \cdot \mathbf{H}] \right) + \mathbf{R} + \mathbf{R}_{\text{вяз}}^e - m \nu_{em} \mathbf{v}_e, \quad (13)$$

$$M \frac{\partial \mathbf{v}_i}{\partial t} = - \frac{\nabla(\delta P_i)}{N} + e \left( E_{\text{НЧ}} + \frac{1}{c} [\mathbf{v}_e \cdot \mathbf{H}] \right) - \mathbf{R} + \mathbf{R}_{\text{вяз}}^i - M \nu_{im} \mathbf{v}_i;$$

$$\frac{\partial(\delta T_e)}{\partial t} = \frac{2}{3} \left[ \frac{T_e}{N} \frac{\partial(\delta N_e)}{\partial t} - \frac{\nabla q^e}{N} + \frac{(EJ)_{\text{НЧ}}}{N} \right] - \delta_{ei} \nu_{ei} (\delta T_e - \delta T_i) - \delta_{em} \nu_{em} \delta T_e, \quad (14)$$

$$\frac{\partial(\delta T_i)}{\partial t} = \frac{2}{3} \left[ \frac{T_i}{N} \frac{\partial(\delta N_i)}{\partial t} - \frac{\nabla q^i}{N} \right] + \delta_{ei} \nu_{ei} (\delta T_e - \delta T_i) - \nu_{im} \delta T_i;$$

$$\mathbf{R} = \mathbf{R}_1 + \mathbf{R}_2, \quad \mathbf{q}^e = \mathbf{q}_1^e + \mathbf{q}_2^e, \quad \mathbf{h} = \mathbf{H}/|\mathbf{H}|,$$

$$\mathbf{R}_1 = m \nu_{et} (0,51 \mathbf{u}_{\parallel} + \mathbf{u}_{\perp}), \quad \mathbf{u} = \mathbf{v}_e - \mathbf{v}_i, \quad (15)$$

$$\mathbf{R}_2 = -0,71 \nabla_{\parallel} (\delta T_e) - 1,5 \frac{\nu_e}{\omega_{He}} [\mathbf{h} \nabla (\delta T_e)];$$

$$q_1^e = -\mathbf{u}_{\parallel} \nabla_{\parallel} (\delta T_e) - \mathbf{u}_{\perp} \nabla_{\perp} (\delta T_e) - \frac{5}{3} \frac{T_e}{m \omega_{He}} [\mathbf{h} \nabla (\delta T_e)],$$

$$q_2^e = 0,71 T_e \mathbf{u}_{\parallel} + \frac{3}{2} \frac{T_e \nu_{ei}}{\omega_{He}} [\mathbf{h} \mathbf{u}_{\perp}], \quad (16)$$

$$q_i = -\mathbf{u}_{\parallel} \nabla_{\parallel} (\delta T_i) - \mathbf{u}_{\perp} \nabla_{\perp} (\delta T_i) + \frac{5}{3} \frac{T_i}{M \omega_{Hi}} [\mathbf{h} \nabla (\delta T_i)],$$

где

\* Уравнения для  $(\mathbf{v}_i)'_t$ ,  $(\delta T_i)'_t$ , строго говоря, применимы только при  $\nu_{im} \ll \nu_{ii}$ . Однако, даже если  $\nu_{im} \gtrsim \nu_{ii}$  (но  $\nu_{em} \ll \nu_{ei}$ ), система (12)–(16) остается в силе, так как в этом случае  $\delta T_i \ll \delta T_e$ . Поэтому уравнение для  $(\delta T_i)_t$  выпадает, а в уравнении для  $(\mathbf{v}_i)'_t$  не возникают лишние члены типа ионной термосилы.

$$\nu_{e \parallel} = 3,16 \frac{NT_e}{m v_{ei}}, \quad \nu_{e \perp} = 4,66 \frac{NT_e v_{ei}}{m \omega_{He}^2}, \quad \nu_{i \parallel} = 3,9 \frac{NT_i}{M v_{ii}},$$

$$\nu_{i \perp} = 2 \frac{NT_i v_{ii}}{M \omega_{Hi}^2}, \quad \delta P_{e,i} = N \delta T_{e,i} + T_{e,i} \delta N_{e,i}, \quad \delta_{ei} = \frac{2m}{M}.$$

Выражения для сил кинематической вязкости  $R_{\text{вяз}}^{e,i}$  приведены в [10]. Система уравнений (12)–(14) становится замкнутой при добавлении уравнений Максвелла для потенциального электрического поля  $E_{\text{НЧ}}$ , возникающего при разделении зарядов. Однако при условии

$$kD_{i,e} \ll 1 \quad (17)$$

( $D_a$  — дебаевский радиус частиц) это разделение мало и уравнение Максвелла заменяется условием квазинейтральности:

$$\delta N_e = \delta N_i = \delta N. \quad (18)$$

Из (12) и (18) следует совпадение проекций скоростей частиц на направление  $\mathbf{k}$ :

$$\mathbf{k}v_e = \mathbf{k}v_i = kv = \tilde{\Omega} \frac{\delta N}{N}. \quad (19)$$

Введем для удобства параметры  $\xi_a$ , аналогичные  $(c_p/c_v - 1)$  в равновесной термодинамике:

$$\xi_a = \frac{N}{T_a} \frac{\delta T_a}{\delta N}. \quad (20)$$

Выражая с их помощью градиенты давлений и термосилу  $R_2$  в уравнениях (13):

$$\nabla(\delta P_a) = -ikNT_a(1 + \xi_a) \frac{kv}{\tilde{\Omega}}, \quad \nabla(\delta T_e) = -ikT_e \xi_e \frac{kv}{\tilde{\Omega}}, \quad (21)$$

получим замкнутую систему уравнений (13)–(19), из которой можно исключить  $E_{\text{НЧ}}$ . Условие существования ненулевого решения системы приводит к некоторому промежуточному дисперсионному уравнению с неизвестными пока  $\xi_{i,e}$ . Оно имеет вид

$$\tilde{\Omega} = -i \frac{(k_{\perp} \rho_e)^2 v_e}{2} \left[ (A + B) \left( 1 + \frac{T_i}{T_e} + \xi_e + \frac{T_i}{T_e} \xi_i \right) + (0,71B - 1,5) \xi_e \right] \quad (22)$$

(выражения для  $A, B$  приведены ниже). Заметим, что при условиях (4), (10), (11) силы взаимного трения электронов с нейтралами, кинематическая вязкость электронов и недиагональные компоненты силы ионной вязкости оказываются несущественными. При получении (22) также использовалось очевидное условие  $m v_{ea} \ll M v_{ia}$ .

Все компоненты скоростей частиц  $v_a$  (а следовательно, и относительных скоростей  $\mathbf{u}$ ) могут быть выражены через  $v$  и  $\xi_e v$  ( $\xi_i$  выражается через  $\xi_e$  с помощью (22)). Используя (19), (20), можно выразить компоненты «аномального» потока тепла  $q_2^e$  (16) через  $\delta N, \delta T_e$ . Подставляя полученные выражения в уравнения теплового баланса (14), при учете (9) можно определить  $\xi_{i,e}$  (20).

После этого из (22) получим окончательное дисперсионное уравнение:

$$\tilde{\Omega} \left[ \tau + \frac{2}{(k_{\perp} \rho_e)^2 v_e} \right] = -i \left[ \left( 1 + \frac{T_i}{T_e} \right) (A+B) + \frac{\omega_0}{v_T} U \rho e^{i\varphi} \right], \quad (23)$$

$$A = 1 + \frac{P^2}{a}, \quad B = \frac{P^2}{0,51 + P^2/b}, \quad P = \frac{\omega_{He}}{v_e} \operatorname{ctg} \theta,$$

$$a = \frac{M \tilde{v}_1}{m v_e}, \quad b = \frac{M \tilde{v}_2}{m v_e},$$

$$v_T = \frac{3}{2} \frac{\delta_{el} v_{el} (\tilde{v}_3 + \tilde{v}_4) + \tilde{v}_3 \tilde{v}_4}{(A+1,71B-1,5)(\delta_{el} v_{el} + \tilde{v}_3) + (A+B)\delta_{el} v_{el}},$$

$$\tau = \frac{A+1,71B-1,5}{(A+B)v_T} + \frac{2}{3} \frac{T_i}{T_e} \frac{(2A+2,71B-1,5)\delta_{el} v_{el} + (A+B)\tilde{v}_4}{\delta_{el} v_{el} (\tilde{v}_3 + \tilde{v}_4) + \tilde{v}_3 \tilde{v}_4},$$

$$\tilde{v}_a = v_a - i \tilde{\Omega},$$

$$v_1 = v_{im} + v_{ii} [0,64(k_{\parallel} l_i)^2 + 0,6(k_{\perp} \rho_i)^2], \quad (24)$$

$$v_2 = v_{im} + 0,15 v_{ii} (1 + 3 \cos^2 \theta) (k \rho_i)^2,$$

$$v_3 = v_{im} + v_{ii} \left[ 1,3 (k_{\parallel} l_i)^2 + \frac{2}{3} (k_{\perp} \rho_i)^2 \right],$$

$$v_4 = \delta_{em} v_{em} + v_e (k_{\perp} \rho_e)^2 \left( 1,55 + 1,05 P^2 + \frac{0,71B + 0,17AB - 0,75}{A+B} \right).$$

Величины  $v_1$ ,  $v_2$  связаны с ионной вязкостью,  $v_3$ ,  $v_4$  определяют тепловые потери соответственно ионов и электронов вследствие теплопроводности и теплообмена с нейтральными частицами. Первое слагаемое в квадратных скобках в (23) описывает изменение давления плазмы вследствие изменения концентрации частиц, а второе связано с нелинейным разогревом электронов в поле биений ВЧ-волн.

### 3. АНАЛИЗ ДИСПЕРСИОННОГО УРАВНЕНИЯ

Из (23) видно, что в общем случае НЧ-колебания являются периодическими:  $\Omega \neq 0$ . Апериодическая неустойчивость может быть только, если  $\sin \varphi = 0$ . Последнее, из-за конечной длины волны накачки, возможно лишь при некоторых определенных направлениях  $k$ .

Рассмотрим вначале апериодическую неустойчивость. Заметим, что может существовать некоторый критический угол  $\theta = \theta_{kp}$ ,  $\cos \theta_{kp} \sim \sim v_e / \omega_{He}$ , при переходе через который величина  $v_T$ , обращаясь в бесконечность, изменяет знак. Такая особенность связана с наличием поперечной части у термосилы  $R_2$  (15). Рассмотрим строго поперечное возбуждение  $k_{\parallel} = 0$  ( $A = 1$ ,  $B = 0$ ). При условиях (4), (10) поперечное магнитному полю движение частиц можно рассматривать как дрейф в направлении, ортогональном приложенной силе. Сила взаимного трения электронов и ионов  $R$  (15), приводящая к их дрейфу с одинаковой скоростью (19) вдоль  $k$ , состоит из члена  $R_1$ , пропорционального относительной скорости движения частиц, и термосилы  $R_2$ . Относительная скорость электронов и ионов в направлении, ортогональном  $H$  и  $k$ , определяется, в свою очередь, суммой сил, действующих на оба сорта час-

тиц в направлении  $\mathbf{k}$ , т. е. градиентом полного давления плазмы  $\nabla(\delta P_e + \delta P_i) = N \nabla(\delta T_e + \delta T_i) + (T_e + T_i) \nabla(\delta N)$ .

Для возникновения апериодической неустойчивости нужно, чтобы движение частиц вдоль  $\mathbf{k}$  было направлено в сторону увеличения их концентрации, а для этого необходимо обратить знак  $R$ . При отсутствии термосилы для этого требовался бы инверсный нелинейный разогрев электронов  $\varphi = \pi$ . Нетрудно убедиться, что учет термосилы приводит к обратному знаку перед слагаемым  $\sim \nabla(\delta T_e)$  в  $R$  (см., например, при  $A=1$ ,  $B=0$  промежуточное дисперсионное уравнение (22), где первое и второе слагаемые в квадратных скобках связаны соответственно с градиентом давления и термосилой). Если  $v_3 > \delta_{ei} v_{ci}$  (т. е.  $|\delta T_e| > > |\delta T_i|$ ), то для возникновения неустойчивости требуется прямой нелинейный разогрев  $\varphi = 0$ . При отходе от строгой поперечности эффективный вклад поперечной термосилы резко уменьшается, и при  $\theta = \theta_{kp}$  ( $v_T = \infty$ ) он полностью компенсируется градиентом давления — неустойчивость при этом не возбуждается. Присо  $\cos \theta > \cos \theta_{kp}$  ( $v_T > 0$ ) апериодическая неустойчивость возникает уже при инверсном разогреве  $\varphi = \pi$ . Ее порог определяется обращением в нуль правой части уравнения (23). Видно, что вне окрестности критического угла  $v_T$  определяется, в основном, тепловыми потерями, и порог оказывается ниже, чем в случае стрикционной апериодической неустойчивости [3], при которой  $U_{\text{пор}} \sim v_e/\omega_0$ .

Для анализа удобно выделить две предельные ветви НЧ-колебаний: квазипротодальную,

$$\cos^2 \theta \gg \max \left( \frac{v_e |v_1|}{\omega_{He} \omega_{Hi}}, \frac{|v_1 v_2|}{\omega_{Hi}^2} \right), \quad (25)$$

и квазипоперечную,

$$\cos^2 \theta \ll \frac{v_e |v_1|}{\omega_{He} \omega_{Hi}}. \quad (26)$$

При квазипротодальных колебаниях частицы движутся преимущественно вдоль  $\mathbf{H}$ , скорости ионов и электронов примерно равны, их взаимное трение несущественно.

При квазипоперечных колебаниях частицы совершают дрейфовое движение поперек магнитного поля. Важную роль начинает играть взаимное трение электронов и ионов (включая термосилу).

В ионосфере ниже максимума  $F$ -слоя

$$v_{im} \geq v_{ii}. \quad (27)$$

Если, кроме того,

$$\delta_{em} v_{em}, \delta_{ei} v_{ei} \ll v_e \max [(k_{\parallel} l_e)^2, (k_{\perp} r_e)^2], \quad (28)$$

то для квазипротодальных колебаний на пороге возбуждения апериодической неустойчивости имеем

$$\frac{E_{\text{пор}}^2}{4\pi N T_e} \approx \frac{1,6}{\rho} \left( 1 + \frac{T_i}{T_e} \right) (k_{\parallel} l_e)^2 \frac{v_e}{\omega_0}. \quad (29)$$

Для инкремента нарастания вблизи порога получаем

$$\gamma = \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{T_i}{T_e} \right) v_{im} \left[ \frac{1}{3} \frac{T_i}{T_e} + \frac{M v_{im}^2}{m v_e^2 (k_{\parallel} l_e)^2} \right]^{-1} \left( \frac{E_0^2}{E_{\text{пор}}^2} - 1 \right). \quad (30)$$

Аналогично при  $\cos^2 \theta \ll v_e^2 / \omega_{He}^2$

$$\frac{E_{\text{поп}}^2}{4\pi N T_e} = \frac{2,4}{\rho} \left( 1 + \frac{T_i}{T_e} \right) (k_{\perp} \rho_e)^2 \frac{\nu_e}{\omega_0}, \quad (31)$$

$$\gamma = \frac{(k \rho_e)^2 \nu_e \nu_{im}}{(3,4 + 1,25 T_i/T_e) \nu_{im} + (2T_i/3T_e) (k_{\perp} \rho_e)^2 \nu_e} \left( \frac{E_0^2}{E_{\text{поп}}^2} - 1 \right).$$

Выражения (29) — (31), полученные при условиях (27), (28), качественно согласуются с формулами (16) — (20) работы [5] (здесь  $\rho = |\mathbf{a}_0 \mathbf{a}|^2$ ). Некоторые количественные расхождения связаны с использованием в настоящей работе более полной системы гидродинамических уравнений переноса для случая сильно ионизированной плазмы [10].

Рассмотрим более подробно квазипротодольные колебания (25). Дисперсионное уравнение в этом случае имеет вид

$$\tilde{\Omega} \left[ \tilde{\Omega} + i \nu_1 + \frac{2}{3} i \frac{L}{Q} (kv_{3B})^2 \right] = (kv_{3B})^2 \left[ 1 + \frac{2}{3} \frac{U \omega_0 \rho e^{i\varphi} R}{(1 + T_i/T_e) Q} \right], \quad (32)$$

$$L = 2\delta_{ei} \nu_{el} + \frac{T_e \tilde{\nu}_3 + T_i \tilde{\nu}_4}{T_e + T_i}, \quad \nu_{3B}^2 = \frac{T_e + T_i}{M} \cos^2 \theta,$$

$$Q = \delta_{ei} \nu_{el} (\tilde{\nu}_3 + \tilde{\nu}_4) + \tilde{\nu}_3 \tilde{\nu}_4,$$

$$R = 2\delta_{ei} \nu_{el} + \tilde{\nu}_3.$$

Обратим внимание на то, что входящие в  $L$ ,  $Q$ ,  $R$  величины  $\tilde{\nu}_3$ ,  $\tilde{\nu}_4$  учитывают нестационарность в уравнениях теплового баланса (14). Они связаны с соответствующими диссипативными параметрами  $\nu_3$ ,  $\nu_4$  соотношениями  $\tilde{\nu}_{3,4} = \nu_{3,4} - i\tilde{\Omega}$  (см. (24)).

Рассмотрим случай коротких волн и достаточно редких соударений\*:

$$\delta_{ei} \nu_{el} + \nu_{im} \ll kv_{3B} \ll \nu_{ii}. \quad (33)$$

Уравнение (32) в отсутствие накачки описывает слабозатухающую потенциальную медленную магнитозвуковую волну с фазовой скоростью  $\sim v_{3B}$ . Третье слагаемое в левой части (32) связано с изменением температуры вследствие совершения газом работы при изменении его объема (см. члены  $\sim (\delta N)'_t$  в уравнениях (14)). Этот эффект может оказать заметное влияние на возбуждение колебаний в оклопороговой области.

Рассмотрим при условии (33) апериодическую неустойчивость. Она возникает при инверсном разогреве  $\varphi = \pi$ . При превышении мощности накачки над пороговой

$$\frac{E_{\text{поп}}^2}{4\pi N T_e} = \frac{3}{2\rho\omega_0} \left( 1 + \frac{T_i}{T_e} \right) \nu_4 \frac{\delta_{ei} \nu_{el} + \nu_3}{2\delta_{ei} \nu_{el} + \nu_3}$$

изменение концентрации частиц  $\delta N$  сопровождается противоположным по знаку изменением суммарного давления плазмы  $(\delta P_e + \delta P_B)$ . Здесь и ниже использовано то, что при условии (33)

\* В ионосфере такой случай может осуществляться выше максимума  $F$ -слоя при  $h \gtrapprox 400$  км

$$\nu_4 \gg \delta_{ei} \nu_{ei} + \nu_3 + \gamma,$$

$$q = \frac{k v_{3B}}{\delta_{ei} \nu_{ei} + \nu_3} \gg 1.$$

На начальной стадии развития неустойчивости, когда  $\gamma \ll \nu_4$ , из (32), (33) получим следующее кубическое уравнение:

$$x^3 + x^2 + q^2 \left( 1 + \frac{2}{3} \frac{T_i}{T_i + T_e} \right) \left( 1 - \frac{E_0^2}{E_1^2} \right) x + 1 - \frac{E_0^2}{E_{\text{пор}}^2} = 0, \quad (34)$$

$$x = \frac{\gamma}{\delta_{ei} \nu_{ei} + \nu_3}, \quad E_1^2 = E_{\text{пор}}^2 \left( 1 + \frac{2}{3} \frac{T_i}{T_i + T_e} \right) \frac{2\delta_{ei} \nu_{ei} + \nu_3}{\delta_{ei} \nu_{ei} + \nu_3}.$$

При небольшом превышении мощности накачки над пороговой  $E_{\text{пор}}^2 \leq E_0^2 < E_1^2$  отмеченный выше эффект охлаждения плазмы при ее расширении существенно противодействует инверсному нелинейному разогреву электронов, инкремент при этом увеличивается слабо. Пренебрегая членами  $\sim \gamma^2, \gamma^3$ , получим из (34)

$$\gamma = (2\delta_{ei} \nu_{ei} + \nu_3) \frac{E_0^2 - E_{\text{пор}}^2}{E_1^2 - E_0^2}.$$

Инерция ионов на этой стадии несущественна, и процесс носит диффузионный характер. При  $E_0 \approx E_1$  инкремент по порядку величины сравнивается с обратным временем ионных тепловых потерь  $\sim (\delta_{ei} \nu_{ei} + \nu_{im})$ . Эффект уменьшения температуры вследствие совершения ионным газом работы при его расширении приходит к насыщению и перестает компенсировать нелинейный разогрев. Здесь происходит резкое возрастание инкремента. Аппроксимируя  $\gamma(E_0^2)$  в окрестности точки перегиба  $E_0 = E_1$  линейной функцией, получим из (34)

$$\gamma \sim (\delta_{ei} \nu_{ei} + \nu_3) q^{2/3} \left[ 1 + \beta q^{2/3} \left( \frac{E_0^2}{E_1^2} - 1 \right) \right], \quad \beta \geq 1.$$

При дальнейшем усилении накачки начинает играть роль инерция ионов и процесс приобретает звуковой характер:

$$\gamma \sim k v_{3B} \left( \frac{E_0^2}{E_1^2} - 1 \right)^{1/2}.$$

При  $\gamma \gg k v_{3B}$  вместо (34) получим из (32) уравнение

$$\gamma^2 (\gamma + \nu_4) = \frac{2}{3} (k v_{3B})^2 \frac{\rho U \omega_0 (2\delta_{ei} \nu_{ei} + \nu_3)}{(1 + T_i/T_e) (\delta_{ei} \nu_{ei} + \nu_3)},$$

из которого видно, что, когда инкремент превышает обратное время тепловых потерь электронов  $\nu_4$ , его дальнейший рост замедляется:

$$\gamma \sim (\rho U \omega_0)^{1/3} (k v_{3B})^{2/3}.$$

Заметим, что всюду в рассматриваемом случае (33) ионная вязкость  $\nu_1$  не играет роли.

Периодическая неустойчивость в условиях (33) возникает, если

$-\frac{\pi}{2} < \varphi < \pi$  (при приближении  $\varphi$  к  $-\frac{\pi}{2}$  порог резко увеличивается, а при  $-\pi < \varphi \ll -\frac{\pi}{2}$  неустойчивость не возбуждается).

Минимальный порог (он отвечает  $\varphi = \frac{\pi}{2}$ ) оказывается ниже, чем в случае апериодической неустойчивости:

$$\frac{E_{\text{пор}}^2}{4\pi NT_e} = \frac{T_i}{\rho(T_i + T_e)} \left[ \frac{(\delta_{et} v_{et} + v_3)}{\Omega_{\text{пор}}} \frac{v_4}{\omega_0} + \frac{T_e}{T_i} \frac{\Omega_{\text{пор}}}{\omega_0} \right] \ll \frac{3}{\rho} \frac{v_4}{\omega_0},$$

$$\Omega_{\text{пор}} = kv_{\text{шв}} \left( 1 + \frac{2}{3} \frac{T_i}{T_i + T_e} \right)^{1/2}.$$

При этом в плазме возбуждается собственная медленная магнитозвуковая волна. Нелинейный разогрев только компенсирует слабые тепловые потери и не изменяет фазовой скорости волны  $\Omega_{\text{пор}}/k$ , которая соответствует в этом случае адиабатическому процессу для ионов и изотермическому для электронов.

Полный анализ периодической неустойчивости в квазипротодольном случае достаточно сложен. Поэтому ограничимся несколькими замечаниями. Наибольший рост инкремента соответствует апериодической неустойчивости. Как правило, чем больше фазовая скорость возбуждающихся волн, тем медленней растет инкремент при усилении накачки. В условиях (33) даже возможна ситуация, когда при увеличении мощности накачки выше определенного уровня инкремент начинает убывать. У неустойчивости при этом существует второй порог, выше которого данная ветвь колебаний не возбуждается.

Перейдем теперь к рассмотрению квазипоперечных (26) колебаний. Инерция ионов здесь не играет роли, и процесс всегда носит диффузионный характер.

Ограничимся для простоты случаем

$$v_{ii} \sim v_{im} \gg [(k_{\parallel} l_e)^2 + (k_{\perp} \rho_e)^2] v_e. \quad (35)$$

Из (23), (26), (35) получаем следующее дисперсионное уравнение:

$$-\tilde{\Omega}^2 - i\chi \tilde{\Omega} v_e + (\psi + \lambda e^{i\varphi}) v_e^2 = 0, \quad (36)$$

$$\chi = \zeta_1 + \zeta_3 + \zeta_4, \quad \psi = \zeta_1 \zeta_3 - \zeta_2 \zeta_4, \quad \lambda = \frac{\omega_0}{v_e} \rho \zeta_4 U,$$

$$\zeta_1 = \left( 1 + \frac{T_i}{T_e} \right) [0,98 (k_{\parallel} l_e)^2 + 0,5 (k_{\perp} \rho_e)^2],$$

$$\zeta_2 = \left( 1 + \frac{T_i}{T_e} \right) [0,7 (k_{\parallel} l_e)^2 - 0,75 (k_{\perp} \rho_e)^2],$$

$$\zeta_3 = 1,82 (k_{\parallel} l_e)^2 + 1,05 (k_{\perp} \rho_e)^2 + \frac{\delta_{em} v_{em}}{v_e},$$

$$\zeta_4 = \frac{2}{3} \frac{\zeta_1 + \zeta_2}{1 + T_i/T_e} = 1,12 (k_{\parallel} l_e)^2 - 0,17 (k_{\perp} \rho_e)^2,$$

$$|\zeta_a| \ll 1.$$

Заметим, что (36) совпадает с дисперсионным уравнением, полученным в [9] для случая мелкомасштабной неустойчивости.

На пороге возбуждения имеем

$$\Omega_{\text{пор}} = \frac{\gamma_e}{2} [\gamma \operatorname{ctg} \varphi + (\chi^2 \operatorname{ctg}^2 \varphi + 4\psi)^{1/2}], \quad \frac{E_{\text{пор}}^2}{4\pi N T_e} = \frac{\chi \Omega_{\text{пор}}}{\zeta_4 \rho \omega_0 \sin \varphi},$$

$$\cos \theta_{kp} = 0,39 \frac{\gamma_e}{\omega_{He}}.$$

При произвольной мощности накачки

$$\Omega = \frac{\gamma_e}{2} [2\lambda \cos \varphi - \sigma + (4\lambda^2 + \sigma^2 - 4\lambda\sigma \cos \varphi)^{1/2}]^{1/2},$$

$$\gamma + \frac{\chi}{2} = \frac{\gamma_e}{2} [\sigma - 2\lambda \cos \varphi + (4\lambda^2 + \sigma^2 - 4\lambda\sigma \cos \varphi)^{1/2}]^{1/2},$$

$$\sigma = \frac{\chi^2}{2} - 2\psi = \frac{(\zeta_1 - \zeta_3 - \zeta_4)^2}{2} + 3 \left(1 + \frac{T_i}{T_e}\right) \zeta_4^2.$$

Всегда  $\psi, \sigma > 0$ , поэтому в отсутствие накачки, как и следует ожидать, имеются только апериодически затухающие моды.

Пороговая мощность велика в окрестности критического угла, а также при  $\varphi \rightarrow -\pi$ , если  $\cos \theta < \cos \theta_{kp}$ , и  $\varphi \rightarrow 0$ , если  $\cos \theta > \cos \theta_{kp}$ . В остальных случаях

$$\frac{E_{\text{пор}}^2}{4\pi N T_e} \sim [(k_{\parallel} l_e)^2 + (k_{\perp} \rho_e)^2] \frac{\gamma_e}{\omega_0} + \frac{\delta_{em} \gamma_{em}}{\omega_0} \ll \frac{\gamma_e}{\omega_0}.$$

Для пороговой мощности накачки и инкремента нарастания вблизи порога апериодической неустойчивости имеем [9]

$$\frac{E_{\text{пор}}^2}{4\pi N T_e} = \frac{\gamma_e}{\omega_0} \frac{\psi}{\rho |\zeta_4|}, \quad \gamma = \gamma_e \left( \frac{E_0^2}{E_{\text{пор}}^2} - 1 \right) \frac{\psi}{\chi}.$$

Из рассмотренных примеров видно, что неустойчивость носит в общем случае периодический характер. Могут возбуждаться диффузионные колебания, а при  $\gamma_{im} \ll \gamma_{ii}$  также и колебания звукового типа. Как правило, диссипативная апериодическая неустойчивость обладает более низким порогом по сравнению со стрикционной.

Однако важно отметить, что проведенное в настоящей работе рассмотрение пригодно лишь для пространственно-однородной плазмы. Неоднородность реальной ионосферы важна и существенно изменяет условия возбуждения диссипативной параметрической неустойчивости [12].

В заключение автор выражает благодарность В. В. Васькову и А. В. Гуревичу за обсуждение, ценные советы и замечания.

## ЛИТЕРАТУРА

1. У. Ф. Атлот, ТИИЭР, 63, № 7, 35 (1975).
2. В. В. Васьков, А. В. Гуревич, ЖЭТФ, 69, № 1, 176 (1975).
3. В. П. Силин, Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму, изд. Наука, М., 1973.
4. F. W. Perkins, Radio Sci., 9, № 11, 1065 (1974).

5. С. М. Грач, В. Ю. Трахтенгерц, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, **18**, № 9, 1288 (1975).
6. В. Г. Маханьков, В. Н. Цытович, ЖЭТФ, **56**, № 6, 1872 (1969).
7. В. Г. Маханьков, Б. Г. Щинов, ЖЭТФ, **57**, № 3 (9), 877 (1969).
8. R. L. Berger, M. V. Goldman and D. F. Dubois, Phys Fluids, **18**, № 2, 207 (1975).
9. Я. С. Димант, Геомагнетизм и аэрономия, **17**, № 3, 528 (1977).
10. С. И. Брагинский, Вопросы теории плазмы, вып. 1, Госатомиздат, М., 1963, стр. 183.
11. А. В. Гуревич, А. Б. Шварцбург, Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере, изд. Наука, М., 1973.
12. С. М. Грач, Н. А. Митяков, В. О. Рапопорт, В. Ю. Трахтенгерц, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, **20**, № 12, 1826 (1977).

Физический институт им. П. Н. Лебедева  
АН СССР

### DISSIPATIVE PARAMETRIC INSTABILITY IN A STRONGLY IONIZED PLASMA

*Ya. S. Dimant*

A linear stage of parametric excitation of plasma collisional type inhomogeneities in the field of a powerful electromagnetic wave is investigated. A general dispersion equation is derived which describes excitation of dissipative oscillation in a strongly ionized magnetized plasma. Particular cases have been analysed. In the general case the instability is shown to be of periodic character. The diffusion-type oscillations and slow magneto-sound waves are excited.

УДК 551.510.535

## РАСЧЕТ ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ ОБЛАСТИ $F$ , НАГРЕТОЙ ПОЛЕМ МОЩНОЙ РАДИОВОЛНЫ

*Ю. А. Игнатьев, З. Н. Кротова, Э. Е. Митякова*

Рассмотрено влияние на электронную концентрацию нагрева области  $F$  ионосферы полем мощной радиоволны. Распределение температуры в области отражения радиоволны выбиралось в виде гауссовой функции. При расчетах возмущенных значений электронной концентрации учитывалась высотная зависимость параметров ионосферы. Получено, что при воздействии мощных радиоволн концентрация электронов в области  $F$  уменьшается. Возмущения концентрации возрастают при приближении области отражения волны греющего передатчика к максимуму  $F$ -слоя

Под воздействием мощного электрического поля радиоволн коротковолнового (КВ) диапазона температура электронов  $T$  ионосферы возрастает [1]. В частности, она сильно возрастает в области отражения радиоволны, где происходит существенное «разбухание» поля. На тех высотах области  $F$ , где концентрация электронов  $N_0$  в магнитогидродинамическом приближении определяется процессами диффузии, нагрев электронного газа приводит к уменьшению концентрации в возмущенной области [1, 2]. Из условия сохранения давления можно получить связь возмущений концентрации  $\Delta N$  и возмущений температуры  $\Delta T$ :

$$\frac{\Delta N}{N_0} \approx -\frac{1}{2} \frac{\Delta T}{T_0} \quad \text{для случая слабого нагрева } (\Delta T \ll T_0, |\Delta N| \ll N_0).$$

Повышение мощности радиопередатчиков КВ-диапазона за последние годы вызвало серию работ по экспериментальному исследованию искусственного нагрева электронного газа слоя  $F$  (см., например, [3–8]). В этой связи встает необходимость детальных расчетов параметров возмущенной области для конкретных изменений  $\Delta T$  температуры электронов в поле мощной радиоволны. В данной работе приводятся результаты расчетов профиля электронной концентрации области  $F$ , возмущенной большими потоками мощности. Считается, что мощная радиоволна вызывает возмущение температуры электронов  $T(z)$  в некоторой области вблизи уровня отражения. В отличие от [9] при расчетах изменений профиля электронной концентрации за счет нагрева дневной ионосферы до определенной температуры учитывается высотная зависимость как коэффициента диффузии, так и фотохимических процессов.

В стационарном случае значение электронной концентрации слоя  $F$  определяется уравнением непрерывности:

$$\frac{d}{dz} \left[ \frac{1}{M \nu_i} \frac{d(N_0 T_0)}{dz} + \frac{N_0 g}{\nu_i} \right] = I - \beta N_0. \quad (1)$$

Здесь  $N_0$  — концентрация электронов,  $T_0$  — их температура,  $\nu_i$  — частота столкновений ионов с молекулами,  $g$  — ускорение свободного падения,  $M$  — масса ионов,  $I(z)$  — функция ионообразования,  $\beta$  — коэффициент

потерь. На высотах области  $F$  доминирующую роль в фотохимических реакциях играют ионно-обменные реакции, поэтому слагаемое, учитывавшее исчезновение электронов, берется в линейном виде  $\beta N_0$ . Индекс «0» относится к значениям концентрации и температуры электронов без учета влияния нагрева области  $F$  полем мощных радиоволн. При расчетах выбирались следующие зависимости параметров ионосферы от высоты  $z$ :

$$\begin{aligned} \nu_i &= \nu_0 \exp \left\{ -\frac{(z - z_0)}{H} \right\}, \\ \beta &= \beta_0 \exp \left\{ -\frac{2(z - z_0)}{H} \right\}, \\ N_0 &= N_0^0 \exp \left\{ -\left( \frac{z - z_m}{z_N} \right)^2 \right\}, \\ T_0 &= T_0^0 [1 + A(z - z_0)], \end{aligned} \quad (2)$$

где  $H$  — высота однородной атмосферы,  $z_m$  — высота максимума области  $F$  в данной модели,  $z_N$  — полутолщина области  $F$ ;  $\nu_0$ ,  $\beta_0$ ,  $N_0^0$  и  $T_0^0$  — значения ионосферных параметров на уровне  $z = z_0$ ,  $A T_0^0$  — градиент невозмущенного профиля температуры электронов.

Полагаем, что мощная возмущающая радиоволна отражается вблизи уровня  $z = z_1$ . При этом нагрев электронного газа происходит в области с характерным масштабом  $L_T$  [10]. Тогда при воздействии больших потоков мощности на область  $F$  ионосферы высотная зависимость электронной температуры  $T > T_0$  выбиралась в виде гауссовой функции

$$T(z) = T_0(z) + \Delta T(z) = T_0(z) + T_1 \exp \left\{ -\left( \frac{z - z_1}{L_T} \right)^2 \right\}. \quad (3)$$

При расчетах возмущенного профиля  $N(z) = N_0(z) + \Delta N(z)$  электронной концентрации пользовались уравнением

$$\frac{d}{dz} \left[ \frac{1}{M \nu_i} \frac{d(NT)}{dz} + \frac{Ng}{\nu_i} \right] = I - \beta N. \quad (4)$$

Данное выражение получено из (1) заменой  $N_0$  на  $N$  и  $T_0$  на  $T$ . Функция ионизации  $I$ , частота столкновений  $\nu_i$  и коэффициент потерь  $\beta$  предполагались не зависящими от электронной температуры  $T$ . В последнее время появилось мнение о зависимости скорости ионно-молекулярных реакций от  $T$  [11] через изменение колебательной температуры атмосферных молекул. Однако для высот области  $F$  эта зависимость невелика [12] и в наших расчетах не учитывалась. Функция ионообразования  $I(z)$  определялась из уравнения (1) после подстановки в него ионосферных параметров, задаваемых высотными зависимостями (2).

Уравнение (4), определяющее значение электронной концентрации при нагреве области  $F$  в поле мощной радиоволны до температуры  $T(z)$ , было рассчитано на ЭВМ для фиксированных граничных условий:

$$\begin{aligned} N(z = z_0) &= N_0(z = z_0) = N_0^0 \exp \left\{ -\left( \frac{z_0 - z_m}{z_N} \right)^2 \right\}, \\ N(z = z_2) &= N_0(z = z_2) = N_0^0 \exp \left\{ -\left( \frac{z_2 - z_m}{z_N} \right)^2 \right\}. \end{aligned} \quad (5)$$

Высоты  $z_0 = 180 \text{ км}$  и  $z_2 = 380 \text{ км}$ , на которых полагали профиль электронной концентрации невозмущенным, выбирались достаточно далеко от уровня  $z_1$  отражения мощной радиоволны для выполнения граничных условий (5). Для проверки этого проводились расчеты с  $z_0 = 130 \text{ км}$ , которые показали, что результаты практически не отличаются от результатов расчетов с  $z_0 = 180 \text{ км}$ . При расчетах выбирались следующие параметры невозмущенной области  $F$  ионосферы, соответствующие дневным условиям:  $z_0 = 180 \text{ км}$ ,  $H = 45 \text{ км}$ ,  $v_0 = 5,5 \text{ см}^{-1}$ ,  $\beta_0 = 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ ,  $T_0^0 = 1100^\circ$ ,  $A = 5,5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ ,  $z_N = 90 \text{ км}$ ,  $z_m = 300 \text{ км}$ ,  $z_2 = 380 \text{ км}$ . Профили  $N(z)$  возмущенной ионосферы рассчитывались для случаев отражения мощной радиоволны от уровней  $z_1 = 230, 250, 280$  и  $300 \text{ км}$ . При этом считали, что характерный масштаб  $L_T$  меняется от 22 до 28 км [10].

В табл. 1 приведены значения  $N/N_0$  на уровне  $z_1$  максимального нагрева ионосферы до температуры  $T(z_1) = T_0(z_1) + T_1$ . Расчеты проводились для  $T_1/T_0 = 0,2; 0,3; 0,5$ . Это связано с тем, что аналитически

для слабого нагрева получено  $N/N_0 \approx 1 - \frac{1}{2} \frac{\Delta T}{T_0}$  (в данных обозначе-

ниях  $T_1 = \Delta T$  на уровне  $z = z_1$ ). Однако в таблице приведены значения  $N/N_0$  при  $T_1 = 600^\circ$  для всех используемых в расчетах высот отражения мощной радиоволны (последний вертикальный столбец таблицы).

Результаты расчетов показали, что с увеличением величины нагрева  $T_1/T_0$  концентрация в возмущенной области уменьшается. Так, на уровне максимума области  $F$  при нагреве электронного газа на величину от 20 до 50% электронная концентрация уменьшается на величину от 19 до 38%. При приближении высоты подогрева к максимуму области  $F$  несколько возрастает эффективность влияния мощной радиоволны на электронную концентрацию. Так, при  $T_1/T_0 = 0,3$   $N/N_0 = 0,179$  для  $z_1 = 230 \text{ км}$  и  $N/N_0 = 0,725$  для  $z_1 = 300 \text{ км}$ .

Таблица 1

$T_1/T_0$	0,2	0,3	0,5	$T_1 = 600^\circ$
$z_1, z_T, \text{км}$				
$z_1 = 300$ $z_T = 28$	$\frac{N}{N_0} = 0,81$	$\frac{N}{N_0} = 0,725$	$\frac{N}{N_0} = 0,62$	$\frac{N}{N_0} = 0,72$
$z_1 = 280$ $z_T = 27$	$\frac{N}{N_0} = 0,81$	$\frac{N}{N_0} = 0,74$	$\frac{N}{N_0} = 0,62$	$\frac{N}{N_0} = 0,7$
$z_1 = 250$ $z_T = 25$	$\frac{N}{N_0} = 0,81$	$\frac{N}{N_0} = 0,74$	$\frac{N}{N_0} = 0,63$	$\frac{N}{N_0} = 0,69$
$z_1 = 230$ $z_T = 22$	$\frac{N}{N_0} = 0,87$	$\frac{N}{N_0} = 0,79$	$\frac{N}{N_0} = 0,7$	$\frac{N}{N_0} = 0,72$

На рис. 1 приведены профили невозмущенной электронной концентрации  $N_0(z)$  (сплошная линия), описываемые зависимостью (2), и профили  $N(z)$  (точки) при нагреве ионосферы полем мощной радиоволны для  $T_1/T_0 = 0,2$  и  $z_1 = 230 \text{ км}, 300 \text{ км}$ .

Характерный масштаб  $L_N$  возмущения электронной концентрации ниже 250 км не велик, выше 250 км  $L_N$  быстро увеличивается. Это соответствует выводам, полученным в [10], что выше 250 км в возму-

щённой области устанавливается гидродинамически равновесное распределение концентрации.

В заключение оценим напряженность поля возмущающего передатчика КВ-диапазона на высоте  $z_1$ , необходимую для нагрева ионосферы на температуру  $T_1$ . При расчетах можно воспользоваться следующей приближенной формулой:  $T_1/T_0 \approx (E/E_p)^2$ , откуда находим  $E \approx \sqrt{T_1/T_0} E_p$  ( $E_p$  — «плазменное» поле). В табл. 2 приведены значения напряженности поля  $E$  ( $B/m$ ) на высоте 250 км, необходимые для нагрева ионосферы на температуру  $T_1$  мощным передатчиком на частоте  $\sim 5,75 M\Gamma\mu$ .

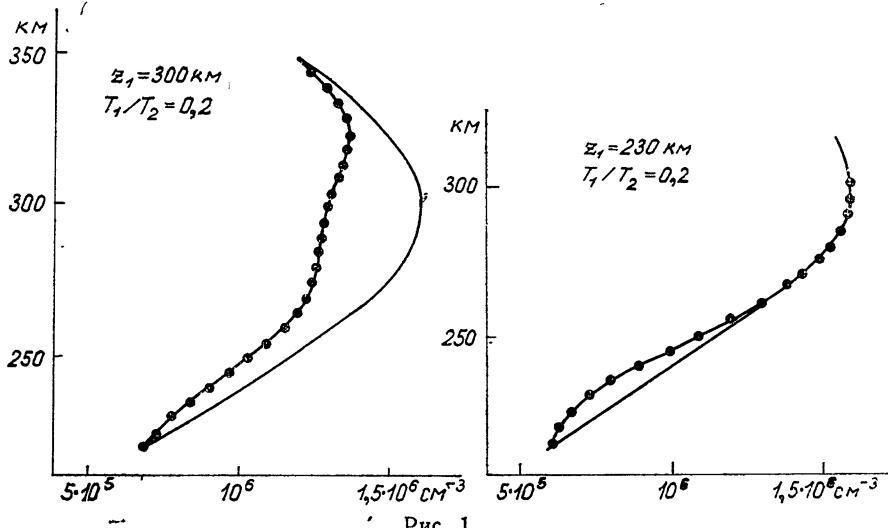


Рис. 1.

Первые эксперименты по воздействию мощным радиоизлучением на область  $F$  были проведены в Боулдерсе (США) и Аресибо (Пуэрто-Рико) [3–5]. В дальнейшем мощные передатчики для нагрева ионосферы были введены в строй в Горьком и Москве [7, 8, 13, 14]. В табл. 3 приведены данные указанных выше передатчиков: мощность  $P$  ( $MW$ ), эффективная мощность  $PG$  ( $MW$ ) с учетом коэффициента направленного действия  $G$  антенны, рабочая частота  $f$  ( $M\Gamma\mu$ ) и рассчитанные значения напряженности поля  $E$  ( $B/m$ ) на высоте  $\sim 250$  км,  $T_1/T_0$  и  $N/N_0$ .

Таблица 2

$T_1/T_0$	0,2	0,3	0,5
$E, B/m$	0,29	0,34	0,4

Таблица 3

	Боулдер	Аресибо	Горький	Москва
$P, MW$	1,8	0,1	0,2	0,2
$PG, MW$	100	25	30	20
$f, M\Gamma\mu$	5–10	5,62 4,6	5,75 4,6	1,4
$E, B/m$	0,27	0,19	0,21	0,17
$T_1/T_0$	0,2	0,1	0,12	1,36
$N/N_0$	0,81	0,95	0,94	0,32

Электрическое поле на высоте  $z$  вычислялось по формуле  $E(B/m) = \frac{0,3 \sqrt{PG}}{z}$ . Отношение  $N/N_0$  для случая  $T_1/T_0 = 0,1; 0,12$  и  $1,36$  рас-

считывалось, используя приближенную связь  $N/N_0 \approx 1 - \frac{1}{2} \frac{T_1}{T_0}$ . Для

московского передатчика, где по оценкам  $(E/E_p)^2 = 1,36$ , данное выражение не справедливо и значение  $N/N_0$  является весьма приближенным. Кроме того, в данных расчетах не учитывался эффект «насыщения» [15], наступающий при относительно большой величине  $(E/E_p)^2$ . Таким образом, существующие мощные передатчики КВ-диапазона для нагрева ионосферы могут создавать в слое F область пониженного значения электронной концентрации с  $\Delta N/N_0$  порядка  $10^{-2} - 10^{-1}$ .

Позднее будут приведены результаты расчетов самосогласованных уравнений для температуры и концентрации электронов при возмущении ионосферы мощным передатчиком КВ-диапазона.

## ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Гинзбург, А. В. Гуревич, УФН, **70**, 202 (1960).
2. D. T. Farley, J. Geophys. Res., **68**, 401 (1963).
3. W. F. Utlaaut, J. Geophys. Res., **75**, 6402 (1970).
4. I. D. Whitehead, J. Geophys. Res., **75**, 6417 (1970).
5. W. E. Gordon, J. Geophys. Res., **76**, 7008 (1971).
6. В. В. Беликович, Е. А. Бенедиктов, Г. Г. Гетманцев, Л. М. Ерухимов и др., УФН, **113**, 732 (1975).
7. Н. А. Митяков, В. О. Рапопорт, В. Ю. Трахтенгерц, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, **18**, № 1, 27 (1975).
8. В. В. Беликович, Е. А. Бенедиктов, Г. Г. Гетманцев, Ю. А. Игнатьев, Г. П. Комраков, Письма в ЖЭТФ, **22**, вып. 10, 497 (1975).
9. С. М. Савельев, В. Б. Иванов, Геомагнетизм и аэрономия, **16**, 356 (1976).
10. А. В. Гуревич, А. Б. Шварцбург, Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере, изд. Наука, М., 1973.
11. С. И. Козлов, Геомагнетизм и аэрономия, **16**, 58 (1976).
12. R. B. Cohen, J. Chem. Phys., **57**, 676 (1972).
13. В. В. Беликович, Е. А. Бенедиктов, Г. Г. Гетманцев, Ю. А. Игнатьев, Г. П. Комраков, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, **19**, № 7, 1084 (1976).
14. И. С. Шлюгер, УФН, **13**, 729 (1974).
15. В. В. Васьков, А. В. Гуревич, Геомагнетизм и аэрономия, **16**, № 6 (1976).

Научно-исследовательский радиофизический институт

## CALCULATION OF ELECTRON DENSITY OF F-REGION HEATED BY POWERFUL RADIOWAVE FIELD

*Yu. A. Ignat'ev, Z. N. Krotova, E. E. Mityakova*

The effect of heating the ionospheric F-region by the field of a powerful radio-wave upon the electron density is considered. The temperature distribution in the radio wave reflection region was chosen as the Gaussian function. The height dependence of the ionosphere parameters was taken into account in calculations of the disturbed values of the electron density. The electron density in F-region is obtained to decrease under the action of powerful radio waves. The density disturbances increase when the wave reflection region of a transmitter approaches the F-region maximum.

УДК 621.371.25

**ИССЛЕДОВАНИЯ НАДЗЕМНО-ВОЛНОВОДНОГО  
РАСПРОСТРАНЕНИЯ КОРОТКИХ РАДИОВОЛН НА ТРАССАХ,  
ПРОХОДЯЩИХ ЧЕРЕЗ ПОЛЯРНУЮ И СУБПОЛЯРНУЮ  
НОЧНУЮ ИОНОСФЕРУ**

*B. A. Бубнов, Ж. И. Герасимова, Ю. В. Киселев,  
С. М. Куприянов*

Рассмотрены результаты экспериментальных исследований по распространению коротких радиоволн на дальних и сверхдальних полярных и субполярных трассах.

Исследования проводились в ночное время зимних месяцев 1973—1975 гг. на частотах 13, 17 и 22,5 МГц по сигналам радиомаяков, удаленных на расстояния 6,5—12 тыс. км от пункта приема. Для периодов наблюдений прогнозируемые максимально применимые частоты на трассах были в 1,6—2,8 раза меньше наблюдаемых.

Было выявлено три преобладающих направления прихода радиосигналов: направление магнитного меридиана и два близкие к азимутам 70° и 290°.

Быстрые замирания, относительно невысокие уровни сигналов, а в некоторых случаях диффузная структура и значительная ширина сектора их прихода указывали на рассеянный характер принимаемых сигналов. Расчет траекторий радиоволн показал, что на исследуемых трассах возможно надземно-волноводное распространение. Анализ профилей радиотрасс указывает на захват радиоволн в канал за счет регулярных горизонтальных градиентов электронной концентрации.

На основании экспериментальных данных было сделано предположение, что вывод радиосигналов из канала происходит за счет изотропного рассеяния на неоднородностях слоев  $E_s$ , F-spread, а в некоторых случаях происходило, по-видимому, эффективное анизотропное рассеяние на неоднородностях авроральной зоны. Оценка потерь на трассах показала, что они находятся в пределах 58—73 дБ в зависимости от ориентации трасс и частоты.

Проблема распространения коротких радиоволн (КВ) в полярной и субполярной ионосфере является крайне актуальной, так как в высоких широтах наиболее ярко проявляются аномальные механизмы распространения КВ, которые объясняются наличием сложного пространственно-временного распределения электронной концентрации на этих широтах. Дальнее аномальное распространение КВ в полярных и приполярных областях в последние годы изучено достаточно хорошо [1—4], менее исследовано сверхдалекое распространение КВ через эти области. Экспериментальные исследования по кругосветным и обратным эхо-сигналам [5, 6] показывают, что оптимальные направления распространения этих сигналов обычно не пересекают авроральные зоны.

С другой стороны, на меридиональной трассе в периоды равноденствия с высокой вероятностью принимались кругосветные и обратные эхо-

сигналы [7]. Как показали теоретические расчеты [8], в этом случае возможно надземно-волноводное распространение радиосигналов через полярные области.

В работе [9] указывалось, что неоднородности высоколатитудной ионосферы могут быть использованы в качестве механизма возбуждения КВ-волноводов. Теоретические оценки возбуждения ионосферных волноводов путем рассеяния радиоволн на неоднородностях ионосферы проведены в работах [10–13].

Целью настоящих исследований явилось изучение возможностей дальнего и сверхдальнего распространения КВ с помощью надземно-волноводных каналов через полярную и субполярную ионосферу и влияния авроральных зон на условия захвата волны в канал и вывода из него.

Наблюдения проводились преимущественно в зимние месяцы 1973–1975 гг. в Ленинграде. При эксперименте с помощью высокоеффективной антенны, имеющей ширину главного лепестка  $10\text{--}15^\circ$ , принимались импульсные сигналы радиомаяков, находящихся на расстоянии 6,5–12 тыс. км от пункта приема и расположенных относительно равномерно в азимутальном секторе  $\pm 100^\circ$  по отношению к направлению на север. Радиосигналы принимались в диапазоне частот 13, 17 и 22,5 МГц. Во время наблюдений производилась регистрация амплитуд принимаемых сигналов, а также определялся азимутальный сектор их прихода. Для контроля возможностей скачкового распространения радиоволны на исследуемых трассах одновременно принимались сигналы радиомаяков с расстояний 1–4 тыс. км, а также некоторых радиомаяков с южных направлений. Наблюдения проводились в ночные времена с 22 до 2 часов мск, когда прогнозируемые максимально применимые частоты (МПЧ) на исследуемых трассах были в 1,6–2,8 раза ниже наблюдаемых частот. На рис. 1 для пункта наблюдения построены спрогнозированные значения МПЧ в зависимости

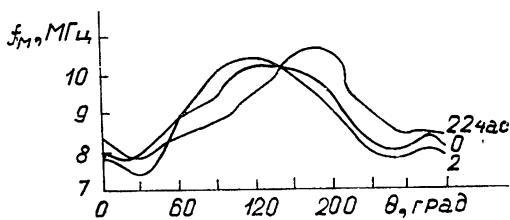


Рис. 1.

от азимута (для зимних месяцев наблюдений). Из рисунка видно, что для азимутального сектора  $260^\circ\text{--}0^\circ\text{--}100^\circ$  значения МПЧ находились в пределах 8–9,5 МГц. На рис. 2 представлены гистограммы числа

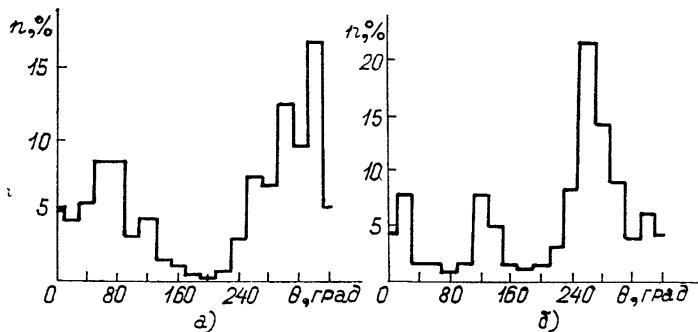


Рис. 2.

случаев приема сигналов дальних (а) и ближних (б) радиомаяков в зависимости от азимута за весь период наблюдений. Сигналы ближних

радиомаяков преимущественно принимались при их нахождении на расстоянии 1—2 тыс. км от пункта приема и в крайне редких случаях — до 4 тыс. км. На рис. 3 показано число случаев приема сигналов дальних радиомаяков в зависимости от частоты. В азимутальном распределении числа случаев приема сигналов дальних радиомаяков (рис. 2 а) наблюдалось три преобладающих направления: направление магнитного меридiana и два, близкие к азимутам  $70^\circ$  и  $290^\circ$ . Провал, соответствующий азимутальному сектору  $345^\circ$ — $0^\circ$ — $45^\circ$ , определяется тем, что эти направления практически не были обеспечены дальными радиомаяками. Наиболее часто принимались сигналы, распространяющиеся в плоскости магнитного меридiana, т. е. на чисто полярных трассах. На этом направлении наблюдения проводились за сигналами двух групп радиомаяков: первая группа была расположена на расстоянии 7600 км, вторая — на расстоянии 8900 км от пункта приема. Первая группа радиомаяков находилась близко от авроральной зоны, для нее число случаев приема сигналов было приблизительно в 4 раза выше, чем для второй. В некоторые дни принимались сигналы радиомаяков только первой группы. Измерения уровней сигналов для частот 13 МГц показали, что максимального значения они достигали около 22—20 часов. На более высоких частотах сигналы, как правило, появлялись около полуночи. Сигналы обычно были диффузными, имели быстрые замирания и невысокие уровни. Измеренная ширина сектора их прихода в среднем составляла 40—50°. Все это указывало на рассеянный характер сигналов. В магнитно-возмущенные дни наблюдалось значительное увеличение их амплитуд, причем в некоторых случаях в диапазоне частот 17 МГц уровни сигналов были больше, чем на 13 МГц. На рис. 4 даны распределения плотности вероятности амплитуд принимаемых сигналов на полярной трассе для одного из сеансов наблюдений (а) для частоты 13 МГц, (б) для частоты 17 МГц).

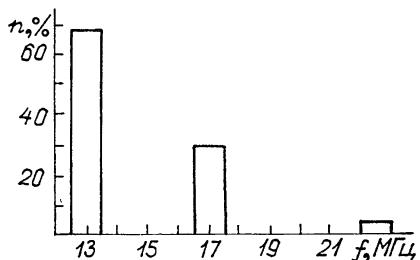


Рис. 3.

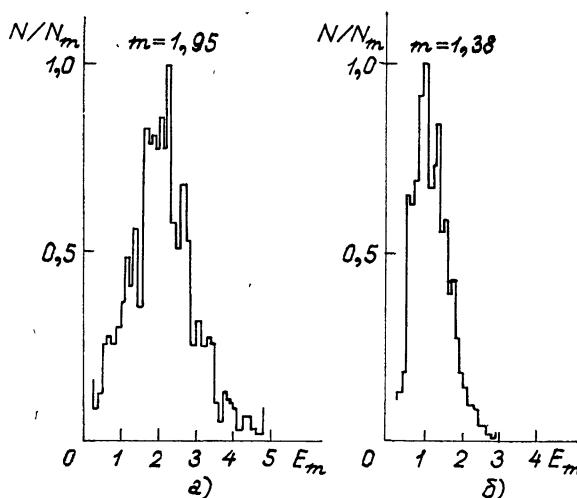


Рис. 4.

Анализ показал, что экспериментальные распределения амплитуд на данной трассе могут быть аппроксимированы распределением Накагами с параметром  $m$  от одного до двух. По напряженности поля принимаемых сигналов, известной мощности и характеру излучения радиомаяков была произведена оценка затухания волны на трассе относительно свободного пространства. Среднее значение затухания для диапазона частот 13 МГц составило 66 дБ, для частот 17 МГц — 73 дБ.

Несколько иной характер имели сигналы, распространяющиеся через субполярную ионосферу, т. е. с направлений, близких к  $70^\circ$  и  $290^\circ$ . Радиомаяки этих направлений находились, в основном, в экваториальной и приэкваториальной зонах. Сигналы с этих азимутов обычно появлялись после полуночи. Вероятность их приема была приблизительно в 2 раза ниже, чем для полярной трассы. Сигналы имели быстрые замирания с невысокими уровнями, но их диффузность была значительно меньше, чем у сигналов полярной трассы. Для восточного направления ( $\sim 70^\circ$ ) довольно часто наблюдались значительные амплитуды сигналов.

Для радиомаяков восточного и западного направлений одной из характерных особенностей приема их сигналов были большие боковые отклонения  $\sim 40$ — $50^\circ$ , сигналы приходили со стороны субполярной области. Для каждого сеанса наблюдений с течением времени боковые отклонения обычно уменьшались. Часто наблюдались случаи одновременного прихода основного сигнала и сигнала со стороны авроральной зоны. В нескольких таких случаях была сделана попытка определить местоположение ионосферных неоднородностей, ответственных за боковые отклонения принимаемых сигналов. Для этого производились измерения временных задержек отклоненных сигналов относительно основных, величины задержек находились в пределах 2—3 мс, что соответствует удалению ионосферных неоднородностей от пункта приема на расстояние 600—900 км (рассеяние происходит в субполярной зоне). В процессе проведения эксперимента была замечена некоторая корреляция между появлением сигналов ближних радиомаяков (до 2000 км) и сигналами дальних радиомаяков. Причем сигналы ближних радиомаяков приходили преимущественно с тех же направлений, что и для дальних, и распространялись также с большими боковыми отклонениями.

Азимутальное размытие сигналов восточного и западного направлений было незначительным, исключая те случаи, когда одновременно принимались основные и рассеянные сигналы. Среднее значение затухания волны на трассах для восточного направления составило 58 дБ, для западного — 64 дБ, что несколько меньше, чем на полярной трассе.

Для анализа условий и возможных механизмов распространения радиоволн на исследуемых трассах на ЭВМ были сделаны расчеты глобальных профилей ионосферы, включая критические частоты и геометрические параметры слоев  $E$ ,  $F_1$ ,  $F_2$ , уровни равной электронной плотности, градиенты критической частоты слоя  $F_2$  —  $\frac{\partial f_0}{\partial \theta}$ , градиенты максимума высоты и полутолщины слоя  $F_2$  —  $\frac{\partial h_m}{\partial \theta}, \frac{\partial y_m}{\partial \theta}$ , МПЧ скачкового и волноводного распространения радиоволн. Кроме того, для исследуемых трасс производился расчет траекторий распространения радиоволн по программе [14], которая позволяет рассчитывать траектории в двухслойной горизонтально-неоднородной ионосфере с учетом межслоевой области  $E$  —  $F$  («долина»).

На рис. 5 представлено рассчитанное азимутальное распределение градиентов  $\frac{\partial f_0}{\partial \theta}$  и МПЧ надземно-волноводного распространения КВ для нуля часов мск декабря, крестиками обозначено расположение радиомаяков. Из рисунка видно, что на полярной трассе и трассах западного направления существуют регулярные отрицательные градиенты  $\frac{\partial f_0}{\partial \theta}$ , равные  $0,1 - 0,2 \text{ МГц/град}$ . Эти градиенты расположены на расстояниях 500—2000 км от радиомаяков. Анализ аналогичной картины для градиентов  $\frac{\partial h_m}{\partial \theta}$  показал, что на трассах существовали положительные градиенты, равные  $2,5 - 8 \text{ км/град}$ . Для восточных направлений градиенты  $\frac{\partial f_0}{\partial \theta} = -0,1 \text{ МГц/град}$ ,  $\frac{\partial h_m}{\partial \theta} = 0,5 \text{ км/град}$  возникали около 2 часов ночи. Спрогнозированная МПЧ волноводного распространения радиоволн на исследуемых трассах ограничивалась частотой в окрестностях пункта приема и составляла  $18 - 20 \text{ МГц}$ , что соответствовало наблюдаемым частотам.

На всех исследуемых трассах существовали благоприятные условия для захвата радиоволны в канал, что можно видеть из рис. 5.

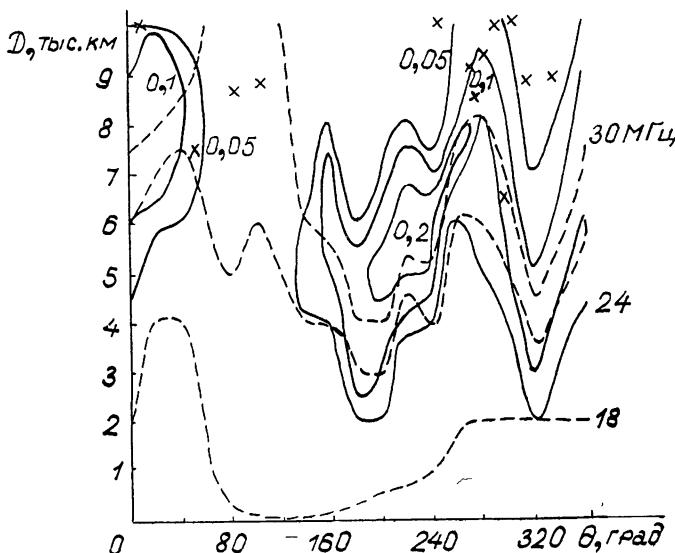


Рис. 5.

Рассчитанные профили и траектории распространения радиоволн для полярной трассы представлены на рис. 6 (а) 22 часа мск, б) 0 часов мск). Изолинии плазменных частот построены через  $1 \text{ МГц}$ , начиная с  $1 \text{ МГц}$ . Для 22 часов на частоте  $13 \text{ МГц}$  для углов выхода радиолуча  $1 - 4^\circ$  (рис. 6 а) реализуются надземные траектории распространения радиоволн, на частоте  $17 \text{ МГц}$  — для углов выхода  $6 - 7^\circ$  (рис. 6 б).

Захват радиоволны в надземный канал происходит как за счет градиента  $\frac{\partial f_0}{\partial \theta}$ , простирающегося вдоль всей трассы, так и градиента  $\frac{\partial h_m}{\partial \theta}$ , находящегося на расстоянии 4—5 тыс. км от пункта излучения. Полученные расчеты согласуются с результатами эксперимента. Как указы-

валось выше, на полярной трассе сигналы радиомаяков в диапазоне частот 13 МГц лучше принимались около 22 часов, а для частот 17 МГц уровни сигналов были наибольшими в полночь.

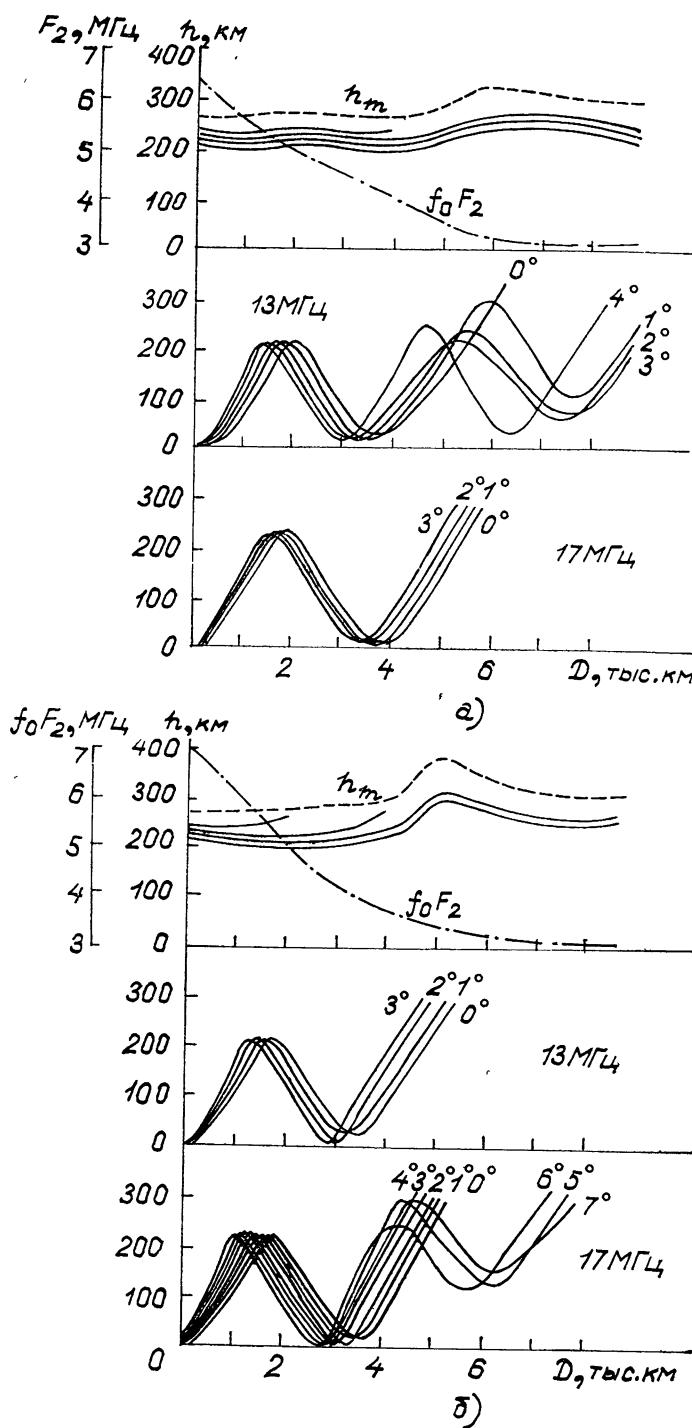


Рис. 6.

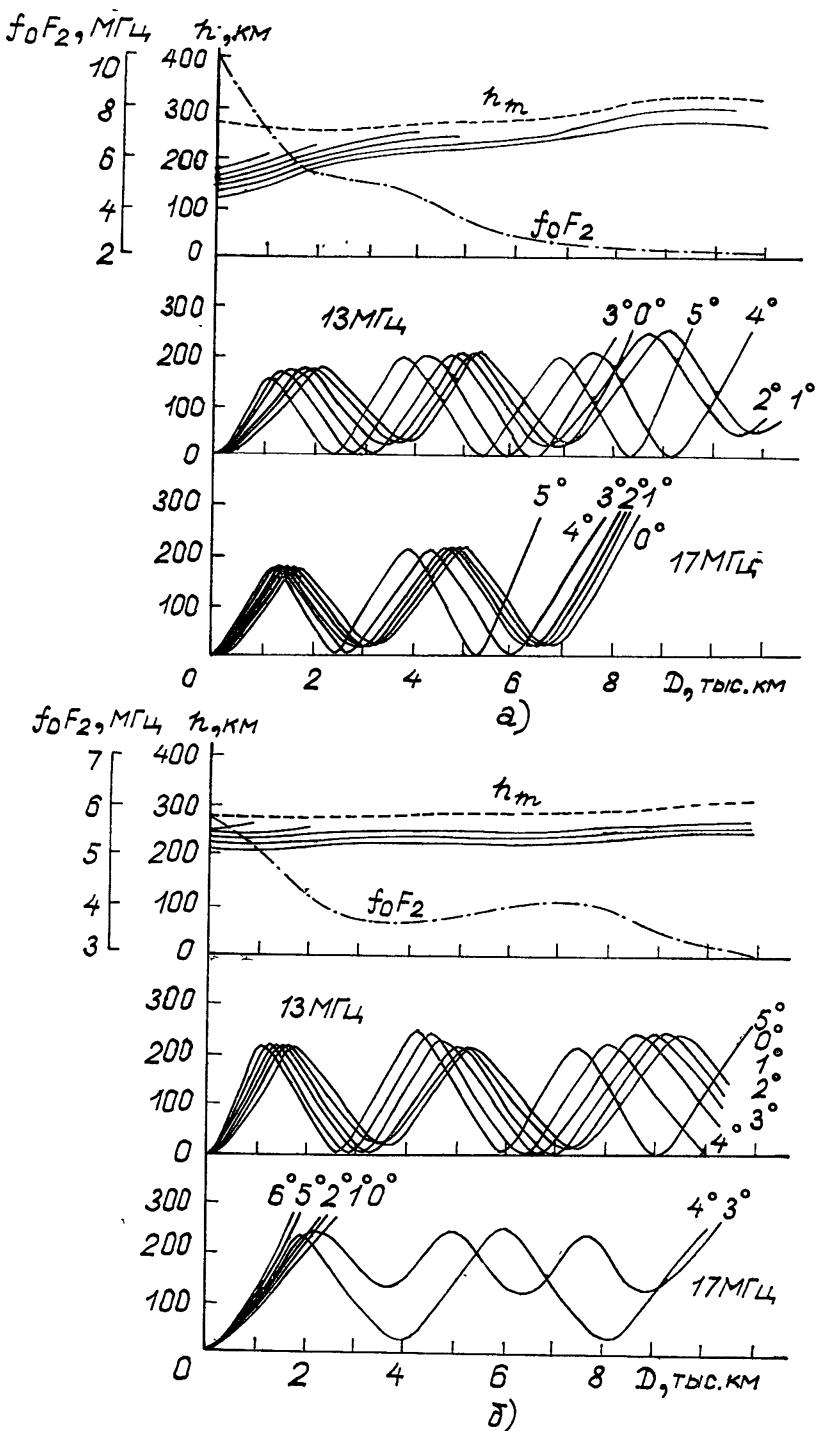


Рис. 7. Профили трасс и траектории распространения радиоволн:  
а) западное направление, 0 час мск; б) восточное направление, 2 час мск.

На полярных трассах реализуются волноводы, проходящие на высотах 70—150 км.

Для трасс западного направления характерны значительные наклоны уровней равной электронной плотности около пунктов излучения (рис. 7 а), определяемые градиентом  $\frac{\partial f_0}{\partial \theta}$  экваториальной зоны. На трассах этого направления для углов выхода радиолуча 0—3° существуют надземные траектории распространения радиоволн, которые для частот 13 МГц проходят над пунктом приема, а для частот 17 МГц вырождаются на расстоянии 1,5—2 тыс. км от него.

На восточных трассах в 2 часа ночи для частоты 13 МГц наблюдается скачково-волноводный механизм распространения радиоволн (рис. 7 б), что, по всей видимости, и определяет наблюдаемые большие уровни принимаемых сигналов. Для частот 17 МГц реализуются чисто надземные траектории при углах выхода радиолуча 3—4°. Захват волны в канал на этих трассах также определяется градиентом  $\frac{\partial f_0}{\partial \theta}$  экваториальной зоны.

Из построенных профилей и траекторий распространения радиоволн видно, что условия вывода волны из канала за счет регулярных горизонтальных градиентов электронной концентрации отсутствуют. Для определения возможных механизмов вывода радиоволны из канала, а также влияния полярной ионосферы на волновод были привлечены некоторые данные по структуре ионосферы высоких широт [15, 16]. Наличие «полярного пика», т. е. увеличения электронной концентрации слоя  $F_2$  в полуденные часы на геомагнитных широтах выше 75°, приводит к значительному росту градиентов  $\frac{\partial f_0}{\partial \theta}$  в западном полушарии на

этих широтах, что улучшает рефракционные характеристики захвата волны в канал на полярной трассе. Результаты расчетов показали, что при этом возможен захват радиоволн в канал вплоть до частоты 22 МГц. Сдвиг градиента  $\frac{\partial f_0}{\partial \theta}$  в стороны более высоких геомагнитных широт, возможно, и объясняет наблюдаемые различия при приеме сигналов двух групп радиомаяков полярной трассы. В этом случае для более северной группы выполняются условия прямого захвата волны в канал, т. е. захват происходит на расстоянии приблизительно 1800 км от пунктов излучения. При слишком расположении этой группы радиомаяков к авроральной зоне не исключено, что при захвате радиоволн в канал могли сказываться эффекты рассеяния.

Было сделано предположение, что «авроральный пик», т. е. увеличение электронной концентрации слоя  $F_2$  в авроральной зоне в ночное время, может привести к возникновению условий вывода радиоволны из канала за счет появления на ее пути положительных градиентов  $\frac{\partial f_0}{\partial \theta}$ .

Но как показали расчеты, надземные траектории проходят только несколько ниже, чем ранее рассчитанные, и не касаются поверхности Земли. Совместное возникновение «полярного» и «аврорального» пиков может значительно увеличить поперечное сечение полярного волновода, что, в свою очередь, повышает вероятность его существования. Как следует из расчетов, «среднеширотная впадина», т. е. уменьшение электронной концентрации слоя  $F_2$  в ночные часы южнее овала полярных сияний, приводит к вырождению канала на частотах 13—14 МГц. Поэтому следует ожидать, что на средних широтах в ночное время из-за

минимальных значений  $f_0F_2$  будет наименьшим и поперечное сечение волновода [17]. При этом среднеширотный участок трассы будет критическим для существования канала.

Из рассмотренного ясно, что крупномасштабными особенностями полярной и субполярной ионосферы трудно объяснить механизмы вывода радиосигналов из надземного канала. Возможно, их вывод из канала обусловливается рассеянием вперед на изотропных неоднородностях авроральной зоны.

Из рис. 6 видно, что надземные траектории радиоволн проходят на высотах 60—300 км, т. е. рассеяние могло происходить в диапазоне этих высот. Наиболее вероятным представляется изотропное рассеяние на неоднородностях слоя  $E_s$ , наибольшая вероятность ( $PE_s$ ) появления которого в высоких широтах приходится на полночь. На рис. 8 показана вероятность появления слоя  $E_s$  в зимний период в зависимости от азимута и времени наблюдений, полученная по данным [18]. Видно, что в 0 часов  $PE_s$  достигает 60% для азимута 340°. Обычно при наблюдениях с этого же направления также принимались интенсивные сигналы радиомаяков, расположенных на расстоянии 900 км от пункта приема. Причиной эффективного рассеяния также мог быть слой  $F$ -spread, преимущественно появляющийся в авроральной зоне в зимний период в ночное время [16].

Как указывалось в [13], возможен случай многократного рассеяния на двух слоях  $E_s$ ,  $F$ . При этом вывод радиоволны из канала может оказаться более эффективным, чем в случае рассеяния на одном слое. Коэффициент потерь, вычисленный с учетом многократного рассеяния на неоднородностях слоя  $F$  с  $l \sim 0,3-1,5$  км, составляет 20—40 дБ [13].

При наблюдениях, как указывалось выше, относительные потери на полярной трассе составили 66—73 дБ. Вычитая потери вывода радиоволны из канала за счет рассеяния, получим, что потери захвата волны в канал и распространения в нем составляют в среднем 30—50 дБ.

Боковые отклонения, наблюдавшиеся на сигналах для трасс восточного и западного направлений, могли быть вызваны анизотропным рассеянием радиоволн неоднородностями авроральной зоны.

Расчеты для случая рассеяния радиоволн на магнитно-ориентированных неоднородностях показали, что при расположении неоднородностей на высотах 100—120 км хорошо выполняются условия ракурсного приема радиосигналов, распространяющихся надземными каналами на трассах восточного и западного направлений, при расположении рассеивающего центра от пункта приема на расстоянии 650—750 км. Экспериментально же было получено, что рассеивающие неоднородности находились на расстоянии 600—900 км.

На основании проведенных исследований можно сделать заключение о существовании регулярных надземно-волноводных каналов распространения КВ в высокоширотной ионосфере и наличии в авроральной зоне эффективных механизмов захвата и вывода радиоволн из этих каналов.

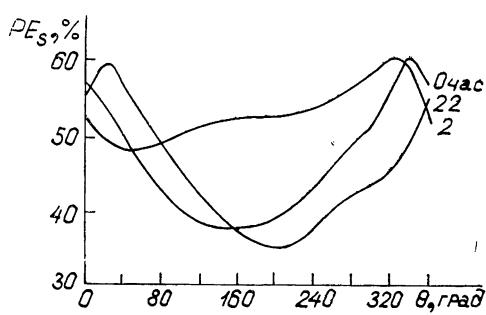


Рис. 8.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Е. М. Жулина, сб. Исследования распространения коротких радиоволн, изд. Наука, М., 1974, стр. 215.
2. Н. Ф. Bates, J. Geophys. Res., 75, № 1, 143 (1970).
3. Е. Л. Бояринцев и др., сб. Исследования по геомагнетизму и аэрономии авроральной зоны, изд. Наука, М., 1973, стр. 147.
4. Е. М. Жулина, Л. П. Куперов, сб. Вопросы распространения коротких радиоволн, ч. I, ИЗМИРАН, М., 1973, стр. 68.
5. И. Я. Островский, Ш. Г. Шлионский, сб. Вопросы распространения коротких радиоволн, ч. II, ИЗМИРАН, М., 1974, стр. 52.
6. В. А. Бубнов, Г. А. Румянцев, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 18, № 4, 527 (1975).
7. С. Ф. Голян, Ш. Г. Шлионский, Геомагнетизм и аэрономия, 11, № 1, 98 (1971).
8. С. Ф. Голян, Т. С. Керблай, Е. М. Ковалевская, сб. Ионосферное распространение коротких радиоволн, ИЗМИРАН, М., 1975, стр. 20.
9. Н. Т. Chang, Radio Sci., 6, № 4, 475 (1971).
10. М. В. Успенский, А. И. Пудовкин, сб. Вопросы распространения коротких радиоволн, ч. II, ИЗМИРАН, М., 1974, стр. 101.
11. И. Я. Островский и др., Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца, № 33, 44 (1975).
12. А. В. Гуревич и др., Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 18, № 9, 1305 (1975).
13. Л. М. Ерухимов, С. Н. Матюгин, В. П. Урядов, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 18, № 9, 1298 (1975).
14. Е. М. Ковалевская, сб. Программы расчета траекторных характеристик распространения коротких радиоволн, ИЗМИРАН, М., 1975, стр. 3.
15. Р. С. Кукушкина, сб. Исследования по геомагнетизму и аэрономии авроральной зоны, изд. Наука, М., 1973, стр. 75.
16. Н. В. Шульгина, сб. Исследования по геомагнетизму и аэрономии авроральной зоны, изд. Наука, М., 1973, стр. 61.
17. Ш. Г. Шлионский, Препринт № 17, ИЗМИРАН, 1971.
18. Инструкция по расчету частот коротковолновой радиосвязи, отражающихся от слоя  $E_s$ , изд. Наука, М., 1964.

**INVESTIGATIONS OF ABOVE THE EARTH-WAVEGUIDE SHORT WAVE PROPAGATION IN CHANNELS TRAVELLING THROUGH POLAR AND SUBPOLAR NIGHT IONOSPHERE**

*V. A. Bubnov, Zh. I. Gerasimova, Yu. V. Kiselev, S. M. Kupriyanov*

The results of experimental investigations of short radio-wave propagation in distant and super-distant polar and subpolar channels are considered.

УДК 621.371.25

## АМПЛИТУДНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СИГНАЛОВ ОБРАТНОГО ЭХО НА СВЕРХДАЛЬНИХ ТРАССАХ РАЗЛИЧНОЙ ОРИЕНТАЦИИ

*В. Ф. Брянцев, Г. В. Букин*

Описывается наблюдения за прохождением сигналов станций единого времени РКМ и РИД на частотах 15 и 10 МГц. Анализируются изменения максимальных за сутки амплитуд ( $A_{\max}$ ) прямого сигнала и сигнала обратного эха (СОЭ) в зависимости от длины и ориентации трассы. Для прямого сигнала величина  $A_{\max}$  зависела, в первую очередь, от длины трассы, а для СОЭ, кроме того, наблюдалась зависимость  $A_{\max}$  от наклона трассы к плоскости экватора. По значениям  $A_{\max}$  рассчитано среднее эффективное погонное ослабление ( $\Gamma$ ) для различных трасс. Для прямого сигнала на частоте 10 МГц величина  $\Gamma$  вочных условиях была равна 1,3—1,6 дБ/1000 км, а для СОЭ она зависела от ориентации трассы и была равна 1,3—1,6 дБ/1000 км для полярных и 0,3—0,6 дБ/1000 км для среднеширотных трасс. Увеличение соотношения  $A_{\max}$  на частотах 15 и 10 МГц при переходе от полярных к среднеширотным трассам показывает, что наблюдавшаяся зависимость амплитуд от наклона трассы к плоскости экватора не может быть объяснена только различием ионосферного поглощения на этих трассах.

В феврале—марте 1975 г. на борту научно-исследовательского судна «Боровичи», плававшего в акватории Индийского и Атлантического океанов, проводился эксперимент, целью которого являлось исследование характеристик сигналов обратного эха (СОЭ) на различных трассах. В ходе его на судне проводился прием сигналов станций единого времени РКМ и РИД, расположенных вблизи г. Иркутска и работающих на частотах 15 и 10 МГц. За время эксперимента судном был пройден маршрут от о. Кергелен до берегов Южной Америки, что позволило исследовать характеристики сигналов на трассах различной длины и ориентации. Подробные сведения о маршруте судна и программе эксперимента приведены в [1]. Во время наблюдений на каждой частоте дважды в час проводились измерения амплитуд принятых сигналов. Для получения усредненных значений амплитуд и регистрации слабых сигналов использовался накопитель. Время накопления было выбрано равным 80 с.

Обычно в течение суток регистрировались два максимума амплитуды принятого сигнала. Первый из них соответствовал наилучшим условиям прохождения прямого сигнала, а второй — сигнала обратного эха. Характерный суточный ход амплитуд принятых сигналов на частоте 10 МГц приведен на рис. 1, где крестиками обозначены амплитуды прямых сигналов, а точками — сигналов обратного эха. Оба сигнала достигали максимальных амплитуд в часы, когда соответствующие трассы проходили по ночному полушарию Земли.

При движении судна постепенно изменялись длина трассы и угол ее наклона к плоскости экватора  $\delta$ . Это обстоятельство позволило исследовать зависимость условий прохождения сигналов от характеристик трассы.

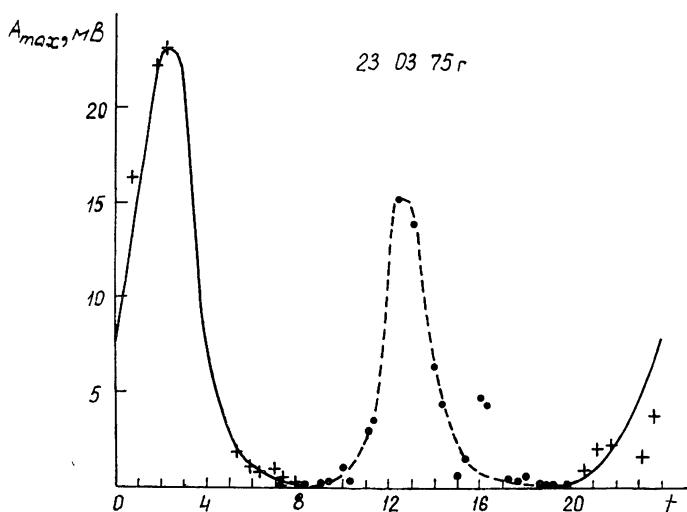


Рис. 1.

Для прямого сигнала наблюдалось уменьшение максимальной суточной амплитуды сигнала при увеличении длины трассы. Это уменьшение происходило примерно по экспоненциальному закону:

$$A_{\max} = \frac{A_0}{\sqrt{\sin \theta}} \exp(-\Gamma l), \quad (1)$$

где  $A_0$  — постоянный коэффициент, зависящий от характеристик приемного и передающего пунктов,  $\Gamma$  — эффективное погонное ослабление сигнала,  $l$  — длина трассы,  $\theta$  — центральный угол трассы.

На рис. 2 приведена полученная на частоте 10 МГц зависимость  $A_{\text{эфф}} = A_{\max} \sqrt{\sin \theta}$  от длины трассы. Значения  $A_{\text{эфф}}$  даны в децибелах по отношению к уровню  $A_{\text{эфф}} = 1 \text{ мкВ}$ . Точками отмечены значения, полученные из наблюдений; пунктир соответствует формуле (1) при значении  $\Gamma = 1,5 \text{ дБ/1000 км}$  трассы. Отметим, что полученное значение  $\Gamma$  несколько больше величины погонного ослабления, рассчитанного по методу Казанцева [2] для ночных условий.

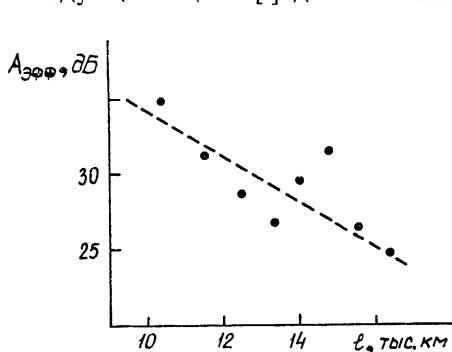


Рис. 2

$A_{\text{эфф}}$  соэ на частоте 10 МГц, крестиками — на частоте 15 МГц. Из этого рисунка видно, что наилучшие условия для прохождения СОЭ существ-

Для сигналов обратного эхо кроме зависимости параметров сигнала от длины трассы отмечена также зависимость от угла наклона трассы к плоскости экватора  $\delta$ . Как описывалось в [1], при переходе от меридиональных трасс к среднеширотным происходило увеличение периода прохождения СОЭ с 0,5—2 до 9—11 часов в сутки. Измерения показали, что при этом также возрастили максимальные суточные амплитуды СОЭ. На рис. 3а приведена наблюдавшаяся в эксперименте зависимость  $A_{\text{эфф}}$  от угла  $\delta$ . Точками на нем обозначены значения

вовали на трассе, пересекающей экватор под минимально возможным углом, который определяется широтой передатчика  $\sim 53^\circ$ . Наихудшие условия отмечались на трассе, близкой к полярной. Отметим, что наблюдения на этой трассе проводились в конце февраля, т. е. в то время года, когда в утренние часы, во время которых регистрировалось прохождение СОЭ, трасса была близка к линии терминатора. Как известно [3–5], вблизи линии терминатора существуют оптимальные условия для прохождения СОЭ, и, как показали многолетние наблюдения, на похожей полярной трассе Москва — Молодежная [3, 4] вблизи равноденствия на ней наступали наилучшие условия приема СОЭ. Это позволяет предполагать, что на полярной трассе нами были зарегистрированы амплитуды СОЭ, близкие к максимальным годовым, и что в другое время года различие амплитуд СОЭ на полярной и среднеширотной трассах может оказаться больше.

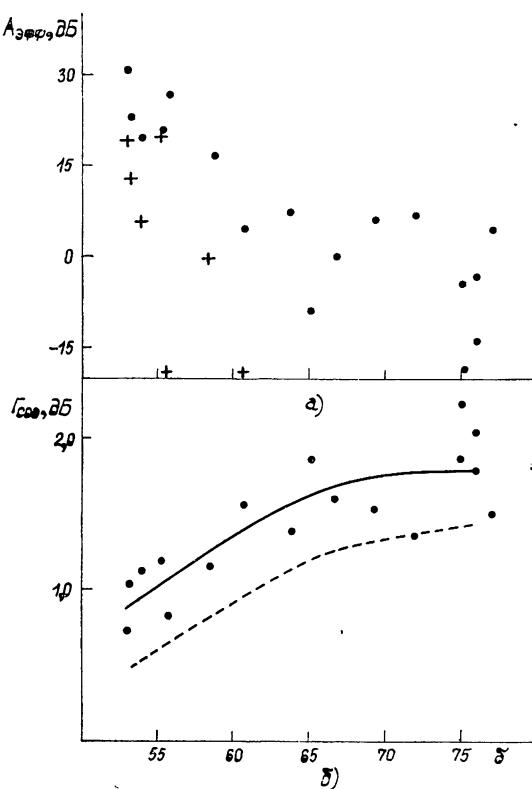


Рис. 3.

Вместе с тем, следует отметить, что при движении судна менялся не только угол  $\delta$ , но и длина трассы. На части маршрута при уменьшении  $\delta$  происходило уменьшение длины трассы СОЭ, что должно приводить к росту их амплитуд. Эффект изменения длины трассы может быть исключен, если сравнивать между собой не амплитуды СОЭ, а величины эффективного погонного ослабления сигналов на трассах с разной ориентацией. Зная  $A_{\text{эфф}}$ , величину  $G_{\text{СОЭ}}$  можно вычислить, используя (1), однако для этого необходимо знать величину  $A_0$ . Если известна мощность передатчика и параметры использовавшихся антенн,

величину  $A_0$  можно рассчитать теоретически. Однако сложность расчета или экспериментального измерения реальных диаграмм направленности антенн делает этот путь практически очень сложным. С другой стороны, так как в эксперименте использовались ненаправленные антенны, а трасса прямого сигнала в момент достижения им максимальной амплитуды была относительно однородна, так как полностью лежала в ночной области, представляется возможным использовать в расчетах значение  $A_0$ , полученное из наблюдений прямых сигналов. На рис. 3 б приведен график зависимости СОЭ от угла  $\delta$ . Точками обозначены значения, рассчитанные по данным измерений амплитуды СОЭ на частоте 10 МГц при использовании значения  $A_0$ , определенного из наблюдений прямых сигналов; сплошная линия показывает усредненный ход Г<sub>Соэ</sub>.

Из рисунка видно, что на меридиональных трассах Г<sub>Соэ</sub> близко к значению Г для прямого сигнала, а на среднеширотных трассах его величина существенно меньше. Обратим внимание, что трасса СОЭ обычно неоднородна, поскольку начальный и конечный участки ее в часы прохождения СОЭ, как правило, находятся в освещенной зоне, где на частоте 10 МГц значительно большее ионосферное поглощение. Поскольку рассчитанное нами значение Г<sub>Соэ</sub> является усредненным по всей трассе, то на ночном ее участке величина Г<sub>Соэ</sub> должна быть несколько меньше. На рис. 3 б пунктиром нанесена зависимость Г<sub>Соэ</sub> наочных участках трассы от угла  $\delta$  при учете поглощения в освещенной области. Величина Г<sub>Соэ</sub> на освещенных участках трассы принята равной 2,5 дБ/1000 км, что соответствует утренним и вечерним часам. При учете поглощения в освещенной области значение Г<sub>Соэ</sub> наочных участках полярных трасс равно 1,3—1,6 дБ/1000 км, а наочных участках среднеширотных трасс — 0,3—0,6 дБ/1000 км. Различие погонного ослабления на прямых и обратных широтных трассах говорит о том, что механизм распространения сигналов на них, по-видимому, различен. В настоящее время считается, что на трассах, пересекающих линию терминатора, распространение СОЭ наочных участках происходит при помощи скользящего механизма. Сравнение показывает, что определенные нами значения Г<sub>Соэ</sub> для широтных трасс близки к полученным теоретически для скользящего механизма распространения [6].

Отметим, что если на трассах с углом  $\delta \geq 70^\circ$  СОЭ наблюдались лишь в часы, когда трасса была близка к линии терминатора, то при уменьшении  $\delta$  СОЭ наблюдались даже в часы, когда трасса была нормальной к ней, и достигали максимальных значений в дневное время. Из этого следует, что на широтных трассах нами наблюдался преимущественно дневной тип обратного эха [7] и полученные значения Г<sub>Соэ</sub> на широтных трассах относятся именно к этому типу.

Останавливаясь на возможных причинах наблюдавшейся связи между  $A_{\text{эфф}}$ , Г<sub>Соэ</sub> и наклоном трассы к плоскости экватора, можно сказать, что на одной частоте она может, по крайней мере, качественно быть объяснена различным ионосферным поглощением на полярной и среднеширотной трассах. Как показано в [8], поглощение в ионосферном волновом канале минимально в области средних широт, поэтому среднеширотные трассы, в большей своей части проходящие через область минимального поглощения, должны быть наиболее энергетически выгодными для распространения скользящих мод. Очевидно, что в этом случае при уменьшении интегрального поглощения на трассе, которое должно происходить при переходе от полярных трасс к среднеширотным, должно наблюдаться уменьшение отношения амплитуд СОЭ на частотах 15 и 10 МГц ( $A_{\text{Соэ}15}/A_{\text{Соэ}10}$ ). Однако на опыте наблюдалось обратное. На рис. 4 приведен график зависимости  $A_{\text{Соэ}15}/A_{\text{Соэ}10}$  от

угла  $\delta$ . Из него видно, что при уменьшении  $\delta$ , т. е. при переходе от меридиональных трасс к среднеширотным, происходило возрастание величины  $A_{\text{сост}} 15/A_{\text{сост}} 10$ . Отметим, что при углах  $\delta$ , больших  $63^\circ$ , СОЭ на частоте 15 МГц отсутствовали. Из этого следует, что наблюдавшаяся на двух частотах зависимость амплитуд СОЭ от угла не может быть полностью объяснена только изменением ионосферного поглощения при переходе от полярной к среднеширотной трассам. Поскольку на характеристики СОЭ влияет много разнообразных факторов (условия захвата, спуска, ионосферные условия на трассе), учет каждого из которых представляет сложную задачу, потребуются, по-видимому, дополнительные исследования, как теоретические, так и экспериментальные для объяснения наблюдавшейся зависимости.

В заключение авторы благодарят Е. А. Бенедиктова за просмотр рукописи и ряд ценных замечаний.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Е. А. Бенедиктов, В. Ф. Брянцев, Г. В. Букин, Геомагнетизм и аэрономия, 17, № 3, 461 (1977).
2. М. П. Долуханов, Распространение радиоволн, изд. Связь, М., 1965.
3. С. Ф. Голян, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 18, № 9, 1379 (1975).
4. С. Ф. Голян, сб. Вопросы распространения коротких радиоволн, М., 1974, стр. 30.
5. Г. В. Букин, В. С. Караванов, С. Н. Матюгин, В. П. Урядов, Геомагнетизм и аэрономия, 15, № 3, 467 (1975).
6. С. Н. Матюгин, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 18, № 11, 1614 (1975).
7. П. Е. Краснушкин, Метод нормальных волн в применении к теории дальней радиосвязи, изд. МГУ, М., 1947.
8. И. А. Тушеникова, Е. Е. Цедилина, Геомагнетизм и аэрономия, 16, № 3, 559 (1976).

Институт земного магнетизма, ионосфера и распространения радиоволн АН СССР

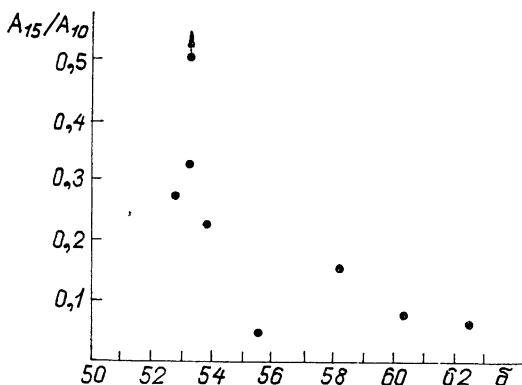


Рис. 4.

#### AMPLITUDE CHARACTERISTICS OF ECHO SIGNALS AT SUPER-DISTANT TRAJECTORIES OF DIFFERENT ORIENTATION

V. F. Bryantsev, G. V. Bukin

Observations of signal transmission of RKM and RID time stations at the frequencies of 15 and 10 MHz are described. The changes of maximum (for a day) amplitudes of a direct signal and echo signal as a function of length and orientation of the trajectory are analysed. For the direct signal  $A_{\text{max}}$  depended firstly on the trajectory length and for the echo signal the dependence of  $A_{\text{max}}$  on the trajectory inclination to the equator plane was observed. The mean effective reference attenuation  $\Gamma$  for different trajectories has been calculated according to  $A_{\text{max}}$ . For the direct signal at the frequency 10 MHz the value  $\Gamma$  was equal to 1.3—1.6 dB/1000 km at the nighttime and for the echo signal it depended on the trajectory orientation and was 1.3—1.6 dB/1000 km for polar and 0.3—0.6 dB/1000 km for mean-latitude trajectories. The increase of relation  $A_{\text{max}}$  at the frequencies of 15 and 10 MHz when passing from polar to mean-latitude trajectories shows that the observed dependence of the amplitudes on the trajectory inclination to the equator plane cannot be explained only by the difference in the ionospheric absorption at these trajectories.

УДК 621.371.25

## СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ И ТЕОРЕТИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ОБРАТНЫХ СИГНАЛОВ НА ТРАССЕ ХАБАРОВСК — ИРКУТСК

*В. М. Поляков, В. И. Сажин, К. В. Свистунов,  
Ю. А. Семеней, М. В. Тинин, В. Е. Унучков*

Приводятся результаты измерения относительных изменений амплитуды, азимута и угла места обратных сигналов в диапазоне частот 14—17 МГц. Сделан анализ полученных экспериментальных данных с целью проверки метода оптимального азимута. Проведены траекторные расчеты и расчеты по методу адабатического инварианта для двух ионосферных моделей. Обсуждаются результаты сравнения рассчитанных и измеренных характеристик.

В осенние периоды 1974—1975 гг. в Иркутске проводились наблюдения обратных сигналов Хабаровского передатчика мощностью 80 кВт, работавшего на ненаправленную антенну ВГДШ-2У. Излучались импульсы длительностью 1—2 мс с частотой повторения 5 Гц в диапазоне 14—17 МГц. Определялись следующие характеристики обратных сигналов: относительные изменения амплитуды, азимут и угол места. Измерения углов прихода проводились фазовым пеленгатором по методике, описанной в работе [1]. На рис. 1 представлены усредненные за 21 день зависимости амплитуды (а) и азимута (б) от времени, угла места (в) от отношения рабочей частоты к критической частоте слоя  $F_2$  вблизи приемника, а также распределение углов места (г), соответствующих правой части кривой (в).

Для интерпретации полученных экспериментальных данных использовалось несколько методов прогнозирования дальнего распространения коротких радиоволн.

В основе одного из наиболее простых — метода оптимального азимута — лежит представление о распространении радиоволн путем последовательного отражения от Земли и ионосфера. Учитывая большую роль поглощения в слое  $D$  при таком распространении, можно показать [2, 3], что оптимальные условия распространения появляются при уменьшении угла, под которым пересекается трасса с сумеречной линией (терминатором).

Анализ полученных экспериментальных данных с целью проверки метода оптимального азимута показал, что максимум амплитуды и совпадение измеренного азимута с дугой большого круга наступают в момент, когда линия сумеречной зоны составляет наименьший угол с дугой большого круга (см. рис. 1), что свидетельствует о применимости данного метода, по крайней мере, в осенне равноденствие. К сожалению, метод оптимального азимута, качественно объясняя периоды наблюдения обратных сигналов и поведение амплитуды, в силу своего полуэмпирического характера не дает таких важных характеристик, как угол места и диапазон частот, определяемых в большой степени геофизической обстановкой на трассе.

Более строгий метод расчета радиотрасс в условиях применимости геометрооптического описания связан с траекторными расчетами. Однако сильное возрастание машинного времени с увеличением длины радиотрассы заставляет использовать приближенные методы траекторных расчетов [4, 5], учитывающие медленное (адиабатическое) изменение параметров осциллирующей траектории в слабонерегулярных ионосферных волноводах. Наиболее оперативным и наглядным в этих условиях является метод адиабатического инварианта [6–8], который без проведения громоздких траекторных расчетов позволяет судить о возможности дальнего распространения. Этот метод основан, во-первых, на наличии у траектории адиабатического инварианта и, во-вторых, на том, что величина инварианта волновода по своему определению ограничена некоторой величиной, называемой полным объемом (или полным инвариантом) волновода.

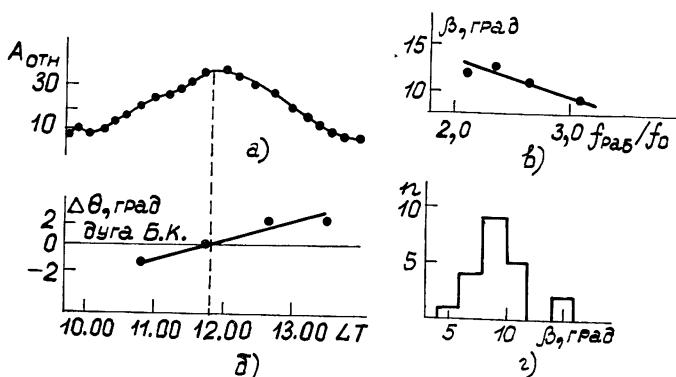


Рис. 1.

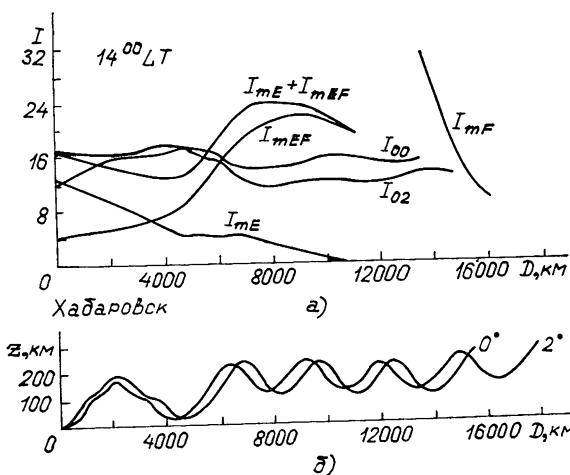


Рис. 2.

По данной методике на уточненной аналитической модели, разработанной в ИЗМИРАНе [9, 10], были проведены расчеты для обратной трассы Хабаровск—Иркутск. На рис. 2 а приведены полные объемы  $I_{mF}(x)$ ,  $I_{mEF}(x)$ ,  $I_{mE}(x)$  соответственно каналов  $F$ ,  $EF$  и  $E$  (терминология взята из работы [7] для 7 часов московского времени). Из рис. 2 а видно, что в соответствии с методом распространение по обратной трассе Хабаровск—Иркутск невозможно в силу значительного уменьшения

объема канала  $F$ . Траекторные расчеты (часть траекторий приведена на рис. 2 б) подтвердили выводы, сделанные с помощью метода адиабатического инварианта. Поэтому причину несоответствия экспериментальных и теоретических результатов нужно искать в погрешности задания среды — модели ионосферы.

Для оценки применимости использованной модели рассмотрим изменения по данной трассе для указанного момента времени параметров  $f_0E$ ,  $f_0F_2$  и  $h_pF_2$ , взятых из модели [9, 10] и из месячного прогноза распространения радиоволн. Они приведены на рис. 3\*. Видно, что на расстояниях 15—20 тыс. км аналитическая модель дает заниженные по сравнению с прогнозом значения  $f_0F_2$ . Практика показывает, что прогнозы довольно точно описывают средние значения  $f_0F_2$  ионосферы. Отсюда следует, что аналитическая модель дала, видимо, существенно меньшие по сравнению с действительными значения  $f_0F_2$  на ночной стороне трассы, что и привело к несоответствию экспериментальных и расчетных данных. Естественно ожидать, что скорректированная по эмпирическим данным аналитическая модель позволит с большим успехом применять метод адиабатического инварианта.

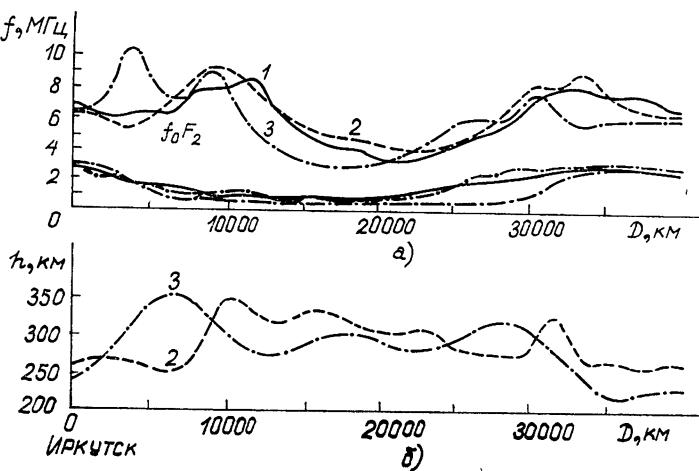


Рис. 3.

Следует, однако, заметить, что необходимо четко разработать некоторые детали алгоритма применения метода адиабатического инварианта к расчетам сверхдальних трасс. Дело в том, что, так как данный метод является приближенным, он имеет определенные границы применимости. В частности, согласно работе [7], нарушение адиабатической инвариантности следует ожидать при пересечении траекторий окрестности терминатора. Такая же ситуация возможна, очевидно, и при значительных приэкваториальных градиентах, характерных для данной трассы. С целью проверки того, насколько это нарушение может повлиять на расчет сверхдальних радиотрасс, с помощью результатов траекторных расчетов были вычислены точные значения рабочих инвариантов  $I_{00}(x)$ ,  $I_{02}(x)$ \*\*. Они приведены на рис. 2 а. Оказалось, что инвариантны не остаются постоянными между точками ввода траектории в данный волновод и вывода из него. Тем не менее, как видно из рис. 2 а, это

\* На рис. 3 приведен ход критических частот  $f_0E$ ,  $f_0F_2$  и высоты  $h_pF_2$  по: 1 — месячному прогнозу, 2 — модели [13], 3 — модели [9, 10].

\*\*  $I_{0\Delta}$  — рабочий инвариант луча с углом выхода  $\Delta^\circ$ .

изменение инварианта в данной ситуации не оказало существенного влияния на результат прогноза, что и послужило причиной отмеченного выше хорошего совпадения результатов метода адиабатического инварианта и траекторных расчетов. Однако возможны ситуации, когда изменение рабочего инварианта на трассе существенно повлияет на результат прогноза. Так, для аналогичных расчетов обратной трассы, но с точкой излучения в Иркутске (рис. 4) непостоянство рабочих инвариантов других лучей привело к различию результатов траекторных расчетов и расчетов по методу адиабатического инварианта. Действительно, согласно данному методу, траектория с нулевым начальным углом выхода переходит из канала  $E$  в канал  $EF$  (вырождающийся в подслойный) и с новым значением инварианта (см. пунктирную линию на рис. 4 а) проходит участок пониженного значения объема канала  $F$ . Траекторные же расчеты показывают (рис. 4 б), что соответствующая траектория на этом участке уходит за пределы ионосферы. Как видно из рис. 4 а, такое расхождение результатов связано с изменением (возрастанием) рабочего инварианта, обусловленного значительными искажениями траектории вследствие присутствия сильных горизонтальных градиентов и скользящих (квазикритических) участков на траектории (рис. 4 б).

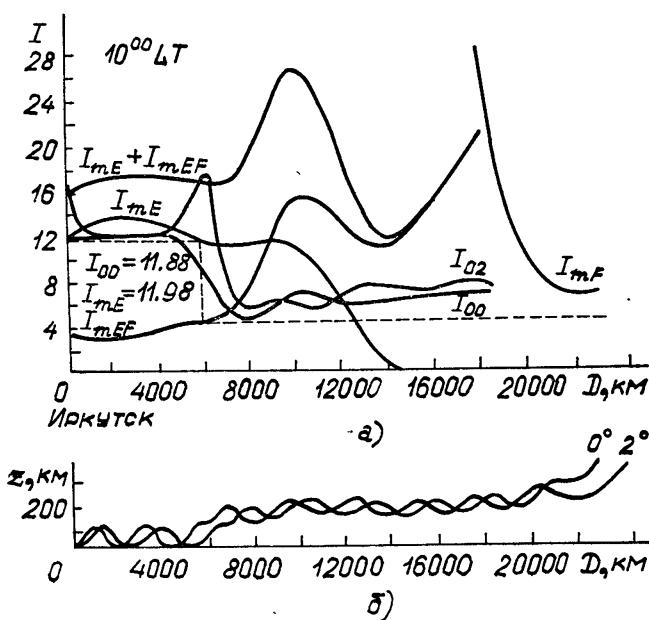


Рис. 4.

Проведенные в данном эксперименте измерения показывают, что углы места обратных сигналов могут достигать высоких значений (до  $16^\circ$ ). Причем высокие углы прихода наблюдаются не только в осенние периоды, но и в другие сезоны. Кругосветные сигналы также имеют сравнительно высокие углы места [1]. Можно предположить, что такие значения обусловлены наличием в приходящем сигнале мод, связанных со скользящим механизмом вывода энергии из канала [11]. В связи с этим были проведены вычисления траекторий лучей с использованием гибридного алгоритма [12], реализующего расчет скользящих прикритических лучей. Была взята полуэмпирическая модель ионосферы, разработанная в ИГУ [13]. Детерминированная ее часть отличается простотой

от известных теоретических моделей. Получаемый профиль корректируется затем по значениям  $f_0F_2$  и  $h_pF_2$  на основании данных мировой сети станции ВЗ. Изменения параметров  $f_0E$ ,  $f_0F_2$  и  $h_pF_2$  по трассе, взятые из этой модели, представлены также на рис. 3. Видно, что данные модели близки к данным месячного прогноза. Для аналитического представления зависимости электронной концентрации по высоте и вдоль трассы применялся алгоритм [14], использующий метод интерполяции кубичными сплайнами [15].

Расчеты показали, что в подслойный волновод захватываются в районе соответствующих градиентов, огибают Землю и спускаются к ней лучи с углами прихода  $0-5,5^\circ$  (нижние) и в небольшом секторе вблизи критического угла слоя  $F_2$  — около  $15^\circ$  (скользящие захваченные [16]). Полученные значения укладываются, в основном, в сектор углов прихода, наблюдаемый в эксперименте. Из рис. 1г видно, что часть измерений заключена между верхними и нижними лучами. Это, возможно, вызвано тем, что при одновременном приходе двух сигналов с различными углами места фазовый пеленгатор покажет значения угла между ними [17]. Следует также заметить, что углы прихода в секторе  $0-3^\circ$  не принимались антеннами пеленгатора. Кроме того, расхождения могут быть вызваны отклонением реальных значений электронной концентрации от значений, даваемых моделью. Так, изменения в расчетах значений  $f_0E$  и  $f_0F_2$  в области выхода из волновода на  $20-30\%$  меняют диапазон углов прихода лучей на несколько градусов. В наблюдениях при уменьшении отношения рабочей частоты к критической вблизи приемника от 3,4 до 2,1 средние значения углов прихода возросли на  $3^\circ$  (см. рис. 1в).

Таким образом, траекторные расчеты и учет прикритических скользящих лучей, проведенные на полуэмпирической ионосферной модели, объясняют, в основном, экспериментальные данные о распространении обратных сигналов на обсуждаемой трассе. Это распространение связано с возникновением на значительной части радиолинии траекторий, осциллирующих в подслойном волноводе, попадание сигнала в который и вывод из него обеспечивает рефракционный механизм. Это свидетельствует о большой роли такого способа захвата при дальнем распространении коротких радиоволн [7, 18, 19].

Авторы признательны М. К. Ивельской за проведение расчетов электронной концентрации по полуэмпирической модели.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1 А. И. Агарышев, В. Е. Унучков, Геомагнетизм и аэрономия, 15, № 4, 754 (1975).
- 2 R. B. Fenwick, Stenford Electr. Lab. Techn. Rep., № 122 (1963).
- 3 С. Ф. Голян, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 18, № 9, 1370 (1975).
- 4 В. А. Баранов, А. В. Попов, сб. Распространение декаметровых радиоволн, ИЗМИРАН, М., 1975, стр. 14.
- 5 М. В. Тинин, сб. Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца, изд. Наука, М., 1976, вып. 39, стр. 166.
- 6 А. В. Гуревич, Геомагнетизм и аэрономия, 11, № 6, 961 (1971).
- 7 А. В. Гуревич, Е. Е. Цедилина, Геомагнетизм и аэрономия, 13, № 2, 283 (1973).
- 8 Д. И. Фищук, Е. Е. Цедилина, сб. Исследования сверхдальнего распространения коротких радиоволн, ИЗМИРАН, М., 1975, стр. 42.
- 9 А. В. Гуревич, Д. И. Фищук, Е. Е. Цедилина, Геомагнетизм и аэрономия, 13, № 1, 32 (1973).
- 10 И. А. Тушенцова, Д. И. Фищук, сб. Исследования сверхдальнего распространения коротких радиоволн, ИЗМИРАН, М., 1975, стр. 143.
- 11 В. И. Сажин, М. В. Тинин, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 18, № 9, 1389 (1975).

- 12 В. И. Сажин, М. В. Тинин, сб. Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца, изд. Наука, М., 1976, вып. 39, стр. 172.
- 13 В. Е. Суходольская, Диссертация, ИГУ, Иркутск, 1973.
- 14 В. И. Сажин, сб. Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца, изд. Наука, М., 1977, вып. 41, стр. 117.
- 15 Д. Алберг, Э. Нильсон, Д. Уолш, Теория сплайнов и ее приложения, изд. Мир, М., 1972.
- 16 В. И. Сажин, сб. Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца, изд. Наука, М., 1976, вып. 38, стр. 186.
- 17 А. Ф. Яковец, Геомагнетизм и аэрономия, 12, № 1, 137 (1972).
- 18 В. А. Баранов, Г. С. Бочкин, И. Б. Егоров и др., XI Всесоюзная конференция по распространению радиоволн, Тезисы докладов, ч. 4, Казань, 1975.
- 19 С. Ф. Голян, Т. С. Керблай, Е. М. Ковалевская, сб. Ионосферное распространение коротких радиоволн, ИЗМИРАН, М., 1975, стр. 20

Иркутский государственный университет

COMPARISON BETWEEN THE RESULTS OF EXPERIMENTAL AND  
THEORETICAL INVESTIGATIONS OF ECHO SIGNAL PROPAGATION  
ON KHABAROVSK—IRKUTSK

*V. M. Polyakov, V. I. Sazhin, K. V. Svistunov, Yu. A. Semeney,  
M. V. Tinin, V. E. Unuchkov*

The results of measuring the relative changes of the amplitude, azimuth and elevation angle of echo signals within the frequency band 14–17 MHz are presented. The analysis has been made of the experimental data obtained for the purpose of checking up the optimal azimuth method the trace calculations and the calculations according to the adiabatic invariant method have been made for two ionospheric models. The results of comparison between calculated and measured characteristics are discussed.

УДК 621.371.25

## СРАВНЕНИЕ МЕТОДИК РАСЧЕТА МПЧ ПРОТЯЖЕННЫХ РАДИОТРАСС

*М. К. Ивельская, М. П. Кияновский, В. И. Куркин, И. И. Орлов,  
М. Д. Пежемская, В. Н. Попов, А. П. Потехин*

Проводится сравнение расчетных значений МПЧ по двум методикам, первая из которых основана на лучевом приближении и вторая — на методе нормальных волн, с экспериментальными значениями МПЧ для среднеширотной трассы протяженностью 4500 км. Полученные результаты показывают, что вторая методика объясняет экспериментальные данные.

Наиболее широко распространенные в настоящее время методы расчета МПЧ основаны на лучевом приближении. Однако известно, что получаемые при этом расчетные значения во многих случаях существенно ниже экспериментально наблюдаемых. В работе [1] предложен метод расчета МПЧ, основанный на рассмотрении группы слабозатухающих нормальных волн в волноводе Земля — ионосфера. Этот метод, так же как и стандартные методы, учитывает лишь геометрические характеристики задачи. Такими характеристиками являются сферичность Земли, форма профиля электронной концентрации, горизонтальные градиенты параметров ионосферы. Предполагается, что свойства ионосферы меняются вдоль трассы достаточно плавно, поперечные градиенты не влияют на значение МПЧ.

Согласно [2], номера  $n$  группы слабозатухающих нормальных волн связаны с параметром  $\gamma_n = Re v_n/ka$  ( $v_n$  — собственные значения радиальной задачи) соотношением

$$ka \int_{y_1}^{y_2} \sqrt{1 - \frac{\gamma_n^2}{y^2} - \frac{f_0^2}{f^2}} q(y) dy \approx n\pi.$$

Здесь  $k = 2\pi f/c$ ,  $a$  — радиус Земли,  $f$  — рабочая частота,  $f_0$  — критическая частота слоя,  $y = r/a$ ,  $q(y)$  — профиль электронной концентрации, нормированный в максимуме на единицу. Пределами интегрирования являются корни подынтегральной функции, при  $\gamma_n < 1$  нижний предел равен единице. Максимальный номер этой группы волн  $n_m$  и соответствующее минимальное значение  $\gamma_n = \gamma_{m\min}$  определяются из условия существования точки поворота  $y_2$  в ионосфере. При наземном расположении передатчика эффективно возбуждаются нормальные волны с номерами  $n > n_1$ , где  $n_1$  — номер, соответствующий значению параметра  $\gamma_n = 1$ . Согласно [1], МПЧ в сферически-симметричной модели определяется равенством  $n_m(f) = n_1(f)$ .

На неоднородной трассе в случае, если параметры ионосферы меняются достаточно плавно, номер  $n$  является адиабатическим инвариантом. При этом параметр  $\gamma_n$  и номера  $n_1$ ,  $n_m$  зависят от угловой координаты  $\theta$ . МПЧ трассы определяется в этом случае не только просачиванием сквозь ионосферу, но и возможным подъемом поля сигнала над

поверхностью Земли, который обусловлен неоднородностью ионосферы. Уравнение, определяющее МПЧ, имеет [1] вид

$$\min_{0 < \theta < \theta_0} n_m(\theta) = \max[n_1(0), n_1(\theta_0)],$$

где  $\theta = 0$  и  $\theta = \theta_0$  — угловые координаты передатчика и приемника.

Это определение МПЧ отличается от определения, основанного на лучевом приближении. Для выяснения справедливости предположений, лежащих в их основе, проводится сравнение расчетных значений МПЧ с экспериментальными данными.

При проведении расчетов по обеим методикам использовалась однослойная модель высотного профиля электронной концентрации вида

$$q(y) = \begin{cases} dy_m \left( 1 - \frac{y_H}{y} \right)^2 & \left( y_H \leq y \leq \frac{y_m + y_H}{2} \right) \\ 1 - dy_H \left( 1 - \frac{y_m}{y} \right)^2 & \left( \frac{y_m + y_H}{2} \leq y \leq y_m \right) \end{cases},$$

где  $d = (y_m + y_H)/(y_m - y_H)^2$ . Координата начала слоя  $y_H$  была выбрана постоянной вдоль трассы и соответствовала высоте 90 км. Координата максимума  $y_m$  и критическая частота слоя  $f_0$  задавались в соответствии с гибридной моделью ионосферы, описанной в [3]. Поперечный к трассе градиент параметров ионосферы не учитывался в расчетах, что не существенно для определения МПЧ.

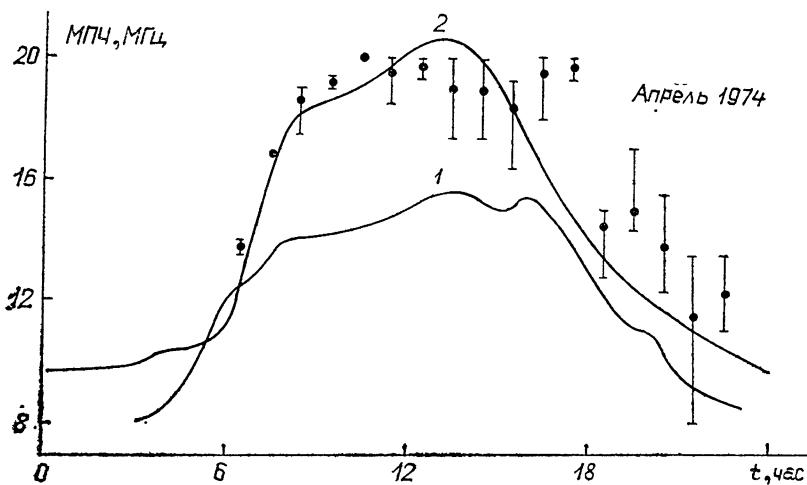


Рис. 1.

На рис. 1—3 приведены результаты расчетов суточного хода МПЧ и данные экспериментов по определению МПЧ на среднеширотной трассе протяженностью 4500 км. На горизонтальной оси отложено поясное время  $t$  передающей станции. На вертикальной — значения МПЧ, полученные по методикам, основанным на лучевых (кривая 1) и волноводных (кривая 2) представлениях, и средние экспериментальные значения МПЧ (точки), а также разброс МПЧ от дня ко дню (вертикальные линии). Результаты расчетов МПЧ по волноводной методике согласуются с экспериментом значительно лучше. В дневные часы (10—17 ч)

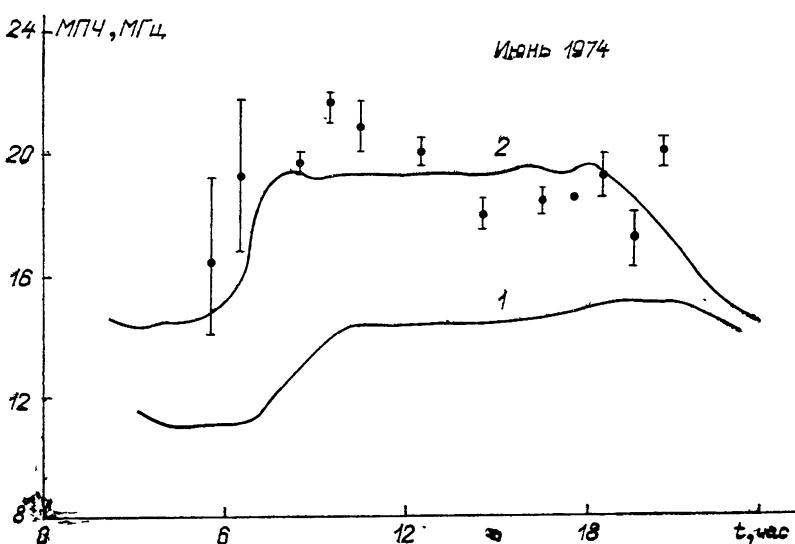


Рис. 2.

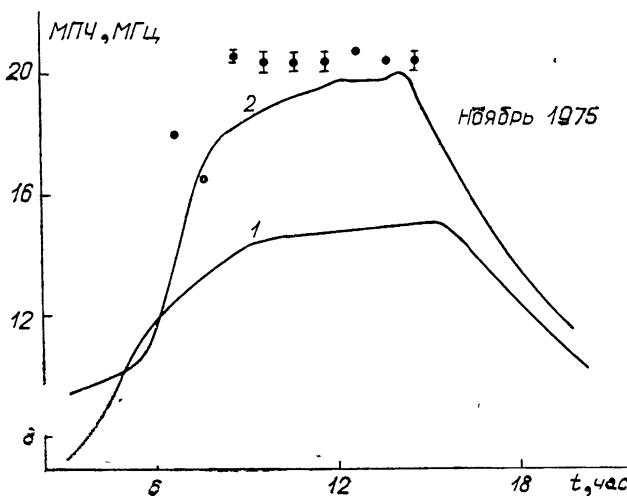


Рис. 3.

отклонения МПЧ от кривой 2 не превышают 10%, в то время как отклонения МПЧ от кривой 1 достигают 20—25%. Утренние и вечерние часы характеризуются увеличением разброса значений МПЧ, что обусловлено большими вариациями параметров ионосферы в эти часы за время эксперимента.

Расчеты МПЧ, проводившиеся на трассах до 3000 км, показали, что на малых расстояниях (ориентировочно до 1500 км) методика, описанная в [1], дает слишком большие значения величины по сравнению с расчетом лучевым методом. (Уточнение нижней границы длины трассы должно быть сделано на основе экспериментальных данных.) Указанное ограничение, вероятно, можно интерпретировать как существование области формирования группы нормальных волн.

Проведенное в настоящей работе сравнение показывает, что на трассах протяженностью более 4000 км целесообразно определять МПЧ на основе волноводных представлений.

## ЛИТЕРАТУРА

- 1 В. И. Куркин, И. И. Орлов, В. Н. Попов, Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца, вып. 33, 71 (1975).
- 2 И. И. Орлов, Ю. В. Парфенов, В. Н. Попов, Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца, вып. 35, 66 (1975)
3. В. Е. Суходольская, З. А. Федченко, Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца, вып. 27, 157 (1973).

Иркутский государственный университет  
Сибирский институт земного магнетизма,  
ионосферы и распространения радиоволн  
СО АН СССР

## COMPARISON OF METHODS OF CALCULATING IFM DISTANT RADIO LINES

*M. K. Ivel'skaya, M. P. Kiyanovskii, V. I. Kurkin, I. I. Orlov,  
M. D. Pezhemskaya, V. N. Popov, A. P. Potekhin*

Comparison is made between the estimated values of IFM according to two methods, the first of which is based on the ray approximation and the second on the normal wave method with experimental values of IFM for a mean-latitude line 4500 km long. The obtained results show that the second methods explain better the experimental data.

---

УДК 621.371.25

## ВОЗБУЖДЕНИЕ ИОНОСФЕРНЫХ ВОЛНОВОДОВ ИСТОЧНИКАМИ, РАСПОЛОЖЕННЫМИ НА ЗЕМЛЕ

*Н. Д. Борисов, А. В. Гуревич*

В рамках волнового подхода исследуется захват за счет регулярной рефракции коротких радиоволн в ионосферный канал. Оценивается вклад геометрооптических и волновых эффектов. Приводится выражение для поля, возбуждаемого в канале наземными источниками.

Вопрос о захвате коротких радиоволн в ионосферные волновые каналы представляет значительный интерес в связи с проблемой сверхдальнего распространения радиоволн. В последние годы теоретически были исследованы различные механизмы возбуждения наземными источниками межслоевого ионосферного канала: регулярная нелинейная рефракция [1], рефракция в горизонтально неоднородной ионосфере [2, 3], волновое просачивание через барьер [4], рассеяние на нерегулярных ионосферных неоднородностях [5–8], нелинейное рассеяние [9, 10], скользящее распространение [11].

Одним из наиболее эффективных механизмов возбуждения канала является рефракция на естественной горизонтальной неоднородности ионосферы. Исследование этого процесса на основе метода адиабатического инварианта показало, что он может приводить к захвату в канал значительной доли энергии падающей волны [3]. Однако анализ с помощью адиабатического метода или же метода геометрической оптики является приближенным и нуждается в уточнении, так как он не учитывает волновые эффекты и, в первую очередь, просачивание через барьер. Особенно существенны волновые эффекты для лучей, траектории которых проходят близко к вершине барьера. Анализу этого вопроса посвящена настоящая работа. В ней захват радиоволн в межслоевой канал исследуется на основе строгого решения волнового уравнения в горизонтально неоднородной ионосфере.

### 1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Пусть на Земле находится антенна, которая под малым углом к горизонту излучает пакет волн частоты  $\omega$ . Среда, в которой распространяются эти волны, ниже рассматривается как двумерно-неоднородная, причем изменение диэлектрической проницаемости  $\epsilon$  в горизонтальном направлении  $x$  происходит весьма медленно в сравнении с высотным изменением  $z$ :

$$\beta = \left| \frac{\partial \epsilon / \partial x}{\partial \epsilon / \partial z} \right| \ll 1. \quad (1)$$

Поле коротких радиоволн, создаваемых источником  $I(z, x)$  в такой двумерно-неоднородной среде (1), удовлетворяет, как известно, уравнению [1, 12, 13]:

$$\frac{\partial^2 A}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} - k_0^2 u(z, x) A = \frac{4\pi}{c} I(z, x). \quad (2)$$

Здесь введены обозначения:  $u = -\varepsilon - \frac{2z}{R_0}$ ,  $z$  — высота над земной поверхностью,  $R_0$  — радиус Земли,  $k_0 = \omega/c$ ,  $c$  — скорость света.

Решение уравнения (2) нетрудно написать, если учесть, что вблизи Земли, где возбуждаются волны, эффективная диэлектрическая проницаемость  $-u$  зависит лишь от одной координаты  $z$ :  $-u \approx 1 + \frac{2z}{R_0}$  (см. [1]). Интересуясь в дальнейшем волнами, уходящими от источника, представим потенциал  $A$  в следующем виде:

$$A = \frac{4\pi}{c} \int dk e^{ikx} \int dz' G_k(z, z', x) I_k(z'). \quad (3)$$

Здесь  $I_k$  — фурье-компоненты тока,  $I_k = \frac{1}{2\pi} \int dx e^{-ikx} I(z, x)$ ,  $G_k(z, z', x)$  — функция Грина волнового уравнения:

$$G_k(z, z', x) = \begin{cases} \frac{1}{d} \Psi_k^{(+)}(z, x) \Psi_k^{(-)}(z', x) & (z > z') \\ \frac{1}{d} \Psi_k^{(-)}(z, x) \Psi_k^{(+)}(z', x) & (z \leq z') \end{cases}, \quad (4)$$

где  $d = \frac{\partial \Psi_k^{(+)}}{\partial z} \Psi_k^{(-)} - \frac{\partial \Psi_k^{(-)}}{\partial z} \Psi_k^{(+)} \Big|_{z=z'}$ , а  $\Psi_k^{(\pm)}$  — решения однородного уравнения

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} + k_0^2(E - u)\Psi + i2k \frac{\partial \Psi}{\partial x} = 0, \quad (5)$$

соответствующие волнам, распространяющимся от источника ( $\Psi_k^{(+)}$ ) и к источнику ( $\Psi_k^{(-)}$ ).

В (5) мы использовали параболическое уравнение для функций  $\Psi$  вместо полного волнового, учитывая медленность изменения свойств среды в направлении  $x$ . По аналогии с тем, как строились адиабатические моды (см. [14]), можно получить приближенно для  $\Psi_k^{(\pm)}$  выражение

$$\Psi_k^{(\pm)} \approx \frac{1}{Vp} \exp \left\{ \pm i \int_{z_a}^z pdz - ik \int_{z_a}^z dz' \frac{1}{p} \frac{\partial}{\partial x} \int_{z'}^z dz'' p \right\}, \quad (6)$$

где  $p^2 = k_0^2(E - u)$ ,  $z_a$  — координата источника.

Подчеркнем, что волновые числа  $k$  образуют непрерывный спектр и не зависят от координаты  $x$ . Поэтому в окрестности источника функции (6) представляют собой решения уравнения (5) в горизонтально-однородной (т. е. сферически-симметричной) ионосфере, а  $G_k(z, z', x)$  — удовлетворяет обычным условиям, предъявляемым к функции Грина. Непосредственной подстановкой (3) в исходное уравнение (2) можно убедиться, что (3) действительно удовлетворяет (2), т. е. является его решением.

## 2. РОЛЬ ВОЛНОВЫХ ЭФФЕКТОВ ПРИ ЗАХВАТЕ КОРОТКИХ РАДИОВОЛН

Короткие радиоволны, как показано ниже, в горизонтально-неоднородной ионосфере захватываются в канал, если вдоль по трассе будет коэффициент отражения от барьера. Увеличение коэффициента

отражения может быть вызвано как непосредственно увеличением высоты барьера, так и ростом эффективной глубины канала. В настоящем разделе рассматривается роль в процессе захвата первого из двух указанных факторов. При этом мы временно опустим фазовые поправки в (6), обусловленные продольной неоднородностью среды. Учет таких поправок необходим при исследовании эффектов, связанных с изменением глубины канала, и будет проведен в следующем разделе.

Поясним теперь, как в рамках используемого подхода описывается захват энергии в канал. Пусть в канале I, как показано на рисунке, находится излучающая антенна. Барьер III, разделяющий каналы I и II, можно считать параболическим, так как реально всегда существенна лишь небольшая область в окрестности максимума барьера. Итак,

$$u(z, x) = u_M(x) - \frac{1}{2} u''_M(z - z_0(x))^2, \quad (7)$$

где  $u_M = u(z_0)$ ,  $u''_M = \left. \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right|_{z_0}$ . Коэффициент прохождения  $D$  и отражения  $R$  такого барьера имеют вид [15]

$$D_k = \frac{e^{-\frac{\pi \varepsilon}{4}}}{\left[ e^{-\frac{\pi \varepsilon}{2}} + e^{\frac{\pi \varepsilon}{2}} \right]^{1/2}}, \quad R_k = \frac{e^{\frac{\pi \varepsilon}{4}}}{\left[ e^{-\frac{\pi \varepsilon}{2}} + e^{\frac{\pi \varepsilon}{2}} \right]^{1/2}}, \quad (8)$$

где  $\varepsilon = [k^2 + k_0^2 u_M] \rho^2$ ,  $\rho^2 = \left[ \frac{k_0^2}{2} u''_M \right]^{-1/2}$ . Для фурье-компонент поля с волновым числом  $k < k_0 |u_M(x_1)|^{1/2}$  коэффициент прохождения близок к единице, при  $k > k_0 |u_M(x_1)|^{1/2}$  близок к нулю. Значению  $k = k_0 |u_M|^{1/2}$  соответствует  $D_k = R_k = 1/\sqrt{2}$ ; ему на языке геометрической оптики отвечает луч  $c$ , разделяющий прошедший ( $d$ ) и отраженный от барьера ( $r$ ) пучок волн. Проникшие в канал II волны будут захватываться, если коэффициент отражения от барьера вдоль по трассе растет, т. е. в случае, когда  $\frac{du_M}{dx} > 0$ . Полное поле, которое захватится в канал II, можно приближенно (без учета многократных отражений) представить в виде:

$$A = \int dk c(k) D_k(x_1) R_k(x_2) \exp \left\{ i [kx + \int_{z_a}^{z_2} pdz + \int_{z_2}^{z_3} pdz] \right\}. \quad (9)$$

Здесь  $c(k)$  — амплитуда  $k$ -й гармоники поля,  $z_2, z_3$  — точки отражения для просачивающихся волн (для надбарьерного прохождения  $z_2 = z_3$ ),  $x_2 - x_1$  — характерный период осцилляции луча в канале II.

Разобьем поле  $A$  на две части: «геометрооптическую»  $A_1$ , для которой коэффициент прохождения  $D_k(x_1) > 1/\sqrt{2}$ , и «волновую»  $A_2$  с  $D_k(x_1) < 1/\sqrt{2}$ . Оценим соотношение между потоками энергии, попадающими в канал II от этих частей. Пусть на трассе выполнено условие захвата  $\frac{du_M}{dx} > 0$ . Предположим, что коэффициенты  $c(k)$  меняются достаточно медленно на интервале волновых чисел, существенных для захвата. Тогда поле  $A_1$  в канале II можно оценить следующим образом:

$$A_1 \approx c(k_3) e^{i\Phi} \int_{k_1}^{k_3} dk e^{i(k-k_3)L(x, z)}. \quad (10)$$

Здесь  $k_1$  и  $k_2$  — волновые числа, определяемые из условий

$$D_{k_1}(x_1) = \frac{1}{\sqrt{2}}, \quad R_{k_1}(x_2) = \frac{1}{\sqrt{2}}, \quad \Phi — \text{полная фаза для волнового числа}$$

$$k_3 = \frac{1}{2} (k_1 + k_2): \quad \Phi = k_3 x + \int_a^z dz p_3, \quad L = x + \frac{\partial}{\partial k} \int_a^z dz p_3|_{k=k_3}, \quad p_3 = p(k_3).$$

Уравнение  $L(x, z) = 0$  задает траекторию луча  $dx/k_3 = dz/p_3$ . Поле на этой траектории  $z = z(x)$  имеет максимальное значение:

$$A_1 = 2c(k_3) e^{i\Phi} \cdot \frac{\sin \left[ \frac{k_2 - k_1}{2} L(x, z) \right]}{L(x, z)}. \quad (11)$$

Вдали от точек поворота в некоторой окрестности  $z = z(x)$  функция  $L(x, z)$  меняется по закону  $L = -\frac{k_3}{p_3}(z - z(x))$ . При удалении по  $z$  от  $z(x)$  функция  $L$  растет по абсолютной величине и поле  $A_1$  согласно (11) ослабевает.

Аналогично можно оценить поле  $A_2$ :

$$A_2 \approx c(k_3) e^{i\Phi} \frac{1}{\pi \rho^2 k_0 - iL(x, z)}. \quad (12)$$

Учтем теперь, что разность волновых чисел  $k_1 - k_2$ , определяющая поле  $A_1$ , составляет

$$k_1 - k_2 \approx \frac{k_0}{2} [u_M(x_2) - u_M(x_1)]. \quad (13)$$

С помощью (11) — (13) найдем приближенно отношение потоков энергии, связанных с полями  $A_1$  и  $A_2$  в канале II:

$$\frac{Q_1}{Q_2} \sim \rho^2 k_0^2 [u_M(x_2) - u_M(x_1)]. \quad (14)$$

Как следует из (14), для коротких волн  $k_0 \sim (2 \div 4) \cdot 10^2$  ( $\text{км}^{-1}$ ) и не слишком малых градиентов  $\frac{du_M}{dx} \gtrsim 10^{-7}$  ( $\text{км}^{-1}$ ) энергия попадает

в канал, в основном, за счет надбарьерного прохождения, т. е. за счет геометрооптических эффектов. Если же продольная неоднородность мала,  $|u_M(x_2) - u_M(x_1)| \leq (\rho k_0)^{-2}$ , то роль волновых эффектов становится весьма заметной. Однако в этом последнем случае полная энергия волны, захваченная в канал, оказывается, естественно, менее значительной.

### 3. ВЛИЯНИЕ ПРОДОЛЬНОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ СРЕДЫ НА ЗАХВАТ КОРОТКИХ РАДИОВОЛН

В формуле (14) учитывается лишь изменение высоты барьера и преубрегается изменением вдоль трассы луча глубины ионосферного канала, что тоже может существенно повлиять на захват. Поэтому теперь мы проведем более тщательное исследование отражения и прохождения волны через барьер с полным учетом поправок, связанных с продольной неоднородностью среды.

Пусть на параболический барьер падает волна  $\Psi$ , уходящая от источника. В области барьера эта волна должна удовлетворять уравнению

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial \zeta^2} + (\zeta^2 - \epsilon) \Psi + i2k \rho^2 \frac{\partial \Psi}{\partial x} = 0, \quad (15)$$

где  $\zeta = \frac{z - z_0}{\rho}$ ,  $\epsilon = [k^2 + k_0^2 \epsilon_M] \rho^2$ . Введем новую функцию  $\Psi_1$  с помощью соотношения

$$\Psi = \Psi_1 \exp \left\{ -ik \rho^2 \int_{z_0}^{\zeta} d\zeta \frac{d\zeta}{dx} \right\}, \quad (16)$$

$\zeta_0$  — некоторая начальная координата. Положим, что функция  $\Psi_1$  зависит от  $x$  неявно через  $\zeta$  и  $\epsilon$ . При этом уравнение для  $\Psi_1$  приближенно можно привести к виду

$$\frac{\partial^2 \Psi_1}{\partial \zeta^2} + (\zeta^2 - \epsilon) \Psi_1 + i\mu \frac{\partial \Psi_1}{\partial \epsilon} = 0, \quad (17)$$

где

$$\mu = 2k \rho^2 \frac{d\epsilon}{dx}. \quad (18)$$

При получении (17) мы пренебрегли малыми членами  $\sim \left( k \rho^2 \frac{dz_0}{dx} \right)^2$ ,  $k \rho^2 \frac{d \ln \mu}{dx}$ .

Общее решение уравнения (17) представим следующим образом:

$$\Psi_1 = \int d\lambda a(\lambda) F(\zeta, \lambda) \exp \left[ -\frac{i}{2\mu} (\epsilon - \lambda) \right]^2. \quad (19)$$

Здесь  $a(\lambda)$  — произвольные постоянные, которые мы будем считать слабо зависящими от  $\lambda$ , а  $F(\zeta, \lambda)$  является функцией параболического цилиндра, т. е. удовлетворяет уравнению [16]:

$$\frac{d^2 F}{d\zeta^2} + (\zeta^2 - \lambda) F = 0. \quad (20)$$

Выберем решение уравнения (20), которое описывает падающую и отраженную волны при  $\zeta \ll -V\lambda$  и уходящую от барьера волну при  $\zeta \gg V\lambda$ . Асимптотические выражения для  $F(\zeta, \lambda)$  при больших  $|\zeta|$  хорошо известны [16]:

$$F(\zeta, \lambda) = e^{-i\frac{\zeta^2}{2}} |V\sqrt{2}\zeta|^{\frac{i\lambda}{2} - \frac{1}{2}} e^{-i\frac{\varphi}{2}} - iR(\lambda) e^{i\frac{\zeta^2}{2}} |V\sqrt{2}\zeta|^{-\frac{i\lambda}{2} - \frac{1}{2}} e^{i\frac{\varphi}{2}} \quad (\zeta \ll -V\lambda),$$

$$F(\zeta, \lambda) = D(\lambda) |V\sqrt{2}\zeta|^{-\frac{i\lambda}{2} - \frac{1}{2}} e^{i\frac{\varphi}{2}} \quad (\zeta \gg V\lambda). \quad (21)$$

Здесь  $R(\lambda)$ ,  $D(\lambda)$  — коэффициенты отражения и прохождения для па-

$$\text{раболического барьера (8), } R(\lambda) e^{i\varphi} = D(\lambda) e^{\frac{\pi\lambda}{2} + i\varphi} = \frac{\Gamma\left(\frac{1}{2} + i\frac{\lambda}{2}\right)}{\sqrt{2\pi}} e^{\frac{\pi\lambda}{4}}.$$

Представление (19) справедливо при любой величине параметра (18). Однако аналитическое рассмотрение удается провести лишь в предельных случаях:  $|\mu| \ll 1$ ,  $|\mu| \gg 1$ . Ниже мы будем считать продольную неоднородность слабой:  $|\mu| \ll 1$ .

Подставим разложение (21) в (19). Рассмотрим вначале случай слабопроницаемого барьера,  $\lambda \sim \varepsilon \gg 1$ . При этом имеем следующие значения коэффициентов  $R$ ,  $D$  и  $e^{i\varphi}$ :

$$R(\lambda) \approx 1, \quad D(\lambda) \approx e^{-\frac{\pi\lambda}{2}}, \quad e^{i\varphi} = \left(\frac{\lambda}{2}\right)^{\frac{i\lambda}{2}} e^{-\frac{i\lambda}{2}}. \quad (22)$$

Найдем явное выражение для падающей и проходящей волн. Учитывая (22), удобно переписать (21) в квазиклассической форме:

$$F(\zeta, \lambda) \approx \begin{cases} \frac{1}{V|2\zeta|} \exp\left(i \int_{-\sqrt{\lambda}}^{\zeta} d\zeta' V\zeta'^2 - \lambda\right) - i \frac{R(\lambda)}{V|2\zeta|} \exp\left(-i \int_{-\sqrt{\lambda}}^{\zeta} d\zeta' V\zeta'^2 - \lambda\right) & (\zeta \ll -\sqrt{\lambda}) \\ \cdot \frac{D(\lambda)}{V2\zeta} \exp\left(i \int_{\sqrt{\lambda}}^{\zeta} d\zeta' V\zeta'^2 - \lambda\right) & (\zeta \gg \sqrt{\lambda}) \end{cases} \quad (23)$$

Разложим теперь стоящие в экспоненте (23) выражения в ряд Тейлора в окрестности точки  $\lambda_0 = \varepsilon$  и проведем в (19) интегрирование по  $\lambda$ . Выбирая в качестве  $\zeta_l$  точку поворота  $\zeta_l = -\sqrt{\varepsilon}$ , получим асимптотическое выражение для падающей волны:

$$\Psi = \sqrt{\frac{\pi\mu}{|\zeta|}} a(\varepsilon) \times \times \exp\left(i \int_{-\sqrt{\varepsilon}}^{\zeta} d\zeta' V\zeta'^2 - \varepsilon - ik\rho^2 - \int_{-\sqrt{\varepsilon}}^{\zeta} \frac{d\zeta'}{V\zeta'^2 - \varepsilon} \frac{\partial}{\partial x} \int_{-\sqrt{\varepsilon}}^{\zeta'} d\zeta'' V\zeta''^2 - \varepsilon\right). \quad (24)$$

Последний множитель в (24) представляет собой поправку к фазе, связанную с продольной неоднородностью, и отсчитывающую от точки поворота  $\zeta_l = -\sqrt{\varepsilon}$ .

Аналогично можно найти выражение для проходящей волны

$$\Psi = \sqrt{\frac{\pi\mu}{\zeta}} a(\varepsilon) \exp\left\{-\frac{\pi\varepsilon}{2} + i\left(\int_{\sqrt{\varepsilon}}^{\zeta} d\zeta' V\zeta'^2 - \varepsilon - k\rho^2 \int_{\sqrt{\varepsilon}}^{\zeta} \frac{d\zeta'}{V\zeta'^2 - \varepsilon} \times \times \frac{\partial}{\partial x} \int_{\sqrt{\varepsilon}}^{\zeta'} d\zeta'' V\zeta''^2 - \varepsilon\right) + i\delta\varphi + \frac{\pi\mu}{4} \ln \zeta\right\}, \quad (25)$$

где  $\delta\varphi = -k\rho^2 \int_{-\sqrt{\varepsilon}}^{\sqrt{\varepsilon}} d\zeta \frac{d\zeta}{dx}$ . Множитель  $\exp\left(\frac{\pi\mu}{4} \ln \zeta\right)$  в (25) возникает

из-за зависимости коэффициента прохождения от координаты  $x$ . Его можно получить иным, весьма простым способом. Для этого представим решение, соответствующее прошедшей через барьер волне, в виде

$\Psi = D(\varepsilon) \tilde{\Psi}(\zeta, \tilde{\varepsilon})$ , выделяя явно коэффициент прохождения, и подставим в уравнение (15). Тогда для функции  $\tilde{\Psi}$  получим снова уравнение (15), но уже с комплексным  $\tilde{\varepsilon} = \varepsilon + ik\rho^2\pi \frac{d\varepsilon}{dx}$ . При больших  $\zeta$  мнимая добавка к  $\varepsilon$  и приводит к обсуждаемому члену в (25). Таким образом, мы видим, что при фиксированном  $x$  поле с ростом  $\rho$  растет, если  $\frac{d\varepsilon}{dx} > 0$ . Смысл этого результата состоит в том, что в области больших  $\zeta$  попадают волны, просачивающиеся через барьер при меньших  $x$ , где барьер более проницаем.

Отметим, наконец, что для слабопроницаемого барьера  $\varepsilon \gg 1$  можно проследить также за изменением поля в окрестности точек поворота  $\zeta = \pm V_\varepsilon$ . Для этого достаточно воспользоваться асимптотическими разложениями, содержащими функции Эйри. В области  $|\zeta| \gg 1$  эти разложения дают, естественно, прежний результат.

Рассмотрим теперь случай большой проницаемости барьера  $\varepsilon \leq 1$ . Мы снова воспользуемся представлением в виде (19) и асимптотическими разложениями (21). Однако теперь коэффициенты  $D(\lambda)$  и  $R(\lambda)$  не имеют столь простого вида, как раньше. Поэтому интеграл в (19) оценим приближенно по методу стационарной фазы. Для проходящей волны получим выражение

$$\Psi = \sqrt{\frac{\pi\mu}{\zeta}} a(\varepsilon) D(\lambda_0) \exp\left\{i\left(\frac{\zeta^2}{2} - \frac{\varepsilon}{2} \ln \zeta + \frac{\varphi(\lambda_0)}{2} - k\rho^2 \int_{-\sqrt{\varepsilon}}^{\zeta} d\zeta \frac{d\zeta}{dx}\right)\right\}, \quad (26)$$

где  $\lambda_0 = \varepsilon - \frac{\mu}{2} \ln \zeta$ . При больших  $\lambda_0$  решение (26) соответствует найденному ранее (25). Отличие множителя  $D(\lambda_0)$  от коэффициента прохождения  $D(\varepsilon)$  объясняется, как и в случае  $\varepsilon \gg 1$ , изменением проницаемости барьера вдоль по трассе луча.

Полученные выше результаты (24) — (26) необходимо теперь видоизменить таким образом, чтобы фаза падающей волны отсчитывалась от источника, как в (6). Для этого полный набег фазы от источника до барьера  $\Phi(x)$  разобьем на две части:  $\Phi(x) = \varphi^* + \varphi(x)$ ,

где

$$\varphi^* = \int_a^{z^*} dz \sqrt{-(k_{00}^2 u + k^2)}, \quad (27)$$

а  $\varphi(x)$  — набег фазы от  $z^*$  до барьера. Введенную в (27) точку  $z^*$  выберем таким образом, чтобы в ее окрестности для решения можно было бы пользоваться квазиклассическим приближением, а барьер считать параболическим и, кроме того, чтобы набег фазы от источника до этой точки не зависел от  $x$ :  $\frac{d\varphi^*}{dx} = 0$ .

Заметим теперь следующее: если  $\Psi(z, x)$  есть решение уравнения (15), то функция  $\tilde{\Psi} = e^{-i\Phi}\Psi$  удовлетворяет аналогичному уравнению с  $\tilde{\varepsilon} = \varepsilon + 2k\rho^2 \frac{d\Phi}{dx}$ . Это решение,  $\tilde{\Psi} = e^{i\psi}\tilde{\Psi}$  как нетрудно проверить с помощью асимптотических выражений (21), и является для нас искомым. В случае надбарьерного прохождения в формулах (25) — (27) координату точки поворота следует заменить на нуль.

Поле волны, которая проникает в канал II в окрестности точки  $x_1$  (см. рис. 1), в соответствии с полученными выше результатами можно представить в виде

$$\Psi_d = \int dk c(k) e^{ikx + i\Phi_1} a(\tilde{\epsilon}_1) \int d\lambda D(\lambda) F(\zeta, \lambda) \times \times \exp \left( -i \frac{(\tilde{\epsilon}_1 - \lambda)^2}{2\mu} - ik \rho^2 \int_{-\sqrt{\tilde{\epsilon}_1}}^{\zeta} d\zeta \frac{d\zeta}{dx} \right), \quad (28)$$

где  $\Phi_1$  — набег фазы от источника до барьера, а

$$\tilde{\epsilon}_1 = \epsilon(x_1) + 2k\rho^2 \frac{d\Phi_1}{dx}. \quad (29)$$

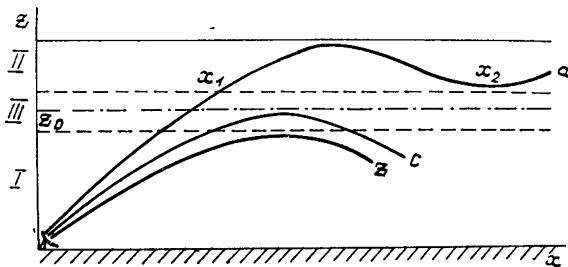


Рис. 1.

Захват коротких радиоволн в канал II в горизонтально-неоднородной ионосфере. Высота  $z_0$  соответствует максимуму барьера III, разделяющему каналы I и II.

Как следует из (28), (29), учет горизонтальной неоднородности ионосферы приводит к изменению коэффициента прохождения (и отражения) по сравнению с полученным ранее результатом (8), (9). Аналогично в выражение для поля волны, которое будет существовать в канале после отражения от барьера в точке  $x_2$ , войдет полный набег фазы  $\tilde{\Phi}_2$  и параметр  $\tilde{\epsilon}_2$ :

$$\tilde{\epsilon}_2 = \epsilon(x_2) + 2k\rho^2 \frac{d\tilde{\Phi}_2}{dx}. \quad (30)$$

Таким образом, интервал волновых чисел, определяющий захват энергии в канал, в отличие от (13) составляет:

$$\delta k = \frac{k_0}{2} \left[ u_M(x_2) - u_M(x_1) + \frac{2}{k_0} \frac{d}{dx} (\tilde{\Phi}_2 - \Phi_1) \right]. \quad (31)$$

Как следует из (31), в общем случае захват энергии в канал связан с увеличением как высоты барьера  $\frac{du_M}{dx} > 0$ , так и эффективной глубины канала  $\frac{d\tilde{\Phi}}{dx} > 0$ . Для реальных ионосферных условий оба эти процессы приводят к эффектам одного порядка.

Коэффициент захвата в волноводный канал  $G$  по порядку величины равен отношению интервала углов, определяющих захват, к угловой

ширине  $\Delta$  диаграммы направленности антенны. Для частот, близких к МПЧЕ, этот коэффициент,

$$G \approx \frac{2 \left( \frac{\delta k}{k_0} \right)^{1/2}}{\Delta}, \quad (32)$$

может составлять  $G \sim 10^{-2} \div 10^{-1}$ .

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сопоставим теперь наши результаты с полученным ранее методом адиабатического инварианта [3]. Для случая, когда высота барьера  $u_m$  не меняется вдоль трассы, в работе [3] было приведено следующее выражение для коэффициента захвата вблизи МПЧЕ:

$$G = \frac{V |\delta E|}{\Delta}, \quad (33)$$

где

$$\delta E = \frac{2}{R_0} \int_{z_{\min}}^{z_{\max}} \frac{\frac{\partial u}{\partial \theta}}{\sqrt{E - u}} dz \quad (E \rightarrow E_M). \quad (34)$$

Здесь  $E_M = u_m$  — граница области захвата,  $\Delta$ , как и в (32), — угловая ширина диаграммы направленности,  $\theta$  — угловая координата вдоль трассы  $x = R_0 \theta$ ,  $u(z_{\max}) = u(z_{\min}) = u_m$ . Интеграл в (34) сходится, поскольку при неизменной высоте барьера  $\frac{\partial u}{\partial \theta} \rightarrow 0$ , если  $u \rightarrow u_m$ . Выражение (34) характеризует опускание верхних уровней при увеличении эффективной глубины канала на длине одной осцилляции луча.

В нашем подходе изменение параметра  $E$  вдоль трассы связано с набегом фазы волны в поперечном сечении канала. Для канала с параболическим барьером соответствующие формулы были получены в предыдущем разделе. Непосредственное обобщение этих результатов на случай произвольного профиля барьера (уравнение (5)) дает следующую связь изменения параметра  $E$  на длине осцилляции луча с набегом фазы по оси  $z$ :

$$\delta E = - \frac{2}{k_0} \frac{d\Phi}{dx}. \quad (35)$$

В частном случае постоянной высоты барьера для нахождения фазы можно использовать геометрооптическое приближение. При этом несложно получить для  $\delta E$  величину

$$\delta E = 2 \int_{z_{\min}}^{z_{\max}} dz \frac{\frac{\partial u}{\partial x}}{\sqrt{E_M - u}}, \quad (36)$$

что соответствует расчету (34) по методу адиабатического инварианта. Совпадение результатов (34), (36) в рассматриваемом случае вполне понятно. Мы ограничились учетом первых производных по продольной неоднородности, считая, что производные более высоких порядков дают малый вклад. В таком приближении основные параметры, характеризующие захват, в обоих подходах одинаковы.

Отметим, что в общем случае метод адиабатического инварианта дает правильное выражение для опускания уровней в канале в области, где проницаемость барьера мала. Эта область, однако, для реальных значений продольной неоднородности может вносить основной вклад в рефракционный захват. При этом процесс захвата описывается простым выражением (см. [3]):

$$\frac{dE}{dx} = \frac{2}{\Theta(x)} \int_{z_{\min}}^{z_{\max}} dz \frac{\frac{\partial u}{\partial x}}{\sqrt{E - u}}, \quad (37)$$

где  $\Theta(x) = 2 \int_{z_{\min}}^{z_{\max}} dz \frac{1}{\sqrt{E - u}}$ . В (37) подразумевается, что  $E < E^*$ , где

$E^*$  — некоторое граничное значение, для которого проницаемость барьера можно считать малой (фактически для этого достаточно, чтобы выполнялось условие  $|E^* - u_M| \leq (k_0 \rho)^{-2}$ ). Таким образом, если опускание уровней в канале на длине осцилляции луча не слишком мало:  $\delta E = \frac{dE}{dx} \Theta(x) \gg (k_0 \rho)^{-2}$ , то метод адиабатического инварианта достаточно точно описывает явление захвата.

Напротив, в случае малых продольных градиентов для правильного описания рефракционного захвата необходимо учитывать волновые эффекты: просачивание поля через барьер, надбарьерное отражение волны и отличие фазы от квазиклассического значения вблизи границы захвата.

С учетом всех указанных эффектов поле волны, которая остается в канале II, после отражения от барьера в окрестности точки  $x_2$  (см. рисунок) можно представить в виде, аналогичном (28):

$$\Psi = \int dk c(k) e^{ikx + i\Phi_2} \alpha(\tilde{\varepsilon}_1) D(\tilde{\varepsilon}_1) \int d\lambda R(\lambda) F(\zeta, \lambda) \times \\ \times \exp \left( -i \frac{(\tilde{\varepsilon}_2 - \lambda)^2}{2\rho} - ik \rho^2 \int_{\tilde{\varepsilon}_1}^{\zeta} d\zeta \frac{d\zeta}{dx} \right). \quad (38)$$

В выражении (38) содержится информация не только об энергетике захвата (как в методе адиабатического инварианта), но также и о фазовых соотношениях. Подробное исследование структуры поля, захваченного в канале, на основе полученных выше результатов будет проведено в другой работе.

## ЛИТЕРАТУРА

1. А. В. Гуревич, Геомагнетизм и аэрономия, 11, 961 (1971)
2. А. В. Гуревич, Е. Е. Цедилина, Геомагнетизм и аэрономия, 13, 233 (1973).
3. А. В. Гуревич, Е. Е. Цедилина, сб. Распространение декаметровых волн, ИЗМИРАН, М., 1976, стр. 10.
4. Н. Д. Борисов, А. В. Гуревич, сб. Исследование сверхдальнего распространения коротких радиоволн, ИЗМИРАН, М., 1975, стр. 3
5. А. В. Гуревич, Л. М. Ерухимов, В. Ю. Ким, В. П. Урядов, Е. Е. Цедилина, Изв. высш. уч. зав — Радиофизика, 18, № 9, 1305 (1975).
6. Л. М. Ерухимов, С. Н. Матюгин, В. П. Урядов, Изв. высш. уч. зав — Радиофизика, 18, № 9, 1297 (1975)

7. В. Ю. Ким, сб. Распространение радиоволн и плазменные неустойчивости в ионосфере и магнитосфере, ИЗМИРАН, М., 1974, стр. 3.
8. А. В. Гуревич, Е. Е. Цедилина, Изв. высш. уч. зав — Радиофизика, 19, № 1, 43 (1976).
9. А. В. Гуревич, Е. Е. Цедилина, Геомагнетизм и аэрономия, 18, 1005 (1975).
10. А. В. Гуревич, В. Ю. Ким, сб. Распространение декаметровых радиоволн, ИЗМИРАН, М., 1976, стр. 5.
11. В. И. Сажин, М. В. Тинин, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 18, № 9, 1389 (1975).
12. Н. Д. Борисов, Геомагнетизм и аэрономия, 15, 1087 (1975).
13. Н. Д. Борисов, А. В. Гуревич, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 19, № 9, 1275 (1976).
14. Н. Д. Борисов, А. В. Гуревич, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 20, № 5, 659 (1977); Препринт № 2, ИЗМИРАН, 1976.
15. В. Л. Гинзбург, Распространение электромагнитных волн в плазме, изд. Наука, М., 1967.
16. Э. Т. Уиттекер, Дж. Н. Ватсон, Курс современного анализа, ч. 2, Физматгиз, М., 1963.

Институт земного магнетизма, ионосферы  
и распространения радиоволн АН СССР

### EXCITATION OF IONOSPHERIC WAVEGUIDES BY SOURCES SITUATED ON THE EARTH

*N. D. Borisov, A. V. Gurevich*

The radiowave trapping by the ionospheric channel due to regular refraction is investigated in the framework of the waveguide approach. A contribution of geometrical-optics and wave effects is estimated. An expression is given for the field excited in the channel by based-ground sources.

---

*Примечание при корректуре.* На рис. 1 для нижнего луча обозначение  $r$  вместо  $z$ .

УДК 621.371.25

## О ГРАНИЦАХ ПРИМЕНИМОСТИ ЛУЧЕВОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ ПРИ РАСЧЕТАХ КВ-РАДИОТРАСС

*B. I. Погорелов*

Получено новое представление в виде ряда для решения волнового уравнения с источниками в трехмерном неограниченном пространстве с переменным коэффициентом преломления. На основе этого ряда оцениваются расстояния, на которых применимо лучевое приближение при расчете поля КВ-радиотрасс, и находится корректирующий множитель, улучшающий данное приближение

### ВВЕДЕНИЕ

Расчет поля излучателей КВ-диапазона с учетом реальных ионосферных ситуаций представляет большой интерес с точки зрения как теории, так и практики. Однако в настоящее время этот вопрос в строгой постановке еще не решен. В простейшем случае задача может быть сформулирована следующим образом. Пусть коэффициент преломления среды  $n = n(x)$  зависит лишь от высоты и задается ионосферным профилем (горизонтальные изменения  $n$  не рассматриваются), среда изотропна, т. е. влияние внешнего магнитного поля Земли не учитывается. Источник поля расположен в окрестности точки  $x_0$  и излучает волны частоты  $\omega$  с горизонтальной поляризацией.

Тогда поляризация поля не меняется, а функция  $E(x, t) = E_0(x) e^{i\omega t}$  удовлетворяет уравнению

$$LE = \Delta E - \frac{n^2(x)}{C^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} E = \rho(x, t), \quad (1)$$

где дифференциальный оператор  $L = \Delta - \frac{n^2(x)}{C^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}$ , а  $\rho(x, t)$  при монохроматическом точечном источнике имеет вид  $\rho(x, t) = \delta(x - x_0) e^{i\omega t}$ . Часто анализ пространственного распределения поля сводят к расчету лучевых траекторий (например, см. [1, 2]), не имея эффективных оценок границ области применимости этого метода. Ниже указывается на возможность такой оценки применительно к простейшему случаю — задаче (1).

### НЕКОТОРЫЕ ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ ОТНОСИТЕЛЬНО УРАВНЕНИЯ (1)

Перепишем (1) как

$$LE = \sum_{i=1}^3 \frac{\partial^2}{\partial x_i^2} E + i \frac{n}{C} \frac{\partial}{\partial t} \left( i \frac{n}{C} \frac{\partial}{\partial t} E \right) = \rho. \quad (2)$$

Если бы величина  $n$  была постоянной, то можно было бы ввести координату  $x_4 = \frac{Ct}{in}$  и представить (2) в форме

$$\sum_{j=1}^4 \frac{\partial^2}{\partial x_j^2} E = \rho. \quad (3)$$

Как известно [3], фундаментальное решение (3), удовлетворяющее условию

$$\Delta \Phi = \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}'), \quad (4)$$

есть

$$\Phi = \frac{-1}{4\pi^2 \left[ \sum_{j=1}^4 (x_j - x'_j)^2 \right]} = \frac{-1}{4\pi^2 S^2}, \quad (5)$$

где  $S = \sqrt{\sum_j dx_j^2}$  — длина экстремального, наикратчайшего пути между точками  $\mathbf{x}'$  и  $\mathbf{x}$  в 4-мерном пространстве  $\mathbf{x}_j$ . Поэтому общее решение задачи в виде свертки записывается как

$$E = \rho * \Phi = \frac{-1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} d^4 x'_i \frac{\rho(x')}{\sum_i (x_j - x'_j)^2}. \quad (6)$$

Интегрирование по  $x_4$  приводит к вычету в точке  $S^2 = \sum_i (x_j - x'_j)^2 = 0$ ,

т. е. при  $(x_4 - x'_4)^2 = - \sum_{j=1}^3 (x_j - x'_j)^2$  или для  $t - t' = \kappa = \frac{n}{C} \sqrt{\sum_{j=1}^3 (x_j - x'_j)^2} = \frac{n}{C} \sigma$ , где  $\sigma$  — длина экстремали между  $\mathbf{x}'$  и  $\mathbf{x}$  в трехмерном пространстве  $x_1, x_2, x_3$ ; решение выражается через функцию источника  $\rho(\mathbf{x}, t)$  с запаздывающим аргументом  $t$  (относительно  $t'$ ).

Заметим, что, вообще говоря, во всех реальных случаях  $n$  является комплексным из-за поглощения, следовательно, и  $\kappa$  комплексно. Тогда, если обозначение  $t$  использовать только для времени в обычном смысле, то более правильным будет введение наряду с комплексным  $x_4$  реального  $t - t' = \operatorname{Re} \kappa$  (а не  $t - t' = \kappa$ ).

Поскольку при  $n = n(\mathbf{x})$  дифференциал  $\frac{C}{in(\mathbf{x})} dt$  в (2) не является полным, то такую координату  $x_4$  ввести нельзя. Но соответствующий аналог функции (5) существует и при таких условиях в ее второй, более общей форме. Экстремали, вдоль которых рассчитывается величина  $S$ , определяются на основе метрики  $dS = \sqrt{\frac{4}{C} \sum_{j=1}^4 dx_j^2}$ , где  $dx_j$  при  $j \leq 3$  — дифференциалы координат  $x_j$ , а  $dx_4 = \frac{C}{in(\mathbf{x})} dt$ . Метрика такого типа является квазиримановой, и соответствующие экстремали задаются уравнениями [4]

$$\begin{aligned} \frac{d^2 x_\zeta}{d\tau^2} &= \frac{1}{2} C^2 \frac{\partial}{\partial x_\zeta} \left( \frac{1}{n^2} \right) \left( \frac{dt}{d\tau} \right)^2 \quad (\zeta < 4), \\ \frac{d^2 t}{d\tau^2} &= -2 \frac{d}{d\tau} (\ln n) \frac{dt}{d\tau}, \end{aligned} \quad (7)$$

где  $\tau$  — параметр на экстремали.

Интегралы типа  $\rho * \Phi$  в данных условиях совершенно так же могут

быть упрощены путем сведения интегрирования по  $t$  к вычетам в точках, где  $S^2 = 0$ . Последнее условие определяет так называемые изотропные экстремали в квазиримановой метрике, и для них, как известно [4], всегда  $dS = 0$ , т. е.  $d\sigma = \sqrt{\sum_{j=1}^3 dx_j^2} = \frac{C}{n} dt$ , или  $\frac{d\sigma}{dt} = \frac{n}{C}$ .

Нетрудно убедиться, что проекции изотропных экстремалей  $S$  в 4-мерном пространстве  $x, t$  на трехмерное пространство  $x$  являются не чем иным как обычными классическими лучевыми траекториями волн поля  $E$  и удовлетворяют условию минимума  $\kappa = \int dt$  вдоль них.

Однако, подействовав на (5) оператором  $L$ , мы получим

$$L\Phi = \delta(x - x', t - t') \frac{in(x')}{C} + \frac{\gamma(x, t, x', t')}{2\pi S^4(x, t, x', t')} , \quad (8)$$

где функция  $\gamma$  путем несложных преобразований сводится к

$$\gamma = \frac{1}{2} LS^2(x, t, x', t') - 4. \quad (9)$$

Таким образом, здесь  $\Phi$  уже не удовлетворяет (4), т. е. не является фундаментальным решением. Поэтому при  $n = n(x)$ , когда, вообще говоря,  $\gamma \neq 0$ , решение задачи (1) уже будет отличаться от свертки (6). Правда, тогда (6) может рассматриваться как решение приближенное, стремящееся к истинному при  $\nabla n \rightarrow 0$ .

Заметим, что для  $\Phi$  в смысле выполнения (4) множитель  $\frac{in(x')}{C}$  в (8) не является помехой, а просто указывает, что решение (6) требует интегрирования по  $t$  с весом  $\frac{C}{in(x')}$ .

### ОДНО ИЗ ПРЕДСТАВЛЕНИЙ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ (1)

Чтобы получить обобщение (6) для  $n = n(x)$ , обратим внимание на следующее. Если искомое решение  $E$  записать как  $E = \rho * \Phi + E_1$  и подставить в (1), то для новой искомой функции  $E_1$  получим уравнение  $LE_1 = \rho_1$ , где

$$\rho_1(x, t) = \frac{Ci}{2\pi^2} \int d^3 x'_i dt' \frac{\rho(x', t') \gamma(x, t, x', t')}{S^4(x, t, x', t') n(x')} ,$$

т. е. выполняется стандартный итерационный цикл: беря свертку  $\rho * \Phi$  в качестве приближенного значения для  $E$ , мы для корректирующей добавки  $E_1$  получаем аналогичное уравнение с известной правой частью  $\rho_1$ . Далее снова  $E_1$  представляют как  $E_1 = \rho_1 * \Phi + E_2$  и находим уравнение для  $E_2$  и т. д. В результате решение функции  $E$  выразится в виде ряда

$$E = \rho * \Phi + \rho_1 * \Phi + \dots = (\rho + \rho_1 + \dots) * \Phi , \quad (10)$$

где

$$\rho_{k+1}(x, t) = \rho_{k+1}[\gamma] = \frac{iC}{2\pi^2} \int d^3 x'_i dt' \frac{\rho_k(x', t') \gamma(x, t, x', t')}{S^4(x, t, x', t') n(x')} .$$

Теперь обсудим полученный результат. Первый член ряда является вкладом в  $E$ , даваемым в приближении геометрической оптики, т. е. суммарным полем лучей, соединяющих выбранную точку  $x, t$  со всеми пространственно-временными координатами источников  $x', t'$ . После

интегрирования по  $t'$ , например, при монохроматическом точечном источнике (когда  $\rho(\mathbf{x}, t) = \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_0) e^{i\omega t}$ ) остается поле обычных геометрооптических лучей в трехмерном пространстве  $x_j$ . Соответствующее преобразование первого члена ряда (10) делается ниже.

Второй член ряда — аналогичный вклад лучевых мод, но источниками здесь уже являются сами лучи от истинного источника  $\rho$ . Интенсивность вторичных источников характеризует функция  $\gamma$ . Если  $\gamma \equiv 0$  (например, когда  $n = \text{const}$  и экстремали превращаются в прямые), то вторичные источники не излучают, с увеличением же  $\gamma$  вклад этих источников растет. Поэтому второй член ряда может интерпретироваться как излучение участков «первичных» радиотрасс в результате их изгиба.

Третий член ряда — это излучение участков «вторичных» трасс и т. д. Рис. 1 иллюстрирует принцип построения двух первых членов ряда (10). При выбранной точке  $\mathbf{x}$  интегрирование в первом члене происходит по всей области точек  $\mathbf{x}'$  (где есть источники) с учетом характера экстремалей между  $\mathbf{x}'$  и  $\mathbf{x}$ . Для второго члена у каждой точки  $\mathbf{x}'$  рассматривается система исходящих из  $\mathbf{x}'$  экстремалей (сплошные кривые). Каждый участок их является новым источником, излучающим по системе своих экстремалей (пунктирные кривые) и дающим свой вклад в поле  $E(\mathbf{x})$ . Интегрирование проводится по всем участкам  $\mathbf{x}''$  для рассматриваемой точки  $\mathbf{x}'$ , а после — по всем  $\mathbf{x}'$ .

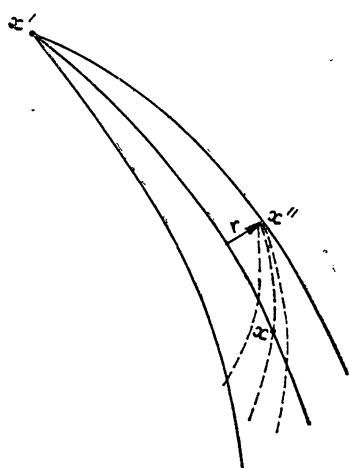


Рис. 1.

Напомним, что решение задачи типа (1) можно получать методами Дебая или Рытова в виде известного разложения  $E$  в ряд, у которого первое приближение является геометрооптическим [5]. В этом смысле (10) оказывается иной модификацией решений, обладающих данным свойством.

Обратим теперь внимание на то, что при расчете  $E$  допустима не только итерационная подстановка вида  $\rho * \Phi$ , но и  $\rho * \Phi_1$ , с  $\Phi_1 = \Phi Q(\mathbf{x}, \mathbf{x}', t, \mathbf{x})$ . Здесь  $Q$  может произвольно зависеть от  $\mathbf{x}'$ , при  $j \leq 3$  (но не от  $t'$ ), удовлетворяя лишь условию, чтобы для  $\Phi_1$  выполнялось (8) с некоторым иным  $\gamma_1$ , тоже принимающим значение  $\gamma_1 = 0$  при  $n = \text{const}$ .

Тогда вывод (10) полностью повторяется для новых  $\Phi_1$ ,  $\gamma_1$  и соответствующих им  $\rho_\xi$ , т. е.

$$E = \rho * \Phi_1 + \rho_1[\gamma_1] * \Phi_1 + \rho_2[\gamma_1] * \Phi_1 + \dots, \quad (11)$$

причем, первое слагаемое снова имеет геометрооптический характер.

В частном случае  $Q$  можно выбрать равной отношению первых приближений решения задачи (1) с помощью дебаевского разложения и разложения (10), вследствие чего первый член ряда (11) будет тождественно совпадать с известным [5] решением (1) в лучевом приближении. Однако это еще не означает полного совпадения данного варианта (11) с дебаевским разложением, так как в (11) члены высших порядков не сводятся к уравнениям переноса. Связь каждого  $\rho_{k+1}$  с  $\rho_k$  позволяет для (11) записать вклад любого  $\rho_\xi$  в  $E$  через «источники» низших порядков вплоть до  $\rho = \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_0) e^{i\omega t}$ . При этом после прове-

дения  $\xi$  операций интегрирования по  $t^{(k)}$  у результирующего подынтегрального выражения возникает  $\xi$  фазовых множителей, соответствующих лучевым траекториям между  $x'$ ,  $x$  и  $\xi$  другими, промежуточными точками интегрирования (далее это сделано для  $\xi = 1$ ). Такой рост числа фазовых множителей с ростом номера члена ряда (11), очевидно, улучшает сходимость этого ряда и делает его эффективным для оценок геометрооптических приближений.

### ГРАНИЦЫ ПРИМЕНИМОСТИ ГЕОМЕТРООПТИЧЕСКОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ ДЛЯ РЕШЕНИЯ (1)

Поскольку решением (1) в лучевом приближении является  $\rho * \Phi_1$  — первый член ряда (11), то о степени его применимости для описания поля в целом можно судить по модулю отношения  $E - \rho * \Phi_1$  к  $\rho * \Phi_1$ , т. е. по величине параметра  $q = (E - \rho * \Phi_1)/\rho * \Phi_1 \approx \rho_1 [\gamma_1] * \Phi_1 / \rho * \Phi_1$ . Когда  $|q|$  становится большим, применимость лучевого приближения теряется. Что означает здесь «большой», зависит, конечно, от конкретных рассчитываемых характеристик поля  $E$ . Но с достаточной степенью общности границей применимости лучевого приближения можно считать поверхность  $|q| = 1$ , на которой модуль поправки к лучевому приближению начинает превышать модуль самого приближения. Поэтому, если придать более удобный аналитический вид выражениям для двух первых членов ряда (11), то их отношение  $q$  станет хорошим критерием для оценки размеров области применимости используемого варианта лучевого приближения. Соответствующее упрощение  $q$  и дается ниже на основе (10), т. е. когда учитывается изгиб лучей, но не вызываемое им изменение сечения лучевых трубок. При расчете  $q$  используем вытекающее из (7) соотношение между пространственной ( $\sigma$ ), временной ( $t - t'$ ) и пространственно-временной ( $S$ ) длинами отрезка экстремали

$$S(x, x') = i \sigma \sqrt{\frac{(t - t')^2}{x^2} - 1}, \quad (12)$$

где  $x = x(x, x') = \int_0^\sigma \frac{n}{C} d\sigma$  — значение  $t - t'$  для отрезка изотропной экстремали с той же трехмерной проекцией  $\sigma$ .

Первый член ряда (10) при  $\rho = \delta(x - x_0) e^{i\omega t}$  с учетом (12) записывается как

$$\rho * \Phi = \frac{-iC}{4\pi^2} \int d^3 x'_i dt' \frac{\delta(x' - x_0) \exp\{i\omega t'\} x^2(x, x')}{n(x') \sigma^2(x, x') [(t - t')^2 - x^2(x, x')]}.$$

Интегралы по  $x'_i$ , здесь берутся, благодаря использованию дельта-функции, а интеграл по  $t'$  — с помощью вычета в точке  $t - t' = x(x, x')$ . В результате получаем

$$\rho * \Phi = \frac{iC}{4\pi} \frac{x(x, x_0)}{n(x_0) \sigma^2(x, x_0)} \exp\{i\omega [t - x(x, x_0)]\}.$$

Если между точкой наблюдения  $x$  и источником  $x_0$  реализуются несколько экстремалей  $\sigma$ , то вычеты, естественно, следует делать для всех соответствующих значений  $t'$ , и  $\rho * \Phi$  получается в виде суммы подобных выражений.

Второе слагаемое из (10) при учете (12) и выражения

$$\gamma(x'', x') = \frac{1}{2} \Delta \sigma_1^2 - \frac{(t'' - t')^2}{2} \Delta \left( \frac{\sigma_1^2}{x_1^2} \right) - 4 + \frac{\sigma_1^2 n^2(x'')}{x_1^2 C^2},$$

вытекающего из (9) и (7), а также при подстановке  $\rho(x') = \delta(x' - x_0)e^{i\omega t}$  и проведении вычетов в точках  $t'' - t' = x_1$ ,  $t - t'' = x_2$  приводит к

$$\begin{aligned} \rho_1 * \Phi = & \frac{-C^2 e^{i\omega t}}{32\pi^2 n(x')} \int d^3 x'_1 \frac{x_1 x_2 \exp\{-i\omega(x_1 + x_2)\}}{n(x'') \sigma_1^4 \sigma_2^2} \times \\ & \times \left\{ \left[ i\omega + \frac{1}{x_1} \right] \left( \Delta \sigma_1^2 - 8 + 2 \frac{\sigma_1^2 n^2(x'')}{x_1^2 C^2} \right) - \Delta \left( \frac{\sigma_1^2}{x_1^2} \right) x_1^2 \left[ i\omega - \frac{1}{x_1} \right] \right\}, \end{aligned} \quad (13)$$

где  $x_1 = \chi(x'', x')$ ,  $x_2 = \chi(x, x'')$ ,  $\sigma_1 = \sigma(x'', x')$ ,  $\sigma_2 = \sigma(x, x'')$ . Трехмерное интегрирование в (13) поясняется уже обсуждавшимся рис. 1. Источник в  $x' = x_0$  излучает вдоль экстремалей, каждая точка  $x''$  которых в свою очередь переизлучает поле в точку  $x$ . Под интегралом стоит множитель  $\exp\{-i\omega(x_1 + x_2)\}$ , создаваемый набегом фазы сначала по экстремали от  $x'$  до  $x''$ , а после — по экстремали от  $x''$  до  $x$ . Части пространства  $x''$  с быстрыми изменениями этого множителя не дают, практически, вклада в интеграл, в основном определяющийся областью, где фаза  $x_1 + x_2$  стационарна. Нетрудно видеть, что данной областью является окрестность отрезка экстремали  $(x', x)$ . Фазовый множитель  $\exp\{-i\omega(x_1 + x_2)\}$  можно представить в виде

$$\exp\{-i\omega\chi(x, x')\} \exp\{-i\omega[x_1 + x_2 - \chi(x, x')]\}$$

и вынести  $\exp\{-i\omega\chi(x, x')\}$  за знак интеграла. Второй множитель разделяет область интегрирования на типичные зоны Френеля, вытянутые вдоль экстремали  $(x', x)$ . Каждая  $m$ -я из них задается условием

$(m-1) \frac{\pi}{\omega} < x_1 + x_2 - \chi(x, x') < m \frac{\pi}{\omega}$ . Это дает возможность производить в (13) интегрирование по двумерной области поперечного сечения зон с помощью различных модификаций метода стационарной фазы, после чего в выражении для второго члена ряда (10) остается только интеграл по длине отрезка экстремали  $(x', x)$ . Соответственно получаются в различной степени точные и удобные формулы для оценки границ применимости лучевого приближения при расчете поля  $E$ .

Ниже предложен вариант вычисления (13), основанный только на учете зависимости  $x_1 + x_2$  в показателе степени от расстояния  $r$  поперечного отклонения точки  $x''$  от экстремали  $(x', x)$ . Так как для функций  $x_1, x_2$  на точках кривой  $(x', x)$  выполняется требование экстремума  $\frac{\partial}{\partial r}(x_1 + x_2) = 0$ , то в окрестностях этих точек зависимость  $x_1 + x_2$  от  $r$

определяется в основном значением  $\left[ \frac{\partial^2}{\partial r^2}(x_1 + x_2) \right]_{r=0}$  и задается как

$x_1 + x_2 \approx \chi(x, x') + \frac{1}{2} \left[ \frac{\partial^2}{\partial r^2}(x_1 + x_2) \right]_{r=0} r^2$ . Вообще говоря, двумерная область сечения френелевских зон имеет разные вторые производные при различных ориентациях  $r$ . Поэтому для точности расчета последнее выражение целесообразнее брать в форме  $x_1 + x_2 \approx \chi(x, x') + \frac{1}{4} \Delta_{\perp}(x_1 + x_2) r^2$ ,

где вместо  $\frac{\partial^2}{\partial r^2}$  стоит  $\frac{1}{2} \Delta_{\perp} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial^2}{\partial r_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial r_2^2} \right)$  — полусумма

вторых производных по координатам поперечного сечения зон. При этом эллиптичность зон учитывается оператором  $\Delta_{\perp}$ . Дальнейшие же вычисления, эквивалентные случаю круговой симметрии, превращают (13) в одномерный интеграл по  $\sigma_1$ .

Вторые производные от  $x_1$  и  $x_2$  в горизонтальной плоскости можно выразить через  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$ , а в вертикальной — через радиусы  $R_1$  и  $R_2$  кривизны поверхностей  $x_i = \text{const}$ .

Для областей вне ионосферы подынтегральное выражение в (13) обращается в нуль (так как там  $\gamma=0$ ). И, например, при односкачковой трассе интегрирование по  $\sigma_1$  в (13) можно делать от  $\sigma_1 = \sigma_h$ , точки входа трассы в ионосферу, до  $\sigma_1 = \sigma_k$ , точки выхода из нее.

Как показывают численные расчеты на ЭВМ, в ионосфере величины  $R_i$  для КВ-диапазона довольно быстро «флуктуируют» вдоль  $\sigma_1$ . Средние значения их примерно одинаковы. Для трасс, конечные точки которых находятся ниже ионосферы, они почти всюду гораздо меньше  $\sigma_i$  ( $R_i$  возрастают лишь в узкой области входа трассы в ионосферу и при редких выбросах их флуктуирующих значений).

Если в подынтегральном выражении у (13) применить приближения

$$R_1 \ll \sigma_1, \quad R_1 \approx R_2, \quad i\omega \pm \frac{1}{x_1} \approx i\omega, \quad (14)$$

то  $q$  можно представить в виде

$$q = \sigma \int_{\sigma_h}^{\sigma_k} G \frac{d\sigma_1}{\sigma_1(\sigma - \sigma_1)},$$

где  $G$  — медленно меняющаяся функция, имеющая для наклонных коротковолновых трасс величину, близкую к  $i$ . Заменяя  $G$  через ее среднее значение и вынося его за знак интеграла, получим

$$q = \langle G \rangle \sigma \int_{\sigma_h}^{\sigma_k} \frac{d\sigma_1}{\sigma_1(\sigma - \sigma_1)} = \langle G \rangle \ln \frac{\sigma_k(\sigma - \sigma_k)}{\sigma_h(\sigma - \sigma_h)}.$$

Если же трасса содержит несколько скачков с соответствующими им параметрами  $\langle G_y \rangle$ ,  $\sigma_{hy}$ ,  $\sigma_{ky}$ , то аналогичным путем найдем

$$q = \sum_y \langle G_y \rangle \ln \frac{\sigma_{ky}(\sigma - \sigma_{ky})}{\sigma_{hy}(\sigma - \sigma_{hy})} \approx -i \sum_y \ln \frac{\sigma_{ky}(\sigma - \sigma_{ky})}{\sigma_{hy}(\sigma - \sigma_{hy})}.$$

Простота полученных оценочных формул для  $q$  достигнута с помощью приближений (14), которые выполняются тем лучше, чем длиннее трасса и чем дальше от ионосферы располагаются ее концы. Для наклонных односкачковых трасс с наземным излучателем и, например, с конечными точками на средних высотах подионосферной области  $\sim 50 \text{ км}$  ( $\sigma = 2000 \div 3000 \text{ км}$ ,  $\sigma_h = 500 \div 1000 \text{ км}$ ,  $\sigma_k = 1700 \div 2500 \text{ км}$ ) имеем  $|q| \approx 0.5$ . Видно, что без корректирующей добавки  $1 + q$  поле  $E = \rho * \Phi_1(1 + q)$  в лучевом приближении определяется с большой погрешностью уже в конце первого скачка, и с ростом  $\sigma$  эта погрешность увеличивается. Но для односкачковых трасс с одинаковыми высотами начальной и конечной точек  $q$  обращается в 0, хотя данное свойство сразу пропадает при внесении асимметрии трассы.

Если неполная строгость расчета  $E$  (в основном из-за ограничения двумя членами ряда) не повлияла существенно на его результат, то для наклонных трасс применимость лучевого приближения теряется уже на расстоянии одного скачка, т. е. при  $\sigma \sim 3000 \text{ км}$ . Предпочтительнее все же будет более осторожная оценка размеров области применимости лучевого приближения в два-три скачка.

Полученный результат в общем согласуется с выводами [6], сде-

ланными на языке характерных масштабов неоднородностей ионизации. Однако использование (11) дает возможность с помощью  $q$  не только оценить ошибку геометрооптического приближения, но и повысить точность расчета  $E$ . С этой целью желателен соответственно более точный расчет  $q$ , что имеет смысл уже для конкретных анализируемых трасс.

В заключение автор приносит благодарность С. М. Рытову и Ю. А. Кравцову за обсуждение полученных результатов, а также В. А. Андрияко за программирование и численный расчет использованных в настоящей работе характерных параметров трасс.

### ЛИТЕРАТУРА

1. А. Н. Казанцев, Д. С. Лукин, Космические исследования, 4, вып. 2, 321 (1966).
2. Лучевое приближение и вопросы распространения радиоволн, Сб. статей под ред. М. П. Кияновского, изд. Наука, М., 1971
3. И. М. Гельфанд, Г. Е. Шилов, Обобщенные функции и действия над ними, Физматгиз, М., 1959.
4. П. К. Рашевский, Риманова геометрия и тензорный анализ, изд. Наука, М., 1964.
5. Ю. А. Кравцов, сб. Аналитические методы в теории дифракции и распространения волн, изд. Минрадиопром, М., 1970, стр. 257
6. Ю. А. Кравцов, Диссертация, Горький, 1969.

### ON APPLICABILITY LIMITS OF THE RAY APPROXIMATION IN CALCULATIONS OF SW RADIO TRACES

*V. I. Pogorelov*

A new series representation is obtained for solving the wave equation with sources in the three-dimensional unbounded space with the variable refractive index. Based upon this series the distance at which the ray approximation is used to calculate the SW radio traces field is estimated. The correction multiplier improving the given approximation is found.

УДК 621.371.25

## О РАСПРОСТРАНЕНИИ И ВОЗБУЖДЕНИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ МОД В ИОНОСФЕРНЫХ ВОЛНОВОДАХ

*T. M. Заборонкова, И. Г. Кондратьев*

Исследуются электромагнитные моды, направляемые ионосферными волноводами. Для построения поля таких мод используется лучевой метод при комплексных эйконалах, для расчета коэффициентов возбуждения — метод леммы Лоренца. Главная отличительная особенность метода леммы Лоренца состоит в том, что он позволяет сравнить различные механизмы возбуждения применительно к каждой отдельной моде. В качестве конкретных примеров рассмотрено возбуждение неоднородного по трассе плоского и сферически-симметричного ионосферных волноводов с помощью слабой регулярной (локальной) неоднородности.

Работа посвящена исследованию электромагнитных мод (называемых в [1] адиабатическими) в ионосферных волноводах. Конкретно речь будет идти о построении поля таких мод и об отыскании коэффициентов возбуждения их заданными источниками. В этих целях используются лучевой метод при комплексных эйконалах получения поля [2] и метод леммы Лоренца расчета коэффициентов возбуждения [3, 4] (см. также [5, 6]). Для простоты (и тем самым большей четкости и наглядности в интерпретации результатов) мы будем рассматривать плоскую изотропную (так же как в недавних работах [1, 7, 8]) модель ионосферного канала. Обобщение на цилиндрический и сферический случаи не вызывает принципиальных затруднений (см. [4–6, 9]), что иллюстрируется в конце статьи на примере мод шепчущей галереи в сферически-симметричной модели ионосферы.

1. Итак, пусть имеем плоский волноводный канал, диэлектрическая проницаемость  $\epsilon(x, z)$  в котором в направлении распространения моды  $x$  (горизонтальном направлении) меняется достаточно медленно по сравнению с поперечным (вертикальным) направлением  $z$ :

$$\left| \frac{\partial \epsilon(x, z)}{\partial x} \right| \ll \left| \frac{\partial \epsilon(x, z)}{\partial z} \right| \quad (1)$$

(от координаты  $y$  ничего не зависит), возбуждаемый некоторым распределением электрических  $j^e(x, z)$  и магнитных (в общем случае)  $j^m(x, z)$  токов. Полное поле, создаваемое этими токами в области вне источников, будем представлять в виде суперпозиции полей электромагнитных мод, бегущих в сторону положительных  $x$  при  $x > x_i$  ( $x_i$  — координата источника),

$$E_+ = \sum_l D_{+l} E_{+l}, \quad H_+ = \sum_l D_{+l} H_{+l}, \quad (2)$$

и в сторону отрицательных  $x$  при  $x < x_k$ ,

$$E_- = \sum_l D_{-l} E_{-l}, \quad H_- = \sum_l D_{-l} H_{-l}, \quad (2')$$

где  $D_{\pm l}$  — коэффициенты возбуждения мод.

По поляризационным характеристикам следует различать волны поперечно-электрического ( $TE$ - или  $H$ )-типа с компонентами

$$E_y = U(x, z), \quad H_x = -\frac{i}{k_0 Z_0} \frac{dE_y}{dz}, \quad H_z = \frac{i}{k_0 Z_0} \frac{dE_y}{dx} \quad (3)$$

и поперечно-магнитного ( $TM$ - или  $E$ )-типа с компонентами

$$H_y = V(x, z), \quad E_x = \frac{iZ_0}{k_0 \epsilon(x, z)} \frac{dH_y}{dz}, \quad E_z = -\frac{iZ_0}{k_0 \epsilon(x, z)} \frac{dH_y}{dx}, \quad (3')$$

где  $k_0 = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$ ,  $Z_0 = \sqrt{\mu_0 / \epsilon_0}$ ,  $\epsilon_0$ ,  $\mu_0$  — проницаемости вакуума (используется практическая рационализированная система единиц, принят временной фактор  $\exp(i\omega t)$ ). Функции  $U(x, z)$  и  $V(x, z)$  удовлетворяют уравнениям

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} + k_0^2 \epsilon(x, z) U = 0; \quad (4)$$

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} - \frac{\partial \epsilon / \partial x}{\epsilon} \frac{\partial V}{\partial x} - \frac{\partial \epsilon / \partial z}{\epsilon} \frac{\partial V}{\partial z} + k_0^2 \epsilon(x, z) V = 0. \quad (4')$$

Будем всюду далее считать, что в вертикальном направлении  $\epsilon(x, z)$  достаточно медленно меняется в масштабе локальной длины волны, т. е. выполняются условия

$$\left| \frac{1}{k_0^2 \epsilon} \frac{(d \epsilon / dz)^2}{\epsilon^2} \right| \ll 1, \quad \left| \frac{1}{k_0^2 \epsilon} \frac{d^2 \epsilon / dz^2}{\epsilon} \right| \ll 1. \quad (5)$$

В рамках справедливости этих условий и условия (1) уравнение (4') путем замены  $V(x, z) = \sqrt{\epsilon(x, z)} V_h(x, z)$  сводится, как нетрудно непосредственно убедиться, к уравнению (4).

Решение уравнения (4) ищем в виде

$$U_{\pm l}(x, z) = U_{\pm l}(x, z) \frac{1}{\sqrt{h_{\pm l}(x)}} \exp \left\{ \mp i \int h_{\pm l}(x) dx \right\}, \quad (6)$$

где  $h_{\pm l}(x)$  — постоянная распространения моды. Подставляя (6) в (4), находим

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 U_{\pm l}}{\partial z^2} \mp i 2 h_{\pm l} \frac{\partial U_{\pm l}}{\partial x} + k_0^2 \epsilon U_{\pm l} - h_{\pm l}^2 \left\{ U_{\pm l} + \left[ \frac{1}{h_{\pm l}^2} \left( \frac{3}{4} - \frac{1}{h_{\pm l}^2} \left( \frac{\partial h_{\pm l}}{\partial x} \right)^2 - \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. - \frac{1}{2} \frac{1}{h_{\pm l}} \frac{\partial^2 h_{\pm l}}{\partial x^2} \right) U_{\pm l} - \frac{1}{h_{\pm l}^2} \left( \frac{1}{h_{\pm l}} \frac{\partial h_{\pm l}}{\partial x} \right) \frac{\partial U_{\pm l}}{\partial x} + \frac{1}{h_{\pm l}^2} \frac{\partial^2 U_{\pm l}}{\partial x^2} \right] \right\} = 0. \end{aligned} \quad (7)$$

Асимптотические — по малому параметру  $\alpha_{\pm l} = \left| \frac{1}{x_{\pm l}} \frac{\partial}{\partial x} \int_{z_0}^z x_{\pm l} dz \right|$ , где  $x_{\pm l} = \sqrt{k_0^2 \epsilon(x, z) - h_{\pm l}^2}$ ,  $z_0$  — точка поворота ( $x_{\pm l}(z_0) = 0$ )\*, выражения для  $U_{\pm l}(x, z)$  могут быть получены путем использования лучевого метода

\* Параметр  $\alpha_{\pm l}$  называется в [1] параметром адиабатичности.

при комплексных эйконалах (подробности см. в [2]\*. С точностью до членов третьего порядка малости (этой точности, как показывают оценки, выполненные в [1], вполне достаточно в условиях земной ионосферы) будем иметь

$$U_{\pm l} = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{\tilde{x}_{\pm l}}} \exp \left\{ \pm i \int_{z_0}^z h_{\pm l} \alpha_{\pm l} dz \right\} [C_{1<} \exp(-\varphi_{<}(x, z)) + C_{2<} \exp(\varphi_{<}(x, z))] \\ \quad (z < z_0) \\ \frac{1}{\sqrt{\tilde{x}_{\pm l}}} \exp \left\{ \pm i \int_{z_0}^z h_{\pm l} \alpha_{\pm l} dz \right\} [C_{1>} \exp(-i \varphi_{>}(x, z)) + C_{2>} \exp(i \varphi_{>}(x, z))], \\ \quad (z > z_0) \end{cases} \quad (8)$$

где  $\tilde{x}_{\pm l} = \sqrt{h_{\pm l}^2 - k_0^2 \epsilon} = -i x_{\pm l}$ ,  $C_{1<}$ ,  $C_{2<}$ ,  $C_{1>}$ ,  $C_{2>}$  — постоянные,

$$\varphi_{<}(x, z) = \int_z^{z_0} \left[ \tilde{x}_{\pm l}(x, z) - \frac{h_{\pm l}^2(x) \alpha_{\pm l}^2}{2 \tilde{x}_{\pm l}(x, z)} + \frac{h_{\pm l}^2(x) \frac{d}{dx} \int_{z_0}^z \alpha_{\pm l} dz}{\tilde{x}_{\pm l}(x, z)} \right] dz,$$

$$\varphi_{>}(x, z_0, z) = \int_{z_0}^z \left[ x_{\pm l}(x, z) - \frac{h_{\pm l}^2(x) \alpha_{\pm l}^2}{2 x_{\pm l}(x, z)} + \frac{h_{\pm l}^2(x) \frac{d}{dx} \int_{z_0}^z \alpha_{\pm l} dz}{x_{\pm l}(x, z)} \right] dz.$$

Даваемые (8) значения  $U_{\pm l}$  удовлетворяют, что можно было ожидать заранее, следующему укороченному (по сравнению с (7)) уравнению:

$$\frac{\partial^2 U_{\pm l}}{\partial z^2} + (k_0^2 \epsilon - h_{\pm l}^2) U_{\pm l} \mp i 2 h_{\pm l} \frac{\partial U_{\pm l}}{\partial x} = 0, \quad (9)$$

отвечающему обычному диффузионному приближению.

Получение более конкретных результатов требует какой-то конкретизации структуры ионосферного канала.

2. Предположим, что диэлектрическая проницаемость  $\epsilon(x, z)$  при любом  $x$  имеет минимум по вертикали (в некоторой точке  $z_m(x)$ ) и симметрична относительно этого минимума. Будем исходить (см. также [10]) из модели ограниченного слоя с однородными внешними участками (представляющей, кстати, самостоятельный интерес), которая вместе со всеми обозначениями показана на рис. 1. Выбирая соответствующим образом постоянные в (8) и удовлетворяя граничным условиям, приходим к следующим значениям  $U_{\pm l}(x, z)$ :

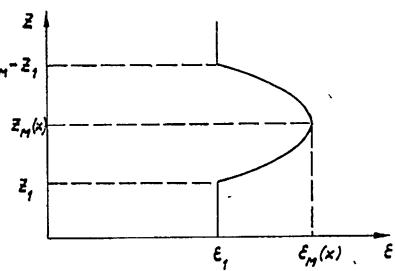


Рис. 1.

\* Эти выражения справедливы, разумеется, лишь на достаточном удалении от точки поворота. Непосредственная окрестность точки поворота требует более аккуратного рассмотрения, которое также может, по-видимому, быть выполнено в рамках указанного метода с привлечением соответствующих эталонных функций.

$$U_{\pm l} = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{\tilde{x}_{1 \pm l}}} \exp \{ \tilde{x}_{1 \pm l}(z - z_1) \} & (z < z_1) \\ \left\{ \exp \left\{ \pm i h_{\pm l}(x) \int_{z_1}^z \alpha_{\pm l} dz \right\} \sqrt{\tilde{x}_{\pm l}(x, z_1)} \left[ \cos \left( \varphi_>(x, z_0, z_m) + \frac{\pi}{4} \right) \times \right. \right. \\ \times \exp(\varphi_<(x, z)) + \frac{1}{2} \sin(\varphi_>(x, z_0, z_m) + \frac{\pi}{4}) \left. \right] \left. \right\} \times \\ \times \left\{ \sqrt{\tilde{x}_{\pm l}(x, z)} \sqrt{\tilde{x}_{1 \pm l}} \left[ \cos(\varphi_>(x, z_0, z_m) + \frac{\pi}{4}) \exp(\varphi_<(x, z_1)) + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{1}{2} \sin \left( \varphi_>(x, z_0, z_m) + \frac{\pi}{4} \right) \exp(-\varphi_<(x, z_1)) \right] \right\}^{-1} & (z_1 < z < z_0) \\ \left. \left\{ \exp \left\{ \pm i h_{\pm l}(x) \int_{z_1}^{z_0} \alpha_{\pm l} dz \right\} \sqrt{\tilde{x}_{\pm l}(x, z_1)} \cos(\varphi_>(x, z, z_m)) \right. \right. \\ \left. \left. \sqrt{\tilde{x}_{\pm l}(x, z)} \sqrt{\tilde{x}_{1 \pm l}} \cos(\varphi_>(x, z_0, z_m)) \right. \right\} \times \\ \times \left[ \cos \left( \varphi_>(x, z_0, z_m) + \frac{\pi}{4} \right) + \frac{1}{2} \sin \left( \varphi_>(x, z_0, z_m) + \frac{\pi}{4} \right) \right] \times \\ \times \left[ \cos \left( \varphi_>(x, z_0, z_m) + \frac{\pi}{4} \right) \exp(\varphi_<(x, z_1)) + \frac{1}{2} \sin \left( (\varphi_>(x, z_0, z_m) + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{\pi}{4}) \exp(-\varphi_<(x, z_1)) \right]^{-1} & (z_0 < z < z_m) \end{cases} \quad (10)$$

и следующим дисперсионным уравнениям для определения постоянных распространения  $h_l(x)$ :

$$\Delta^{(E)} = \tilde{x}_{1 \pm l} + \begin{Bmatrix} \varepsilon_1 / \varepsilon(x, z_1) \\ 1 \end{Bmatrix} \left[ \mp i h_{\pm l}(x) \alpha_{\pm l}(x, z_1) + \tilde{x}_{\pm l}(x, z_1) \times \right. \quad (11)$$

$$\left. \times \frac{\operatorname{tg} \left( \varphi_>(x, z_0, z_m) - \frac{\pi}{4} \right) - \frac{1}{2} \exp(-\varphi_<(x, z_1))}{\operatorname{tg} \left( \varphi_>(x, z_0, z_m) - \frac{\pi}{4} \right) + \frac{1}{2} \exp(-\varphi_<(x, z_1))} \right] = 0.$$

Для безграничного  $-z_1 \rightarrow \infty$  ( $\varepsilon(z) \rightarrow 1$ ) — плавного слоя формулы (10), (11) значительно упрощаются и приводятся к виду

$$U_{\pm l} = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{\tilde{x}_{\pm l}(x, z)}} \exp \left\{ -\varphi_<(x, z) \pm i h_{\pm l}(x) \int_{z_0}^z \alpha_{\pm l} dz \right\} & (z < z_0) \\ \frac{1}{\sqrt{\tilde{x}_{\pm l}(x, z)}} \frac{\cos(\varphi_>(x, z, z_m))}{\cos(\varphi_>(x, z_0, z_m))} \exp \left\{ \pm i h_{\pm l}(x) \int_{z_0}^z \alpha_{\pm l} dz \right\} & (z > z_0) \end{cases}; \quad (12)$$

$$\Delta \begin{pmatrix} H \\ E \end{pmatrix} = \int_{z_0}^{z_M} \left[ \kappa_l^2(x, z) - (h_l \alpha_l)^2 + 2h_l^2(x) \frac{d}{dx} \int_{z_0}^z \alpha_l dz \right]^{1/2} dz - \left( \pi l + \frac{\pi}{4} \right) = 0. \quad (12')$$

Решение уравнения (12') в рамках принятых приближений находится методом возмущений (по параметру адиабатичности): представляя  $h_l$  и  $z_0$  в виде  $h_l = h_l^{(0)} + h_l^{(1)}$ ,  $z_0 = z_0^{(0)} + z_0^{(1)}$ , где  $h_l^{(0)}$  и  $z_0^{(0)}$  удовлетворяют уравнениям

$$k_0^2 \varepsilon(x, z_0^{(0)}) - h_l^{(0)} = 0, \quad \int_{z_0^{(0)}}^{z_M} \sqrt{k_0^2 \varepsilon(x, z) - h_l^{(0)2}} dz = \pi l + \frac{\pi}{4}, \quad (13)$$

для малых поправок  $z_0^{(1)}$  и  $h_l^{(1)}$  будем иметь

$$z_0^{(1)} = h_l^{(0)*} \frac{\int_{z_0^{(0)}}^{z_M} \frac{1}{\kappa_l} \left( \frac{\alpha_l^2}{2} - \frac{d}{dx} \int_{z_0^{(0)}}^z \alpha_l dz \right) dz - \left[ \frac{\alpha_l^2}{2} - \frac{d}{dx} \int_{z_0^{(0)}}^z \alpha_l dz \right]_{z=z_M} \int_{z_0^{(0)}}^{z_M} \frac{dz}{\kappa_l}}{\left[ \frac{d}{dz} \int_{z_0^{(0)}}^z \kappa_l dz \right]_{z=z_M} - \frac{1}{2} k_0^2 \varepsilon_z'(x, z_0^{(0)}) \int_{z_0^{(0)}}^{z_M} \frac{dz}{\kappa_l}}; \quad (14)$$

$$h_l^{(1)} = h_l^{(0)} \left\{ \frac{k_0^2}{2} \varepsilon_z'(x, z_0^{(0)}) \int_{z_0^{(0)}}^{z_M} \left( \frac{\alpha_l^2}{2} - \frac{d}{dx} \int_{z_0^{(0)}}^z \alpha_l dz \right) dz - \left[ \frac{\alpha_l^2}{2} - \frac{d}{dx} \int_{z_0^{(0)}}^z \alpha_l dz \right]_{z=z_M} \times \right. \\ \left. \times \left[ \frac{d}{dx} \int_{z_0^{(0)}}^z \kappa_l dz \right]_{z=z_M} \right\} \left\{ \left[ \frac{d}{dz} \int_{z_0^{(0)}}^z \kappa_l dz \right]_{z=z_M} - \frac{1}{2} k_0^2 \varepsilon_z'(x, z_0^{(0)}) \int_{z_0^{(0)}}^{z_M} \frac{dz}{\kappa_l} \right\}^{-1}. \quad (15)$$

$$\text{где } \varepsilon_z'(x, z_0^{(0)}) = \left[ \frac{d}{dz} \varepsilon(x, z) \right]_{z=z_0^{(0)}}.$$

В частном случае сравнительно простой и довольно распространенной (см. [7, 8]) модели ионосферного канала, описываемого следующим распределением диэлектрической проницаемости\*:

$$\varepsilon(x, z) = \bar{\varepsilon}(x) \left( 1 + \frac{2z}{R} \right) - \frac{1}{2} \varepsilon_z''(x) [z - \tilde{z}(x)]^2 \quad (16)$$

( $R$  — радиус Земли,  $z$  — высота над поверхностью Земли), общие формулы (13) — (15) дают такие конкретные выражения:

$$z_0^{(0)}(x) = z_M(x) - \left[ \frac{\sqrt{2}(4l+1)}{\sqrt{k_0^2 \varepsilon_z''(x)}} \right]^{1/2},$$

$$h_l^{(0)*}(x) = k_0^2 \left[ \bar{\varepsilon}(x) \left( 1 + \frac{2\tilde{z}(x)}{R} \right) - \frac{4l+1}{k_0} \sqrt{\frac{\varepsilon_z''(x)}{2}} \right],$$

\* Заметим, что эта модель учитывает сферичность ионосфера.

$$z_0^{(1)}(x) = -\frac{2h_l^{(0)2}\sqrt{4l+1}}{k_0^2\varepsilon_z''(x)} \left\{ \frac{d^2z_m(x)}{dx^2} + \frac{\left(\frac{1}{2}k_0^2\varepsilon_z''(x)\right)^{-1/4}}{16(4l+1)\varepsilon_z''(x)} \frac{d^2\varepsilon_z''(x)}{dx^2} - \right. \quad (17)$$

$$\left. -\frac{5}{64} \frac{\left(\frac{1}{2}k_0^2\varepsilon_z''(x)\right)^{-1/4}}{\varepsilon_z''^2(x)} \left(\frac{d\varepsilon_z''(x)}{dx}\right)^2 \right\},$$

$$h_l^{(1)}(x) = -h_l^{(0)}(4l+1) \left(\frac{k_0^2\varepsilon_z''(x)}{2}\right)^{-1/4} \left\{ \frac{d^2z_m(x)}{dx^2} + \frac{\left(\frac{1}{2}k_0^2\varepsilon_z''(x)\right)^{-1/4}}{16(4l+1)\varepsilon_z''(x)} \frac{d^2\varepsilon_z''(x)}{dx^2} - \right.$$

$$-\frac{1}{4\sqrt{4l+1}\varepsilon_z''(x)} \frac{d\varepsilon_z''(x)}{dx} \frac{dz_m(x)}{dx} - \frac{\left(\frac{1}{2}k_0^2\varepsilon_z''(x)\right)^{1/4}}{2(4l+1)} \left(\frac{dz_m(x)}{dx}\right)^2 -$$

$$\left. -\frac{7}{32} \frac{\left(\frac{1}{2}k_0^2\varepsilon_z''(x)\right)^{-1/4}}{\varepsilon_z''^2(x)} \left(\frac{d\varepsilon_z''(x)}{dx}\right)^2 \right\}.$$

Перейдем теперь к вопросу об отыскании коэффициентов возбуждения  $D_{\pm l}$ , построенных выше мод.

3. Для получения коэффициентов возбуждения  $D_{\pm l}$  адиабатических мод в ионосферных волноводах заданными электрическими  $j^e(x, z)$  и магнитными  $j^m(x, z)$  токами воспользуемся, как уже было сказано, методом, опирающимся на лемму Лоренца. Применительно к цилиндрическим линиям передачи (правда, однородным по трассе) он подробно изложен в [3]. Поэтому мы позволили себе не излагать сам метод, а остановимся лишь на вопросе об ортогональности соответствующих мод — основной предпосылке его использования.

Требуемое условие ортогональности выглядит следующим образом:

$$I_{l, l'} = \int_{-\infty}^{\infty} \{[\tilde{E}_l \tilde{H}_{l'}] - [\tilde{E}_{l'} \tilde{H}_l]\} x^0 dz = 0 \quad (l' \neq -l), \quad (18)$$

где  $\tilde{E}_l$ ,  $\tilde{H}_l$  описывают распределение поля моды в поперечном (по отношению к направлению распространения  $x^0$ ) сечении. Как нетрудно непосредственно убедиться, условие (18) в рамках справедливости принятых приближений — уравнения (9) — выполняется, т. е. построенные моды (и для ограниченной, и для безграничной моделей) ортогональны в указанном смысле. Более того, можно убедиться, что эти моды ортогональны и в энергетическом смысле, т. е. полный поток энергии, направляемой ионосферным каналом, представляется в виде суммы потоков, переносимых каждой из мод в отдельности  $\Pi_l^*$ :

$$\Pi_l^{(E)} = |D_l|^2 \int_{z_0}^z \frac{dx}{x_l} \begin{Bmatrix} Z_0^{-1} \\ Z_0 \end{Bmatrix}. \quad (19)$$

\* Для простоты приводится выражение  $\Pi_l^{(E)}$  относящееся к безграничной модели

Последнее обстоятельство свидетельствует о том, что по мере распространения в ионосфере моды не перепутываются (см. [1]).

Для коэффициента возбуждения моды с номером  $l$  в результате будем иметь

$$D_{\pm l}^{\left(\frac{H}{E}\right)} = \frac{1}{N_l^{\left(\frac{H}{E}\right)}} \int (j^e E_{\mp l} - j^m H_{\mp l}) dv, \quad (20)$$

где

$$N_l^{\left(\frac{H}{E}\right)} \equiv I_{l,-l}^{\left(\frac{H}{E}\right)} = (k_0 h_l \tilde{x}_{1l})^{-1} \frac{\partial}{\partial h_l} \begin{Bmatrix} Z_0^{-1} & \Delta^{(H)} \\ -Z_0 & \Delta^{(E)} \end{Bmatrix} \quad (21)$$

—норма моды.

Формула (20), как было показано, остается справедливой в аналогичных условиях для цилиндрической и сферической моделей ионосферы.

В качестве конкретного примера рассмотрим задачу о возбуждении плоского волноводного канала с помощью линейного источника  $j^e = \delta(x - x_u) \delta(z - z_u) y^0$  для ТЕ-волн и  $j^m = \delta(x - x_u) \delta(z - z_u) y^0$  для ТМ-волн — непосредственно и через посредство неоднородного выражения — регулярной неоднородности.

Коэффициент возбуждения соответствующей адиабатической моды заданным линейным током представляется в виде

$$D_{\pm l}^{\left(\frac{H}{E}\right)} = \frac{\exp \left\{ -\varphi_{\infty}(x, z_u) \mp i h_l(x) \int_{z_0}^{z_u} \alpha_l dz \right\}}{4 \sqrt{h_l(x) \tilde{x}_l(x, z_u) \int_{z_0}^{z_u} \frac{dz}{\tilde{x}_l} \left\{ \frac{Z_0^{-1}}{Z_0 [\varepsilon(x, z_u)]^{-1/2}} \right\}}}. \quad (22)$$

Для источника, расположенного внутри ионосферного канала  $z_0 < z_u < z_m$ , используя (22), (12), (2), (2'), переходя от рядов к интегралам и вычисляя эти интегралы методом стационарной фазы, приходим к выражениям, отвечающим приближению геометрической оптики. Получающиеся при этом уравнения для траекторий лучей совпадают, естественно, с приведенными в [7, 8].

Если источник располагается вне канала  $z < z_0$  (что, кстати, имеет место при наземном облучении), то коэффициент возбуждения экспо-

ненциально мал:  $D_{\pm l}^{(0)} \sim \exp \left\{ - \int_{z_u}^{z_0} \tilde{x}_l^{(0)} dz \right\}$ . Наличие горизонтальной неод-

нородности ионосферы может приводить к уширению волноводного канала, а следовательно, к увеличению коэффициента возбуждения. Соответствующий выигрыш в коэффициенте возбуждения  $d_{\pm l} = D_{\pm l}/D_{\pm l}^{(0)}$  оценивается с помощью приведенных выше выражений (14), (15), описывающих смещение точки поворота и изменение постоянной рас-

пространения (а следовательно, и коэффициента спадания  $\tilde{x}_{\pm l}$ ) моды.

Для конкретного случая, отвечающего (16), с помощью (17) находим

$$\begin{aligned} d_{\pm l} = & \exp \left\{ \frac{\sqrt{k_0^2 \varepsilon_z''(x)}}{3} \sqrt{z_m - z_0^{(0)}} |\Delta z|^{3/2} + h_l^{(0)} \left( \frac{k_0^2 \varepsilon_z''(x)}{2} \right)^{-1/2} \times \right. \\ & \times \sqrt{(z_m - z_u)^2 - (z_m - z_0^{(0)})^2} \left[ \frac{d^2 z_m}{dx^2} + \frac{z_m - z_u}{16 \varepsilon_z''(x)} \left( \frac{d^2 \varepsilon_z''(x)}{dx^2} - \frac{1}{\varepsilon_z''(x)} \left( \frac{d \varepsilon_z''(x)}{dx} \right)^2 \right) \right] \end{aligned} \quad (23)$$

Ввиду крайней малости коэффициента возбуждения мод в ионосферных каналах непосредственно наземными источниками представляется интересным и важным оценить возможности других механизмов возбуждения. Мы остановимся здесь, как уже говорилось, на возбуждении с помощью регулярной неоднородности, расположенной непосредственно в канале.

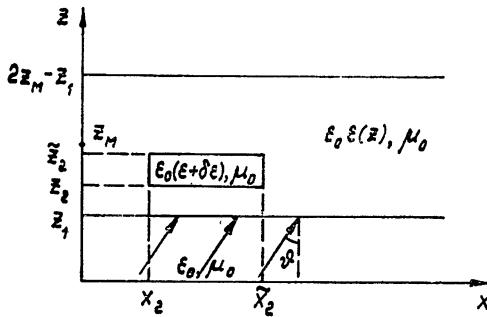


Рис. 2

Предположим, что неоднородное вкрапление занимает участок пространства  $\delta z = z_2 - z_1$ ,  $\delta x = x_2 - x_1$  (см. рис. 2) и имеет диэлектрическую проницаемость  $\epsilon(x, z) + \delta\epsilon$ , слабо отличающуюся от проницаемости окружающей среды —  $|\delta\epsilon| \ll \epsilon$ . Будем, кроме того, для простоты (без ущерба физическому содержанию) считать, что размеры и расположение неоднородности позволяют не учитывать расходимость падающего поля (поля наземного линейного источника) внутри канала, т. е. допускают представление этого поля в виде

$$U_{\text{пад}} = U_0 [\epsilon(z) - \sin^2 \vartheta]^{-1/4} \exp \left\{ -ik_0 \left[ x \sin \vartheta + \int_{z_1}^z V \epsilon(z) - \sin^2 \vartheta dz \right] \right\}, \quad (24)$$

где  $U_0 = k_0 Z_0 V \cos \vartheta / \sqrt{2\pi k_0 S}$ ,  $S$  — расстояние (от источника) до начала слоя,  $\vartheta$  — угол падения волны на слой (см. рис. 2). Тогда, вычисляя вторичный (связанный с неоднородностью) ток методом возмущений и используя затем общую формулу (20), для коэффициента возбуждения, отвечающего такой неоднородности, будем иметь

$$\begin{aligned} [D_{\pm l}^{(H)}]_{\delta\epsilon} &= \left\{ \delta\epsilon k_0^2 V \cos \vartheta \exp \left\{ -ik_0 \int_{z_1}^{z_2} V \epsilon(z) - \sin^2 \vartheta dz \right\} \right\} \left\{ \exp[i(h_l - k_0 \sin \vartheta)x_2] - \right. \\ &\quad \left. - \exp[i(h_l - k_0 \sin \vartheta)x_1] \right\} \left\{ V \sqrt{2\pi k_0 S} 4V h_l \int_{z_0}^{z_M} \frac{dz}{x_l} \left\{ \frac{Z_0^{-1}}{Z_0} \right\} \times \right. \\ &\quad \times \cos \left( \int_{z_0}^{z_M} x_l dz \right) (h_l - k_0 \sin \vartheta)(h_l^2 - k_0^2 \sin^2 \vartheta) \left. \right\}^{-1} \times \\ &\quad \times \left\{ \frac{\sqrt{x_l(z_2)} \cos \int_{z_2}^{z_M} x_l dz}{\sqrt[4]{\epsilon(z_2) - \sin^2 \vartheta}} - \frac{\sqrt{x_l(z_1)} \cos \int_{z_1}^{z_M} x_l dz}{\sqrt[4]{\epsilon(z_1) - \sin^2 \vartheta}} \right\} \times \end{aligned} \quad (25)$$

$$\left. \begin{aligned} & \times \exp \left( -ik_0 \int_{\tilde{z}_1}^{z_2} V \varepsilon(z) - \sin^2 \vartheta dz \right) - \frac{ik_0 \sin \int_{\tilde{z}}^{z_m} v_t dz}{V \sqrt{v_t(z_2) [\varepsilon(z_2) - \sin^2 \vartheta]^{-1/4}}} + \\ & + \frac{ik_0 \sin \int_{\tilde{z}_1}^{z_m} v_t dz}{V \sqrt{v_t(z_2) [\varepsilon(z_2) - \sin^2 \vartheta]^{-1/4}}} \exp \left( -ik_0 \int_{\tilde{z}}^{z_2} V \varepsilon(z) - \sin^2 \vartheta dz \right) \end{aligned} \right\}.$$

Сопоставление формул (25) и (22) показывает, что уже при небольших значениях  $\delta\varepsilon$  и малых размерах  $\delta x, \delta z$  коэффициент возбуждения за счет неоднородности заметно превышает коэффициент возбуждения непосредственно наземным источником.

4. В качестве примера применения выражений (20) к более сложным — не плоским — моделям ионосферы рассмотрим задачу о возбуждении в сферически-симметричной ионосфере мод шепчущей галереи наземным источником в отсутствие и при наличии слабой регулярной неоднородности. При этом мы будем исходить из весьма грубой — однородной — аппроксимации распределения концентрации  $n$  в ионосфере:  $n = 0$  при  $R_0 < r < R_1$  ( $\varepsilon = \varepsilon_0$ ) и  $n = n_0 = \text{const}$  при  $r > R_1$  ( $\varepsilon = \varepsilon_{\infty}$ ); поверхность Земли предполагается идеально проводящей.

Поле наземного точечного источника

$$j^e(r, \vartheta, \varphi) = r^{-2} \sin^{-1} \vartheta \delta(r - R_0) \delta(\vartheta - \pi) \delta(\varphi) r_0 \quad (26)$$

( $r, \vartheta, \varphi$  — сферические координаты) в такой системе может быть представлено в виде суперпозиции полей меридиональных дифракционных мод  $E$ -типа по отношению к радиальному направлению (см. [4]):

$$E = \sum_l D_l^{(E)} E_l^{(E)}, \quad H = \sum_l D_l^{(E)} H_l^{(E)}. \quad (27)$$

Учитывая, что теория распространения электромагнитных волн в сферически-симметричной модели ионосферы достаточно хорошо развита [11, 12], мы не будем вдаваться в подробности (см. также [4, 6, 9, 13]), а приведем результирующие выражения для угловой постоянной распространения  $v_l$  и коэффициента возбуждения  $D_l^{(E)}$  интересующих нас мод шепчущей галереи, направляемых границей ионосферы:

$$D_l^{(E)} = - \frac{V \varepsilon \sqrt{2kR_1} M^2 v_l \exp \{-[\eta(k_0 R_0) + \eta(kR_1)]\}}{R_0^2 \sqrt{v_l^2 - (k_0 R_0)^2} \sqrt{v_l^2 - (kR_1)^2} V'(t_l)}, \quad (28)$$

где  $M = (k_0 R_1 / 2)^{1/3}$ ,  $t_l$  — корни функции Эйри  $V(t_l) = 0$ ,  $\eta(\xi) = -\sqrt{v_l^2 - \xi^2} + v_l \operatorname{arccch} \frac{v_l}{\xi}$ ,  $\zeta = -1/M \eta'(kR_1)$ ,  $k = k_0 \sqrt{\varepsilon}$ , штрих означает дифференцирование по аргументу. Выражения (28) справедливы при выполнении следующих условий (см. [14]):

$$v_l^2 - (k_0 R_1)^2 \gg v_l^{4/3}, \quad \frac{t_l^{5/2}}{60M^2} \ll 1, \quad |\zeta| \ll 1. \quad (29)$$

Ширина ионосферного канала, определяемая как расстояние от края ионосферы до каустической поверхности (для данной моды)  $(\delta R)_l = R_1 - R_k^{(l)}$  равна

$$(\delta R)_l = k_0^{-1} M |t_l|. \quad (30)$$

В области значений  $r < R_k^{(l)}$  поле соответствующей моды экспоненциально спадает, что обусловливает экспоненциальную малость коэффициента возбуждения ее наземным источником.

В этой связи представляет интерес рассмотрение возможности возбуждения мод шепчущей галереи с помощью регулярной неоднородности, расположенной в соответствующем канале. Для упрощения выкладок и результирующей формулы мы возьмем неоднородность, симметричную по координате  $\varphi$  и имеющую линейный размер по  $r$ .  $\delta r = R_1 - R_2$

$(R_2 < R_k^{(l)})$  и угловой размер по  $\vartheta$   $\delta\vartheta = \tilde{\vartheta}_2 - \vartheta_2$ ; диэлектрическая проницаемость  $\epsilon = \epsilon_0(1 + \delta\epsilon)$ , причем  $\delta\epsilon = \text{const} \ll \ll 1$ .

Угол  $\vartheta_2$  выберем близким к граничному — граница освещенной области для выбранного источника — углу  $\vartheta_0$  (оптимальный случай), см. рис. 3.

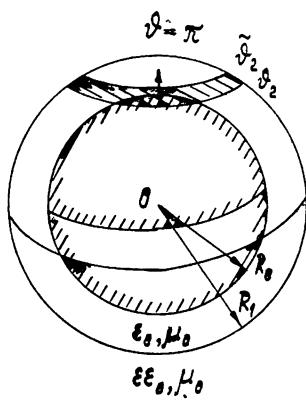


Рис. 3.

Первичное — в отсутствие неоднородности — поле в рассматриваемой системе может быть найдено путем использования общего выражения для коэффициента возбуждения дифракционных мод, последующего перехода от ряда к интегралу и вычисления полученного интеграла методом стационарной фазы. Отвечающий наличию неоднородности вторичный ток рассчитывается обычным методом возмущений. Этот ток определяет коэффициент возбуждения мод шепчущей галереи рассматриваемой регулярной неоднородностью:

$$\begin{aligned} [D_l^{(E)}]_{\delta\epsilon} = \delta\epsilon \frac{2R_0\sqrt{R_1}kR_1\sqrt{\epsilon} \exp[-\eta(kR_1)]}{(R_1-R_0)^2(R_1+R_0)\sqrt{2\pi S(R_1, \tilde{\vartheta}_2)}} [\nu_l^2 - (kR_1)^2]^{-1/4} \times \\ \times [1 - \exp\{i\nu_l(\tilde{\vartheta}_2 - \vartheta_2) - ik_0(S(R_1, \tilde{\vartheta}_2) - S(R_1, \vartheta_2))\}] \times \\ \times \exp\left\{i\nu_l\vartheta_2 - ik_0S(R_1, \vartheta_2) + i\frac{\pi}{2}\right\}, \end{aligned} \quad (31)$$

где  $S(r, \vartheta)$  — расстояние от источника до точки с координатами  $r, \vartheta$ . Сравнение (31) и (28) показывает, что — так же, как в плоском случае — уже при сравнительно небольших размерах неоднородности и значениях  $\delta\epsilon$   $[D_l^{(E)}]_{\delta\epsilon}$  заметно превышает  $D_l^{(E)}$ .

Обобщение полученных в этом пункте результатов на случаи, более близкие к реальному распределению проницаемости  $\epsilon(r, \vartheta)$ , причем  $\left|\frac{1}{r} \frac{\partial\epsilon}{\partial\vartheta}\right| \gg \left|\frac{\partial\epsilon}{\partial r}\right| \ll 1$ , не вызывает принципиальных затруднений, но приводит к существенному усложнению всех выражений.

Таким образом, метод, опирающийся на лемму Лоренца, оказывается весьма эффективным применительно к проблеме возбуждения мод в ионосферных волноводах. Важная отличительная особенность этого метода состоит в том, что он позволяет четко сопоставить различные механизмы возбуждения для каждой конкретной моды. Заметим, в

частности, что метод леммы Лоренца может быть применен к отысканию коэффициентов возбуждения ионосферных мод не только регулярными, но и статистическими неоднородностями — путем нахождения коэффициента возбуждения для данной реализации и последующей статистической обработки; однако такое рассмотрение несколько выходит за рамки настоящей работы.

## ЛИТЕРАТУРА

- 1 Н. Д. Борисов, А. В. Гуревич, Изв. высш. уч. зав — Радиофизика, 20, № 5, 659 (1977), Препринт № 2, ИЗМИРАН, 1976
- 2 В. М. Бабич, В. С. Булдырев, Асимптотические методы в задачах дифракции коротких волн, изд. Наука, М., 1972
- 3 Л. А. Вайнштейн, Электромагнитные волны, изд. Сов. радио, М., 1957
- 4 Т. М. Заборонкова, И. Г. Кондратьев, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 15, № 12, 1894 (1972).
- 5 Т. М. Заборонкова, И. Г. Кондратьев, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 17, № 9, 1269 (1974)
- 6 Т. М. Заборонкова, И. Г. Кондратьев, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 19, № 4, 583, 622 (1976).
- 7 А. В. Гуревич, Геомагнетизм и аэрономия, 11, № 6, 961 (1971).
- 8 А. В. Гуревич, Е. Е. Цедилина, Геомагнетизм и аэрономия, 13, № 2, 283 (1973)
- 9 Н. Д. Борисов, А. В. Гуревич, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 20, № 12, (1977).
- 10 В. В. Шевченко, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 12, № 9, 1389 (1969).
- 11 Н. Вгемтег, Terrestrial Radio waves, Els. Publ Comp., 1949.
- 12 П. Е. Краснушкин, Метод нормальных мод в применении к проблеме дальних радиосвязей, изд. МГУ, М., 1947.
- 13 Н. М. Nussenzveig, J. Math. Phys., 10, 82 (1969).
- 14 В. А. Фок, Дифракция радиоволн вокруг земной поверхности, изд. АН СССР, М., 1946.

Научно-исследовательский радиофизический институт

## PROPAGATION AND EXCITATION OF ELECTROMAGNETIC MODES IN IONOSPHERIC WAVEGUIDES

*T. M. Zaboronkova, I. G. Kondrat'ev*

The electromagnetic modes directed by ionospheric waveguides are investigated. To build such mode field the ray method is used for complex eiconals. In order to calculate the excitation coefficients the Lorentz lemma method is used. The main distinctive feature of the Lorentz lemma method is that it permits to compare various excitation mechanisms applicable to each separate mode. As particular examples, the excitation of inhomogeneous (along the trace) plane and spherically symmetric ionospheric waveguides is considered using a weak regular (focal) inhomogeneity.

УДК 621.371.25

## О ПРОБЛЕМЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ ИОНОСФЕРНЫХ ВОЛНОВОДОВ

M. B. Тинин

Приводятся результаты применения асимптотических методов для построения траектории луча в модели среды, у которой зависимость диэлектрической проницаемости от высоты имеет два максимума, соответствующие двум волноводам. Построенное решение описывает как осциллирующую траекторию в нерегулярном волноводе, так и переход (захват) траектории из одного типа волновода в другой при условии малости переходной области.

Одной из наиболее важных проблем дальнего распространения коротких радиоволн является анализ поведения траекторий в нерегулярных ионосферных волноводах и их способности переходить из одного волновода в другой. Существенным обстоятельством, облегчающим такой анализ, является то, что слабая нерегулярность, обычно характерная для ионосферных волноводов, позволяет использовать асимптотические методы [1-4] при построении траекторий.

В работе [5] для анализа осциллирующих волноводных траекторий было предложено использовать метод осреднения\*. На примере нерегулярного волновода с параболическим профилем была показана возможность плавного, адиабатического перехода траектории из наземной в надземную, что соответствует возбуждению подслойного волновода.

В настоящей работе для среды, у которой зависимость диэлектрической проницаемости от высоты имеет два максимума, соответствующие двум волноводам, строится асимптотическое решение траекторной задачи с учетом возможности неадиабатического перехода траектории из одного типа волновода в другой.

Рассмотрим поведение траектории луча в симметричной относительно оси  $z = 0$  среде (см. рис. 1) с диэлектрической проницаемостью

$$\varepsilon = \varepsilon_m(\tau) + \varepsilon_2(\tau) z^2 - \varepsilon_4(\tau) z^4, \quad (1)$$

$$\varepsilon_m > 0, \quad \varepsilon_2 > 0, \quad \varepsilon_4 > 0,$$

где введение «медленной» переменной  $\tau = ux$  ( $u \ll 1$ ) учитывает слабую зависимость среды от продольной координаты  $x$ . Использование в дан-

\* При этом предполагалось, что горизонтальные градиенты вдоль трассы достаточно малы, а частота сигнала достаточно велика, чтобы выполнялось необходимое для применения метода осреднения условие малости периода осцилляции траектории по сравнению с характерным размером неоднородности

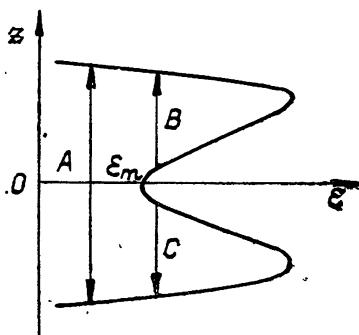


Рис. 1.

ном случае метода многих масштабов, как это сделано Кузмаком [4, 6] для близкой задачи, невозможно в силу зависимости периода осцилляций от  $\tau^*$ .

В результате применения метода осреднения к уравнению луча [5] получаем

$$z = z_1(\tau) \operatorname{sn} [4K(v_1) [\Psi_1 - \Psi_{01}], v_1(\tau)], \quad (2)$$

где

$$\Psi_1 \approx \frac{1}{4} \int_0^x \frac{\sqrt[4]{\varepsilon_2^2 + (\varepsilon_m - \alpha) 4\varepsilon_4}}{\sqrt{\alpha} K(v_1)} dx'; \quad (3)$$

$$z_1^2(\tau) = \frac{\varepsilon_2}{2\varepsilon_4} + \sqrt{\frac{\varepsilon_2^2}{4\varepsilon_4^2} + \frac{\varepsilon_m - \alpha}{\varepsilon_4}}; \quad (4)$$

$$v_1^2(\tau) = \frac{1 + \sqrt{1 + \frac{\varepsilon_m - \alpha}{\varepsilon_2^2} 4\varepsilon_4}}{2 \sqrt{1 + \frac{\varepsilon_m - \alpha}{\varepsilon_2^2} 4\varepsilon_4}}. \quad (5)$$

Здесь  $\operatorname{sn}(\xi, v_1)$  — эллиптический косинус [8], модуль которого  $v_1$  связан с параметром  $\alpha$  соотношением (5);  $K(v_1)$  — полный эллиптический интеграл 1-го рода [8]. Параметр  $\alpha$  может быть определен [5] либо из соответствующего осредненного уравнения, либо из условия постоянства адиабатического инварианта  $I_1$ . Последнее в рассматриваемом случае с учетом (5) имеет вид

$$\frac{4}{9} \frac{[(1 - v_1^2) K(v_1) - (1 - 2v_1^2) E(v_1)]^2}{[2v_1^2 - 1]^3} = I_1^2 \frac{\varepsilon_4^2}{\varepsilon_2^3}, \quad (6)$$

где  $E(v_1)$  — полный эллиптический интеграл 2-го рода [8]. Для решения уравнения (6) можно использовать результаты работы [6].

При

$$\varepsilon_m > \alpha, \quad (7)$$

что в соответствии с (5) эквивалентно условию

$$v_1 < 1, \quad (7)$$

уравнение (2) описывает траекторию, осциллирующую в волноводе  $A$  (см. рис. 1). Условие (7) в силу (6) равносильно условию превышения инварианта над минимально возможным\*\* для волновода  $A$ :

$$I_1^2 > \frac{4}{9} \frac{\varepsilon_2^3}{\varepsilon_4^2}. \quad (8)$$

Если при движении (например, слева направо) траектория переходит в область, где выполняется неравенство, обратное (7), то аналогичным образом получаем

$$z = \pm z_1 \operatorname{dn} [2K(v_2) [\Psi_2 - \Psi_{02}], v_2(\tau)], \quad (9)$$

\* Метод многих масштабов для траекторных расчетов использован в работе [7].

\*\* Очевидно (см. рис. 1), что минимально возможный инвариант для волновода  $A$  совпадает с суммой максимально возможных инвариантов (полных объемов [9, 10]) волноводов  $B$  и  $C$ .

где

$$\nu_2 = 1/\nu_1; \quad (10)$$

$$\Psi_2 \approx \frac{1}{2} \int_{x_0}^x \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{2\alpha} \left[ 1 + \sqrt{1 + \frac{\varepsilon_m - \alpha}{\varepsilon_2^2} 4\varepsilon_4} \right]} \frac{dx'}{K(\nu_2)}, \quad (11)$$

$\text{dn}$  — третья эллиптическая функция Якоби [8]. Уравнение (6) справа от переходной области  $x \sim x_0$  ( $\varepsilon_m(x_0) = \alpha(x_0)$ ) имеет вид

$$\frac{1}{9(2-\nu_2^2)^3} [(2-\nu_2^2)E(\nu_2) - 2(1-\nu_2^2)K(\nu_2)]^2 = I_2^2 \frac{\varepsilon_4^2}{\varepsilon_2^8} \quad (x > x_0). \quad (12)$$

Выражение (9) описывает траекторию, осциллирующую в одном из волноводов  $B$  или  $C$  (см. рис. 1).

При условии малости переходной области (области перехода траектории из одного волновода в другой) сошлем решения (2), (9) при  $x \sim x_0$ . Получаем

$$z = z_1(\tau) \times \begin{cases} \text{cn} \left[ K(\nu_1) \left( \int_{x_0}^x \sqrt{\frac{\varepsilon_2^2 + (\varepsilon_m - \alpha) 4\varepsilon_4}{V^\alpha K(\nu_1)}} dx' + \Psi_{00} \right), \nu_1(\tau) \right] & (x < x_0), \\ \pm \text{dn} \left[ K(\nu_2) \left( \int_{x_0}^x \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{2\alpha} \left[ 1 + \sqrt{1 + \frac{\varepsilon_m - \alpha}{\varepsilon_2^2} 4\varepsilon_4} \right]} \frac{dx'}{K(\nu_2)} + \right. \right. \\ \left. \left. + \Psi_{00} \right), \nu_2(\tau) \right] & (x > x_0), \end{cases} \quad (13)$$

$$I_1 \approx 2I_2,$$

где постоянная  $\Psi_{00}$  определяется начальными условиями, а знак перед положительной функцией  $\text{dn}(\xi, \nu_2)$  определяется при сшивании решений. Так, если траектория, осциллируя в канале  $A$  (см. рис. 1), подошла к сечению  $x = x_0$ , будучи в верхнем канале  $B$ , то выбирается положительный знак, и траектория в дальнейшем осциллирует в этом канале ( $z > 0$ ). В случае, когда траектория подошла к сечению  $x = x_0$ , будучи в канале  $C$ , то она и далее будет идти в этом канале, и знак нужно взять отрицательный.

Таким образом, с помощью метода осреднения при условии малости переходной области удается не только описать поведение траектории луча в том или ином волноводе, но и геометрооптическое возбуждение одного волновода волной, распространяющейся в другом. Так как при этом мы получаем все сведения о траектории, а не только соотношение между инвариантом и полным объемом волновода, то в отличие от метода адиабатического инварианта [9, 10] неоднозначность (в какой именно волновод переходит траектория) не возникает.

#### ЛИТЕРАТУРА

- Н. Н. Боголюбов, Ю. А. Митропольский, Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний, изд. Наука, М., 1974.
- Н. Н. Моисеев, Асимптотические методы нелинейной механики, изд. Наука, М., 1969.

- 3 В. М. Волосов, Б. И. Моргунов, Метод осреднения в теории нелинейных колебательных систем, изд. МГУ, М, 1971.
- 4 А. Х. Найфэ, Методы возмущений, изд. Мир, М, 1976
- 5 М. В. Тинин, сб. Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца, изд. Наука, М, вып 39, 1976, стр. 166
- 6 Г. Е. Кузмак, Прикладная математика и механика, 23, № 3, 515 (1959)
- 7 В. А. Баранов, А. В. Попов, сб Распространение декаметровых радиоволн, ИЗМИРАН, М, 1975, стр. 14
- 8 Е. Янке, Ф. Эмде, Ф. Леш, Специальные функции, изд. Наука, М, 1968
9. А. В. Гуревич, Е. Е. Цедилина, Геомагнетизм и аэрономия, 13, № 2, 283 (1973).
- 10 Е. Е. Цедилина, Геомагнетизм и аэрономия, 14, № 6, 1008 (1974)

Иркутский государственный университет

### THE PROBLEM OF EXCITATION OF IONOSPHERIC WAVEGUIDES

*M. V. Tinin*

The results are given of applying the asymptotic methods to built the ray trajectories in the model of the medium which height dependence of the dielectric permittivity has two maxima corresponding to two waveguides. The built solution describes both the oscillating trajectory in irregular waveguide and the transition (trapping) of the trajectory from one type waveguide to the other under the condition of the transient region smallness.

---

УДК 621.371 25

**РАСЧЕТ ТРАЕКТОРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЛУЧЕЙ  
В НЕОДНОРОДНОЙ ИОНОСФЕРЕ С УЧЕТОМ  
МАГНИТНОГО ПОЛЯ**

*B. B. Коробейников*

Для двумерно-неоднородной ионосферы с магнитным полем приведены дифференциальные уравнения в сферической системе координат для траектории луча и волнового вектора. Описан способ расчета параметров лучей, приходящих в заданную точку пространства, и их фактора фокусировки

Дифференциальные уравнения, описывающие траектории лучей в неоднородной анизотропной среде, для геоцентрической системы координат  $r, \theta, \varphi$  в форме, удобной для численного интегрирования, были даны Хазельгромом [1]. В общем случае расчеты довольно трудоемки и не всегда оправданы. Для трасс малой протяженности (до 2000 км) использование модели ионосферы, не зависящей от поперечной координаты  $\varphi$ , позволяет упростить и сократить систему лучевых уравнений (вместо трех уравнений для волновой нормали используется одно). При этом достигается экономия машинного времени, позволяющая проводить многократные расчеты лучей при решении различных задач.

Пусть ось  $\theta = 0$  проходит через источник, а  $\varphi = 0$  является плоскостью падения. Если электронная концентрация и вектор магнитного поля являются функциями только координат  $r, \theta$ , то волновой вектор при распространении вдоль трассы не приобретает компоненты по  $\varphi$ , в то время как траектория луча из-за анизотропии выходит из плоскости падения. Поэтому направление распространения фазового фронта в любой точке луча однозначно определяется лежащим в плоскости  $(r, \theta)$  углом  $\alpha$  между волновым вектором и радиусом-вектором  $r$ . Система уравнений для координат траектории луча  $r, \theta, \varphi$  и угла  $\alpha$ , дающего направление волновой нормали, имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{dr}{d\tau} &= \frac{1}{\mu} \left( \cos \alpha - \frac{\cos \alpha \cos \psi - l}{\mu \sin \psi} \frac{\partial \mu}{\partial \psi} \right), \\ \frac{d\theta}{d\tau} &= \frac{1}{\mu r} \left( \sin \alpha - \frac{\sin \alpha \cos \psi - m}{\mu \sin \psi} \frac{\partial \mu}{\partial \psi} \right), \\ \frac{d\varphi}{d\tau} &= \frac{1}{\mu r \sin \theta} \frac{n}{\mu \sin \psi} \frac{\partial \mu}{\partial \psi}, \\ \frac{d\alpha}{d\tau} &= -\frac{1}{\mu} \left( \frac{1}{\mu} \frac{\partial \mu}{\partial r} + \frac{1}{r} \right) \sin \alpha + \frac{1}{\mu^2 r} \frac{\partial \mu}{\partial \theta} \cos \alpha, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\mu$  — показатель преломления гиротропной ионосферы,  $\psi$  — угол волнового вектора с магнитным полем,  $l, m, n$  — направляющие косинусы

вектора  $\mathbf{H}$ . Переменная  $\tau$  есть фазовый путь. Дополнительные уравнения для группового пути, поглощения и подробные выражения для вычисления правых частей системы можно найти в [2].

Интегрирование системы проводится по методу Адамса—Штермера (предсказание с коррекцией). Преимущество этого метода заключается в эффективной возможности контролировать точность интегрирования при большой скорости вычислений. Среднее время счета луча для табличного ионосферного профиля не превышает 10 с на ЭВМ М220 при точности вычислений до пятой значащей цифры. Кроме того, этот метод интегрирования позволяет проводить в ходе вычислений интерполяцию по фронту Адамса, если нас интересует решение системы (1) в точке луча, удовлетворяющей какому-то условию. Таким способом можно рассчитывать рефлектрисы [3] — линии точек отражения лучей, несущие в экономичной форме информацию о структуре лучей в случае сложных ионосферных профилей.

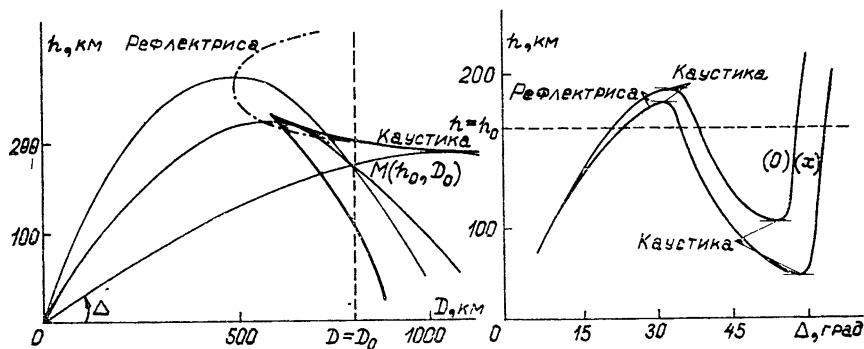


Рис. 1, 2.

В качестве примера приведем алгоритм расчета лучей между двумя заданными в пространстве точками. Пусть высота источника над Землей  $h = 0$ . Для простоты рассмотрим семейство лучей для параболического профиля электронной концентрации в координатах высота — дальность, рис. 1. Требуется определить углы выхода из источника лучей, приходящих в точку  $M(h_0, D_0)$ . Используя интерполяцию по фронту Адамса, можно найти решение системы (1) в вертикальном сечении  $D = D_0$ . На рис. 2 изображена зависимость высоты луча в этом сечении от угла выхода  $\Delta$  для обычной ( $o$ ) и необычайной ( $x$ ) компоненты волны. Точки пересечения этих кривых прямой  $h = h_0$  дают углы выхода лучей, приходящих в точку  $M(h_0, D_0)$ . Значения  $\Delta$  находятся методом «пристрелки», причем попутно вычисляется производная  $\frac{dh}{d\Delta}|_{D_0}$ , позволяющая оценить фактор фокусировки лучей [4]:

$$F = \frac{R^2 \cos \Delta}{r \sin \theta \left| \frac{dh}{d\Delta} \right|_{D_0} \sin \chi}, \quad (2)$$

где  $R$  — расстояние от источника до точки наблюдения,  $\chi$  — угол луча с вертикалью. Для более точных расчетов амплитуды поля в геометро-оптическом приближении можно ввести в систему (1) дополнительные уравнения [5, 6].

## ЛИТЕРАТУРА

1. Лучевое приближение и вопросы распространения радиоволн, изд Наука, М., 1971, стр. 36
2. I. Yabgooff, J. Res. NBS, **65D**, № 5, 485 (1961).
3. T. A. Croft, Rev. of Geophys. and Space Phys., **10**, 73 (1972).
4. А. Н. Казанцев, Д. С. Лукин, Ю. Г. Спиридовон, Космические исследования, **5**, № 4, 593 (1967).
5. Д. С. Лукин, Ю. Г. Спиридовон, Радиотехника и электроника, **14**, № 9, 1673 (1969).
6. I. Kay, J. Acoust. Soc. Amer., **33**, № 8, 1085 (1961).

Ленинградский государственный  
университет

CALCULATION OF TRAJECTORY CHARACTERISTICS OF RAYS  
IN THE INHOMOGENEOUS IONOSPHERE WITH TAKING INTO ACCOUNT  
THE MAGNETIC FIELD

*V. V. Korobeyshchikov*

The differential equations in a spherical coordinate system are given for the ray trajectory and wave vector for two-dimensional inhomogeneous ionosphere with the magnetic field. A method of calculating the parameters of rays coming in the given space point and their focusing factor are described.

---