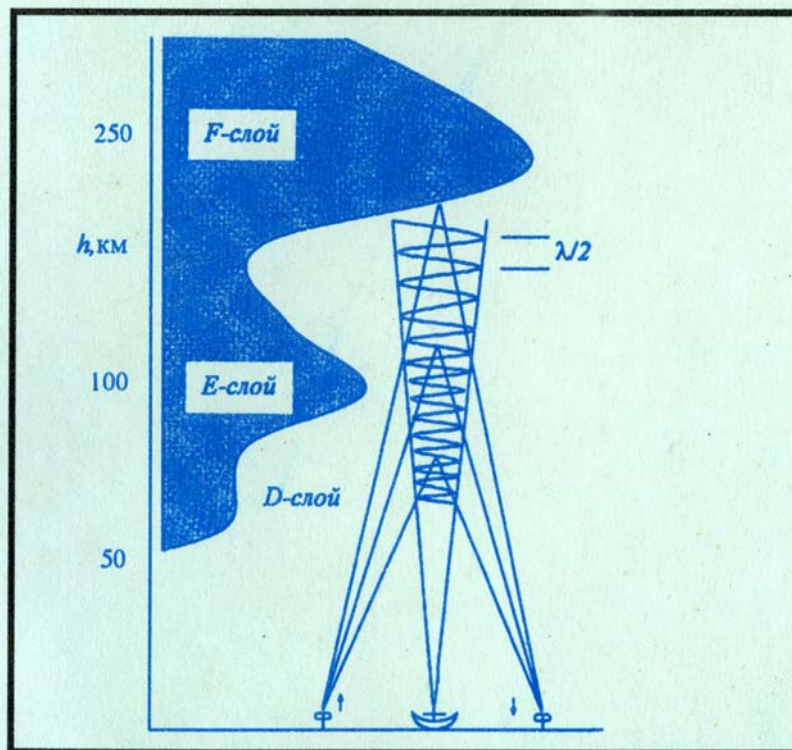


В. В. Беликович, Е. А. Бенедиктов,
А. В. Толмачева, Н. В. Бахметьева

ИССЛЕДОВАНИЕ ИОНОСФЕРЫ С ПОМОЩЬЮ ИСКУССТВЕННЫХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ



Нижегород – 1999

УДК. 550.388.2; 551.510.536.
ББК 26.233

**Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Толмачева А. В.,
Бахметьева Н. В.**

Б 44 Исследование ионосферы с помощью искусственных периодических неоднородностей. – Н. Новгород: ИПФ РАН, 1999. – 156 с.

ISBN 5-8048-0005-1

Книга знакомит читателя с новым дистанционным радиофизическим методом исследования ионосферной плазмы и атмосферы, основанным на создании искусственных периодических неоднородностей (ИПН) ионосферной плазмы в поле мощной стоячей радиоволны. Локация ИПН короткими радиоимпульсами и регистрация рассеянных ими сигналов позволяют определить целый ряд важнейших параметров плазмы на разных ионосферных высотах: профиль электронной концентрации от области *D* до максимума слоя *F*, включая межслоевую впадину; температуру и плотность атмосферы; скорости вертикальных движений плазмы и вертикальную компоненту турбулентной скорости на высотах области *E*; температуру электронной и ионной компонент в области *F*. Изложены физические основы образования ИПН в разных слоях ионосферы, способы измерения параметров ионосферы и атмосферы с помощью ИПН и результаты экспериментальных исследований, полученные этим методом.

Книга может быть полезна геофизикам и радиофизикам, специализирующимся в исследовании высоких слоев атмосферы, ионосферы и распространения радиоволн в ионосферной и лабораторной плазме, а также аспирантам и студентам соответствующих специальностей.

© Беликович В. В., Бенедиктов Е. А.,
Толмачева А. А., Бахметьева Н. В., 1999

© Институт прикладной
физики РАН, 1999.

ISBN 5-201-09314-0

Содержание

Условные обозначения	5
Введение	7
1 Искусственные периодические неоднородности в E -области ионосферы	10
1.1 Образование искусственных периодических неоднородностей	10
1.1.1 Создание стоячей радиоволны.....	10
1.1.2 Нагрев плазмы полем стоячих радиоволн	13
1.1.3 Образование неоднородностей электронной концентрации в неподвижной среде	15
1.1.4 Формирование ИПН в движущейся среде	18
1.1.5 Влияние турбулентности на характеристики сигналов, рассеянных ИПН.....	19
Приложение к разделу 1.1.3. Вывод уравнения (10)	22
1.2 Способы диагностики атмосферы на высотах области E	24
1.2.1 Частотный способ определения электронной концентрации	25
1.2.2 Фазовый способ измерения электронной концентрации	29
1.2.3 Определение скорости вертикального движения	32
1.2.4 Способ определения температуры и плотности атмосферы	36
1.2.5 Измерение турбулентной скорости.....	39
1.3 Результаты исследований ионосферы и атмосферы с помощью ИПН	41
1.3.1 Результаты измерений $N(h)$ -профилей электронной концентрации	43
1.3.2 Измерения скоростей вертикальных движений.....	52
1.3.3 Исследование атмосферной турбулентности	56
1.3.4 ИПН и спорадические слои	63
1.3.5 Волновые движения в нижней ионосфере	72

2 Искусственные периодические неоднородности на высотах области D.....	83
2.1 Формирование ИПН на высотах области D.....	83
2.1.1 Модель с одним отрицательным ионом.....	86
2.1.2 Модель с двумя отрицательными ионами.....	88
2.2 Результаты исследований ИПН в области D.....	90
2.2.1 Вариации времени релаксации ИПН в D -области ионосферы.....	91
2.2.2 Интерпретация результатов измерений в рамках одноионной модели.....	96
3 Искусственные периодические неоднородности в F-области ионосферы.....	100
3.1 Образование ИПН на высотах области F.....	100
3.1.1 Формирование ИПН в изотропной плазме.....	101
3.1.2 Формирование ИПН в магнитоактивной плазме в квазигидродинамическом приближении.....	103
3.1.3 Дисперсионное уравнение для ионно-звуковых волн в магнитоактивной столкновительной плазме.....	111
3.2 Диагностика F-области с помощью ИПН.....	116
3.2.1 Определение параметров ионосферной плазмы.....	116
3.2.2 Результаты измерений.....	120
3.2.3 Параметры ионосферной плазмы в области отражения мощной радиоволны.....	124
4 Экспериментальная база для исследования ионосферы с помощью ИПН.....	130
4.1 Создание и локация ИПН.....	130
4.2 Энергетические характеристики сигнала, рассеянного ИПН.....	132
4.3 Блок-схема диагностического комплекса для исследований ионосферы с помощью ИПН.....	137
Заключение.....	141
Литература.....	143

Условные обозначения

Латинский алфавит

- C – скорость звука
 $C_s = \sqrt{\kappa(T_e + T_i)/M_i}$ – скорость ионного звука
 c – скорость света
 $D = \kappa(T_e + T_i)/(m_i \nu_{im})$ – коэффициент амбиполярной диффузии
 E – напряженность электрического поля
 $E_p = \sqrt{3m\kappa T\delta(\omega^2 + \nu^2)}/e^2$ – плазменное поле
 e – заряд электрона
 F – частота следования радиоимпульсов
 F – стрикционная сила
 f – частота радиоволны
 $f_0 = \sqrt{e^2 N/\pi m}$ – плазменная частота
 G – коэффициент усиления антенны
 g – ускорение силы тяжести
 H_0 – высота однородной атмосферы
 h – высота
 h_0 – высота отражения мощной радиоволны
 $K = 2k$ – волновое число стоячей волны
 $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число радиоволны в среде
 $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ – волновое число радиоволны в вакууме
 $L = \sqrt{\kappa T_e/m\delta\nu^2}$ – масштаб температуропроводности
 M^+, M^- – концентрации положительных и отрицательных ионов
 m – масса электрона
 m_α – масса частиц сорта α
 N – концентрация электронов
 n – коэффициент преломления
 n^o, n^x – коэффициенты преломления для обыкновенной и необыкновенной волн
 P – мощность передатчика
 p – давление
 Q – функция ионообразования
 R – коэффициент отражения радиоволны от ИПН
 r_0 – входное сопротивление приемника
 S – эффективная площадь приемной антенны
 T – температура молекул
 T – период колебаний
 T_e, T_i – температуры электронов и ионов
 U – напряжение на входе приемника
 $u = \omega_H/\omega$ – безразмерный параметр
 V – скорость вертикального движения плазмы
 V_t – средняя скорость турбулентных движений
 v – скорость электронной компоненты плазмы
 $v = \omega_0^2/\omega^2$ – безразмерный параметр
 $v_{T\alpha}$ – средняя тепловая скорость частиц сорта α
 W – плотность вероятности распределения скоростей в объеме рассеяния
 $x = (\omega \pm \omega_L)/\nu_m$
 Y^-, Z^- – концентрации долгоживущих отрицательных ионов

Греческий алфавит

- α – коэффициент рекомбинации электронов с ионами
 α – угол падения радиоволны на ИПН
 $\alpha_{\text{эф}}$ – эффективный коэффициент рекомбинации электронов
 α_i – коэффициент взаимной рекомбинации положительных и отрицательных ионов
 β – скорость образования отрицательных ионов
 Γ – интегральное поглощение радиоволны в ионосфере
 γ – скорость отлипания электронов от отрицательных ионов
 $\gamma = c_p/c_v$ – показатель адиабаты
 Δ – приращение какой-либо величины
 δ – средняя доля энергии, теряемая частицей при соударении
 ϵ – диэлектрическая проницаемость среды
 θ – угол между направлением магнитного поля и волновым вектором радиоволны
 κ – постоянная Больцмана
 $\kappa_e = \kappa NT/(m\nu)$ – теплопроводность электронного газа
 $\Lambda = \lambda/2$ – длина стоячей радиоволны и период ИПН
 λ – длина радиоволны в среде
 λ_0 – длина радиоволны в вакууме
 $\lambda = \{M^-\}/N$ – отношение концентраций отрицательных ионов и электронов
 ν – эффективная частота соударений электронов
 ν_{em}, ν_{ei} – частота соударений электронов с молекулами и электронами с ионами соответственно
 ν_{im} – частота соударений ионов с молекулами
 ν_{am} – частота соударений частиц сорта α с молекулами
 ρ – плотность атмосферы
 $\rho_e = e^2 N \nu / [m(\omega^2 + \nu^2)]$ – электронная проводимость
 τ – время релаксации ИПН
 τ_d, τ_i, τ_r – время релаксации ИПН, обусловленное диффузией, турбулентностью и рекомбинацией соответственно
 $\Phi = \phi^o - \phi^x$ – разность фаз сигналов обыкновенной и необыкновенной компонент
 ϕ – фаза волны
 χ – зенитный угол Солнца
 Ω – круговая частота ионного звука
 Ω_B – частота Брента-Вайсяля
 $\omega = 2\pi f$ – круговая частота
 $\omega_H, \omega_{H\alpha}$ – гирочастота электронов и частиц сорта α
 $\omega_L = \omega_H \cos \theta$ – продольная компонента гирочастоты электронов
 $\omega_0 = \sqrt{4\pi e^2 N/m}$ – плазменная частота

Сокращения

- АЦП – аналого-цифровой преобразователь
БПФ – быстрое преобразование Фурье
ВГВ – внутренние гравитационные волны
ВЗ – вертикальное зондирование
ИПН – искусственные периодические неоднородности плазмы
КПД – коэффициент полезного действия
МЧО – метод частичных отражений
ЭВМ – электронная вычислительная машина
Обозначения, встречающиеся однократно, не приводятся.

Введение

Впервые мысль об образовании периодических неоднородностей в нижней ионосфере под действием мощной стоячей радиоволны была высказана И. М. Виленским [49]. Он предполагал, что эти неоднородности являются неоднородностями температуры электронов. Затем в более поздней работе И. М. Виленского и В. В. Плоткина [51] была рассмотрена возможность образования неоднородностей электронной концентрации вследствие зависимости эффективного коэффициента рекомбинации от температуры электронов. Т. Н. Селига в работе [108] указал на возможность создания искусственных периодических неоднородностей плазмы при отражении мощной радиоволны от F-области ионосферы, однако не рассмотрел конкретных механизмов их образования. Эти теоретические работы положили начало новому направлению исследований физики ионосферной плазмы, связанному с образованием в ней искусственных периодических неоднородностей (ИПН).

Новый импульс к исследованиям ИПН был дан экспериментами по модификации ионосферы мощным высокочастотным радиоизлучением. В Нижегородском научно-исследовательском радиофизическом институте (НИРФИ) это направление исследований было инициировано Г. Г. Гетманцевым. Под его руководством с целью изучения воздействия мощного радиоизлучения на ионосферную плазму в 1975 г. был создан нагревный стенд "Ястреб", а через несколько лет — стенд "Сура", вошедший в список уникальных установок России.

В 1975 г. было обнаружено, что при воздействии на ионосферу радиоизлучением обыкновенных радиоволн с частотой 4,6 МГц наблюдается дискретное рассеяние пробных радиоволн необыкновенной поляризации в узком интервале высот F-области ионосферы. Авторы интерпретировали это явление как рассеяние от ИПН [18]. В последующих экспериментах было показано, что ИПН формируются в поле стоячей волны, возникающей вследствие интерференции падающей на ионосферу и отраженной от нее волн, в высотном интервале от ~ 60 км до точки отражения мощной радиоволны от ионосферы.

Благодаря теоретическим и экспериментальным исследованиям, проведенным в НИРФИ [30, 25, 26, 27], удалось понять основные физические процессы, приводящие к образованию ИПН. Оказалось, что в разных слоях ионосферы образование ИПН определяется совершенно различными процессами. Так, в области F причиной образования периодических неоднородностей является стрикционная сила, в области E

они создаются под действием избыточного давления электронной компоненты плазмы, нагретой в пучностях стоячей радиоволны. В области D процесс образования ИПН обусловлен изменением скоростей аэрономических реакций, в частности ростом коэффициента прилипания электронов к молекулам кислорода. Эти исследования позволили разработать новые методы диагностики ионосферной плазмы и атмосферы.

В 1978 г. был предложен способ измерения электронной концентрации [19], а позднее проведены первые измерения [24, 90]. Изучение особенностей образования ИПН в замагниченной плазме [76, 77] позволило разработать способ определения ионной и электронной температур в области F [20, 33, 35].

С 1986 г. в НИРФИ ведутся целенаправленные исследования по диагностике ионосферной плазмы с помощью ИПН. Предложен ряд способов определения важнейших параметров ионосферной плазмы: скорости вертикального движения [21], температуры и плотности атмосферы на высотах области E [31, 32], времени рекомбинации электронов с ионами в D -области [15]. Рассмотрена возможность определения параметра λ — отношения концентраций отрицательных ионов и электронов [13] в нижней ионосфере. Дальнейшие работы были посвящены результатам совместного определения $N(h)$ -профилей методом частичных отражений и с помощью ИПН [16], разработке методик определения температуры и плотности атмосферы [34, 44], первичной обработки амплитуды и фазы сигналов, рассеянных ИПН [8].

За более чем двадцатилетний период исследований ИПН вышла лишь одна монография [50] на эту тему, изданная в 1987 г. в Новосибирске группой учеников И. М. Виленского. Она посвящена теории образования ИПН в нижней ионосфере и рассеяния радиоволн на периодических неоднородностях.

Целью предлагаемой читателю книги является обобщение опыта изучения ИПН и диагностики ионосферы с помощью новых методов. В книге последовательно изложены физические основы образования ИПН на различных высотах ионосферы, методы определения параметров ионосферной плазмы и результаты их измерения с помощью ИПН. Основой всех способов диагностики ионосферы с помощью ИПН является воздействие на ионосферную плазму мощной стоячей радиоволной, приводящее к возникновению неоднородностей, их зондирование пробными радиоволнами, прием и регистрация сигналов, рассеянных неоднородностями, определение их характеристик (амплитуды, фазы и их изменений с высотой и во времени) и расчет по ним параметров ионосферной плазмы и атмосферы.

Изложение материала построено по следующему принципу: в каждом из первых трех разделов описаны теория образования ИПН и способы диагностики ионосферной плазмы в определенном высотном интервале. Изложение начинается с области *E* (высоты 90—130 км), где физическая картина образования ИПН сравнительно проста и получено наибольшее количество экспериментальных результатов. В разделах 2 и 3 подобное рассмотрение проведено для областей *D* и *F*. В последнем, четвертом разделе изложены вопросы аппаратурной реализации измерений с помощью ИПН, в частности приведен расчет амплитуды рассеянного ИПН сигнала и дана блок-схема измерительного комплекса, реализующего метод оптимальным образом.

Книга написана коллективом авторов, непосредственно принимавших участие в разработке и применении метода. Она обобщает более чем 20-летний опыт работы по исследованию ИПН и диагностике с их помощью параметров ионосферной плазмы и атмосферы. Разделы 1.1, 1.2 и 2.1 написаны В. В. Беликовичем и Е. А. Бенедиктовым, разделы 2 и 4 – В. В. Беликовичем, раздел 3 – А. В. Толмачевой, а раздел 1.3 – Н. В. Бахметьевой и А. В. Толмачевой.

Авторы хранят благодарную память об инициаторе экспериментов по модификации ионосферы в НИРФИ Г. Г. Гетманцеве. Авторы выражают искреннюю признательность Н. А. Митякову и Г. П. Комракову за возможность использования нагревных стендов "Ястреб" и "Сура". Авторы отмечают серьезный вклад в исследование ИПН Г. И. Теринной, Н. П. Гончарова, В. Д. Вяхирева и Е. А. Мареева, а также большую роль А. И. Ежова, С. А. Дмитриева, Н. А. Зуйкова и А. Н. Маресова в инженерном обеспечении экспериментов. Авторы благодарны В. Н. Бубукиной и В. В. Беликовичу (младшему) за помощь в компьютерной обработке результатов эксперимента.

В последние годы успешному проведению исследований с помощью ИПН способствовала финансовая поддержка Российского фонда фундаментальных исследований (гранты No 93-05-9661, No 95-05-15086, No 96-05-65130, No 97-05-64397) и Международного научного фонда (1994–1995 гг., гранты No NOY000 и NOY300).

Книга издана при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант No 99-05-78032).

1 Искусственные периодические неоднородности в E -области ионосферы

В настоящем разделе последовательно рассмотрены образование стоячей радиоволны — необходимый момент для формирования неоднородностей на всех высотах, образование температурных неоднородностей, формирующих неоднородности электронной концентрации в D - и E -областях ионосферы. Далее излагается теория образования неоднородностей плазмы в E -области ионосферы за счет ее диффузионного перераспределения, способы измерения отдельных параметров, затем подраздел с результатами исследований.

1.1 Образование искусственных периодических неоднородностей

1.1.1 Создание стоячей радиоволны

Стоячие волны образуются при интерференции двух волн одинаковой частоты. Получить в ионосфере такую волну проще всего в результате интерференции излученной вертикально вверх и отраженной от ионосферы волн (рис. 1, а). Именно по такой схеме проведены до сих пор все эксперименты с ИПН. Запишем поле падающей (E_1) и отраженной от ионосферы (E_2) волн в виде

$$E_1 = \frac{a}{h} \sqrt{\frac{PG}{n(h)}} \exp[-\Gamma + i(\omega t - kh)],$$

$$E_2 = \frac{a}{2h_0 - h} \sqrt{\frac{PG}{n(h)}} \exp[-(2\Gamma_c - \Gamma) + i(\omega t + kh)],$$

где P — мощность передатчика, G — коэффициент усиления антенны по мощности по отношению к всенаправленному излучателю, h — высота, h_0 — высота уровня отражения радиоволны, n — показатель преломления среды,

$$\Gamma = \frac{2\omega}{c} \int_0^h \kappa(h) dh$$

— величина интегрального поглощения радиоволн на пути от поверхности Земли до высоты h , $\kappa(h)$ — в данном случае коэффициент поглощения радиоволны, Γ_0 — поглощение до точки отражения мощной волны, $\omega = 2\pi f$, $k = 2\pi n/\lambda_0$ — волновой вектор, $a = 0,245$ — численный

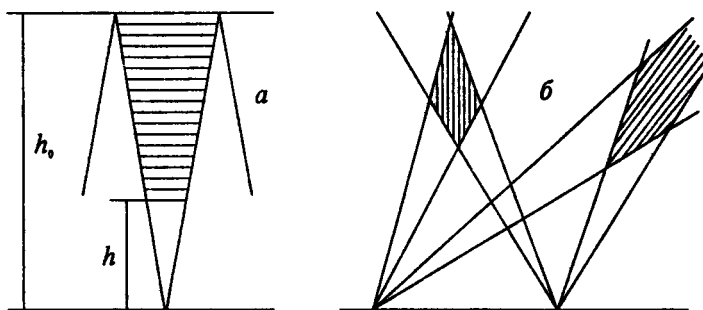


Рис. 1. Схема создания искусственных периодических неоднородностей при помощи одного (а) и двух (б) передатчиков

коэффициент для P в кВт, h в км, E в В/м. В этих уравнениях опущена величина набега фазы от поверхности до высоты h , потому что она несущественна для дальнейшего рассмотрения. Учитывая, что для всех механизмов образования ИПН их интенсивность пропорциональна E^2 , найдем средний по периоду высокой частоты квадрат напряженности поля:

$$E^2(h) = \frac{a^2 PG}{2n(h)} \left[\frac{\exp(-2\Gamma)}{h^2} + \frac{\exp(-4\Gamma_0 + 2\Gamma)}{(2h_0 - h)^2} + \frac{2 \exp(-2\Gamma_0)}{h(2h_0 - h)} \cos 2kh \right] = E_{\text{ст}}^2 + E_{\text{п}}^2. \quad (1)$$

Из выражения (1) видно, что E^2 имеет медленно меняющуюся с высотой постоянную составляющую $E_{\text{ст}}^2$ (первые два члена суммы) и быстро меняющуюся переменную составляющую $E_{\text{п}}^2$ с пространственной длиной волны $\Lambda = \lambda/2$. Именно $E_{\text{п}}^2$ ответственна за создание ИПН. Кроме того, из выражения (1) следует, что, во-первых, амплитуда синусоидального возмущения включает поглощение в ионосфере только в виде интегральной величины Γ_0 и, следовательно, не зависит от его распределения по высоте, и, во-вторых, периодические возмущения всегда существуют на фоне постоянного возмущения, при этом $E_{\text{п}}^2 \leq E_{\text{ст}}^2$.

Таким образом, при помощи ИПН в некоторых случаях измеряются параметры "подогретой" плазмы. Практически этот момент не имеет большого значения, так как в большинстве случаев постоянный нагрев невелик. Кроме того, его влияние может быть значительно уменьшено разумным выбором режима работы или же учтено в расчетах при интерпретации измерений.

Формула (1) получена в предположении плоских падающей и отраженной волн и дает картину стоячей радиоволны в виде одномерной периодической структуры. В действительности в однородной среде картина стоячих радиоволн представляет собой систему гиперболоидов вращения с радиусом кривизны на их оси $r = h(2h_0 - h)/(h_0 - h)$. Численные оценки показывают, что величина r составляет сотни километров и приводит к некоторой фокусировке сигналов, рассеянных ИПН [66]. К еще более сложному искажению поверхностей постоянных разностей фаз приводит учет изменения параметров среды по высоте и учет магнитного поля Земли. Эти факторы несущественны для понимания физических процессов образования ИПН и их диагностики, поскольку локально (в объеме рассеяния) среду приближенно можно считать однородной и волны плоскими.

Заметим, что стоячую волну можно создать при помощи двух рассеянных наземных передатчиков, работающих на одной частоте. Схема такого эксперимента показана на рис. 1, б. В этом случае имеется возможность создания нужной ориентации неоднородностей в пространстве, в частности вдоль магнитного поля Земли. При этом можно использовать также диапазон более высоких частот, что расширяет возможности этого метода диагностики ионосферы. Однако постановка таких экспериментов представляет определенные технические трудности. Отметим, что имеется другая возможность создать ИПН — воздействовать на ионосферу инфразвуковой волной. Этот метод называется радиоакустическим зондированием атмосферы. По отношению к ионосфере он пока не применялся из-за значительного затухания звуковой волны на ее пути к ионосфере. Пример высотно-временной зависимости амплитуды сигнала, рассеянного ИПН, приведен на рис. 2. На рисунке хорошо видно уменьшение амплитуды сигнала со временем на высотах 50—130 км и быстро затухающие колебания на высотах, прилегающих к зеркально-отраженному сигналу на высоте ~ 350 км. Сигналы выше зеркального отражения объясняются М-распространением.

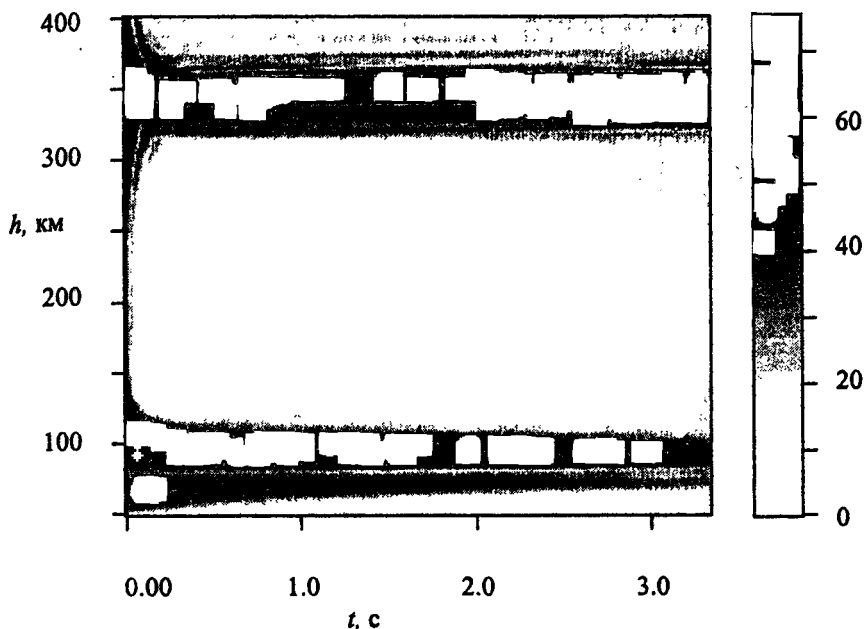


Рис. 2. Пример высотно-временной зависимости амплитуды сигнала, рассеянного ИПН, в яркостном виде. Хорошо видны уменьшение амплитуды сигнала со временем в интервале 55—140 км и быстрозатухающие периодические колебания в области F

1.1.2 Нагрев плазмы полем стоячих радиоволн

В общем случае нагрев и перераспределение плазмы в высокочастотном электрическом поле необходимо рассматривать одновременно, решая систему уравнений для температуры и плотности частиц плазмы. Однако, как показывают оценки, в нижней ионосфере ($h \leq 130$ км) процессы нагрева идут значительно быстрее изменений электронной концентрации, что позволяет рассматривать их отдельно. Нагрев плазмы электрическими полями рассмотрен достаточно подробно (см., например, [58]). В рамках элементарной теории для одно-

родной изотропной плазмы изменение электронной температуры T_e в одномерном случае описывается уравнением

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} = \frac{2\sigma_e E^2}{3\kappa N} + \frac{\kappa_e}{N} \frac{\partial^2 T_e}{\partial h^2} - \delta_{ei}\nu_{ei}(T_e - T_i) - \delta_{em}\nu_{em}(T_e - T), \quad (2)$$

где $\sigma_e = e^2 N \nu / [m(\omega^2 + \nu^2)]$ и $\kappa_e = \kappa N T_e / (m\nu)$ — проводимость и теплопроводность электронной компоненты; e и m — заряд и масса электрона; κ — постоянная Больцмана; ν_{ei} и ν_{em} — числа соударений электронов с ионами и молекулами; δ_{ei} и δ_{em} — относительные доли энергии, теряемой электроном при одном соударении с ионом и молекулой; T_e , T_i и T — температуры электронов, ионов и молекул соответственно. Заметим, что одновременно с электронами нагреваются и ионы, однако энергия, теряемая ионами, больше ($\delta_{im}\nu_{im} \gg \delta_{em}\nu_{em}$), а ионная проводимость меньше электронной. Поэтому нагрев ионов незначителен, и в не очень сильных полях им можно пренебречь, считая $T_i = T$. Заметим, что ν_{em} и δ_{em} зависят от температуры электронов, что делает уравнение (2) нелинейным, однако в приближении малых возмущений ($\Delta T_e = T_e - T_{e0} \ll T_{e0}$) эти зависимости можно не учитывать. В этом случае уравнение (2) примет вид

$$\frac{\partial \Delta T_e}{\partial t} = \frac{2\sigma_e E^2}{3N_0\kappa} + \frac{\kappa T_{e0}}{m\nu} \frac{\partial^2 \Delta T_e}{\partial h^2} - \delta\nu \Delta T_e, \quad (3)$$

где $\nu = \nu_{em} + \nu_{ei}$, $\delta = (\delta_{ei}\nu_{ei} + \delta_{em}\nu_{em}) / (\nu_{em} + \nu_{ei})$. Решение этого уравнения при включении поля нагревной волны в момент времени $t = 0$ имеет вид [30, 50]

$$\frac{\Delta T_e}{T_e} = \frac{2E_p^2}{E_p^2} \left(1 - \exp(-\delta\nu t) \right) + \frac{2E_p^2}{bE_p^2} \left(1 - \exp(-\delta\nu bt) \right), \quad (4)$$

где $E_p^2 = 3m\kappa T\delta(\omega^2 + \nu^2)/e^2$ — плазменное поле, $b = 1 + K^2 L^2$ — фактор ослабления амплитуды возмущения из-за теплопроводности, $L^2 = \kappa T / (m\delta\nu^2)$ — масштаб температуропроводности, $K = 2\pi/\Lambda = 2k$. Из уравнения (4) видно, что установление постоянной и периодической по высоте температуры происходит с разными скоростями. При этом характерное время постоянного нагрева увеличивается с высотой, поскольку уменьшается частота электронных соударений ν . На установление температурных ИПН, начиная с высоты 80 км, существенное влияние оказывает теплопроводность электронной компоненты. При условии $K^2 L^2 \gg 1$ влияние теплопроводности приводит к уменьшению времени установления с высотой. Численные оценки показывают,

что на высоте $\simeq 80$ км для $\lambda = 50$ м величина $\tau_T = [\delta\nu(1 + K^2L^2)]^{-1}$ достигает максимального значения $\simeq 0,3$ мс. Это время существенно меньше характерного времени создания неоднородностей электронной концентрации, поэтому его можно не учитывать, и считать в дальнейшем возникновение температурных неоднородностей мгновенным. Следует отметить, что теплопроводность уменьшает амплитуду температурных неоднородностей в области E . При условиях $\omega^2 \gg \nu^2$ и $(KL)^2 \gg 1$, которые выполняются на этих высотах, получаем

$$\frac{\Delta T_e}{T_{e0}} = \frac{(e c \nu)^2 E_{\sim}^2}{6[n(h)\kappa T]^2 \omega^4}, \quad (5)$$

откуда видно, что $\Delta T_e/T_{e0}$ обратно пропорционально f^4 . Заметим, что влияние анизотропии плазмы, обусловленной магнитным полем Земли, легко учесть, заменив σ и κ_e на тензоры проводимости и теплопроводности. Последнее сделано в разд. 3 при рассмотрении образования ИПН на высотах области F .

И. М. Виленский впервые отметил, что температурные ИПН создают неоднородности ν [49]. Лабораторные измерения и расчеты, выполненные на их основе, показывают, что $\nu_{em} \sim T_e$ [106] или $\nu_{em} \sim T_e^{5/6}$ [58]. Эти зависимости отличаются незначительно и удобнее использовать первую. В этом случае относительная амплитуда "столкновительных" неоднородностей равна относительной амплитуде температурных: $\Delta\nu_{em}/\nu_{em} = \Delta T_e/T_e$. Расчету столкновительных ИПН посвящен ряд работ (например, [80]), однако в эксперименте они не наблюдались. Из-за малого времени жизни после выключения греющего передатчика их нельзя наблюдать при размещении диагностического пункта совместно с нагревным и можно заметить только в пространственно разнесенном эксперименте, когда приемный диагностический пункт значительно удален от нагревного стенда. Такие эксперименты пока не поставлены.

1.1.3 Образование неоднородностей электронной концентрации в неподвижной среде

В E -области ионосферы для описания поведения плазмы удобно использовать уравнения квазигидродинамики [52]. В этом случае плазма рассматривается как среда, состоящая из трех взаимопроникающих жидкостей (электроны, ионы и нейтралы), для каждой

из которых записываются уравнения движения, непрерывности и состояния. В частности, для электронов они имеют вид

$$mN_e \frac{\partial v_e}{\partial t} + mN_e (v_e \nabla) v_e = -\nabla(p_e + P_{ij}) - mN_e \nu_{ei}(v_e - v_i) - mN_e \nu_{em}(v_e - v_m) - eN_e E, \quad (6)$$

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} + \operatorname{div}(N_e v_e) = Q - \alpha N_e N_i, \quad (7)$$

$$p_e = N_e \kappa T_e, \quad (8)$$

где P_{ij} — тензор вязких напряжений, Q — функция ионообразования, α — эффективный коэффициент рекомбинации, p_e — давление электронного газа. Аналогичное уравнение записывается для ионов, при этом уравнения (7) и (8) отличаются только индексами, а (6) имеет знак плюс перед последним членом, поскольку заряд ионов положительный. В этих уравнениях E — внутреннее электрическое поле между ионами и электронами. В относительно медленных процессах, которые здесь рассматриваются, оно обеспечивает совместное движение ионов и электронов. Используя условие квазинейтральности плазмы, примем $N_e = N_i = N$, $v_e = v_i = v$. Сложим уравнение (6) с аналогичным уравнением для ионов, учтем, что масса электрона много меньше массы иона ($m \ll M$), разделим на M и получим

$$N \frac{\partial v}{\partial t} + N(v \nabla)v = -\nabla \left[N \frac{\kappa(T_e + T_i)}{M_i} \right] - N(\nu_{im} + \frac{m}{M_i} \nu_{em})v. \quad (9)$$

В уравнении (9) учтено, что T_e и T_i могут различаться, и опущен тензор вязких напряжений. Последнее правомерно, потому что рассматривается медленное одномерное движение. Кроме того, плазма в области E ионизирована слабо ($N \leq 10^5 \text{ см}^{-3}$, а $N_m \simeq 10^{12} \text{ см}^{-3}$). По этой причине можно не рассматривать движения нейтрального газа, так как относительные возмущения будут ничтожно малы. В одномерном случае для малых возмущений $\Delta N = N - N_0 \ll N_0$, $\Delta T_e = T_e - T_{e0} \ll T_{e0}$ получим следующее уравнение для концентрации электронов и ионов (см. вывод этого уравнения в приложении к разделу, с. 22):

$$\frac{\partial^2 \Delta N}{\partial t^2} + (\nu_{im} + 2\alpha_0 N_0) \frac{\partial \Delta N}{\partial t} - \frac{\kappa(T_{e0} + T_i)}{M_i} \frac{\partial^2 \Delta N}{\partial h^2} + 2\alpha_0 \nu_{im} N_0 \Delta N = \alpha_0 \eta \nu_{im} \frac{\Delta T_e}{T_{e0}} N_0^2 + \frac{N \kappa}{M_i} \frac{\partial^2 (T_{e0} + T_i)}{\partial h^2}. \quad (10)$$

Здесь η характеризует температурную зависимость эффективного коэффициента рекомбинации $\alpha(T) = \alpha_0(T/T_0)^\eta$. Для медленных движений, к которым, в частности, относится диффузионное перераспределение плазмы, можно пренебречь величиной $\partial^2 \Delta N / \partial t^2$ по сравнению с остальными членами в уравнении (10) и получить следующее решение для релаксации ИПН:

$$\Delta N(h, t) = A \cos(Kh) \exp(-t/\tau), \quad (11)$$

где

$$A = \left[1 - \frac{\eta(T_{e0} + T_i)\tau_d}{2T_{e0}\tau_r} \right] \frac{N_0 \Delta T_e}{(T_{e0} + T_i)(1 + \tau_d/\tau_r)},$$

$$\tau_d = \frac{1}{K^2 D} = \frac{M_i \nu_{im}}{\kappa(T_{e0} + T_i) K^2},$$

τ_d — диффузионное и $\tau_r = 1/(2\alpha_0 N_0)$ — рекомбинационное время соответственно, а $\tau^{-1} = \tau_d^{-1} + \tau_r^{-1}$. Заметим, что в экспериментах, проводимых на частотах 4—6 МГц, $\tau_r \gg \tau_d$ и с большой точностью можно считать, что $\tau = \tau_d$, и тогда

$$A = N_0 \Delta T_e / (T_e + T_i). \quad (12)$$

Следовательно, измеряя время релаксации неоднородностей, можно определить коэффициент амбиполярной диффузии. Последний зависит от температуры T и плотности нейтральной компоненты, поэтому появляется возможность нахождения этих параметров [31, 32]. Методика их определения изложена в разд. 1.2.4. Отметим, что коэффициент рекомбинации уменьшается с ростом температуры, это приводит к увеличению электронной концентрации в пучностях стоячей радиоволны, в то время как диффузионные процессы стремятся ее уменьшить. При $\tau_r = \eta \tau_d (T_e + T_i) / 2T_e$ оба процесса уравновешивают друг друга и $\Delta N = 0$. На высотах области E $\eta = 1$, $T_e = T_i$ и равенство $\Delta N = 0$ может достигаться на высоте порядка 90 км, если создавать неоднородности с пространственным периодом $\simeq 100$ м средневолновым передатчиком. На этой основе предложен способ определения времени рекомбинации электронов с ионами в области D [15], который при дополнительных измерениях $N(h)$ позволяет определить эффективный коэффициент рекомбинации α_0 .

1.1.4 Формирование ИПН в движущейся среде

Выше предполагалось, что неоднородности создаются в неподвижной ионосфере неподвижной стоячей радиоволной. Такие условия в эксперименте реализуются очень редко. Как правило, в атмосфере присутствуют вертикальные движения (например, обусловленные прохождением акустико-гравитационных волн) и горизонтальный ветер. Отметим, что горизонтальный ветер за время релаксации ИПН мало смещает их по отношению к горизонтальному масштабу неоднородности и фактически не сказывается на характеристиках сигнала, рассеянного ими. Вертикальные движения вызывают смещения структуры стоячих волн относительно среды, где формируются неоднородности. При учете таких движений и пренебрежении рекомбинацией уравнение (10) видоизменяется и принимает вид [29]:

$$\left[\frac{\kappa(T_e + T_i)}{M_i} - V_1^2 \right] \frac{\partial^2 \Delta N}{\partial h^2} - \frac{\partial^2 \Delta N}{\partial t^2} - \nu_{im} \frac{\partial \Delta N}{\partial t} - 2V_1 \frac{\partial^2 \Delta N}{\partial h \partial t} - V_1 \nu_{im} \frac{\partial \Delta N}{\partial h} = N \frac{\Delta T_e}{T_{e0}} \cos K(h - V_2 t), \quad (13)$$

где V_1 — вертикальная составляющая скорости движения атмосферного газа, V_2 — скорость движения стоячей волны. При условиях

$$V_1^2 \ll \kappa(T_e + T_i)/M \ll \nu_{im}/2K^2, \quad KV_1 < \nu_{im}, \quad KV_2 < \nu_{im},$$

которые хорошо выполняются в области E , уравнение (13) имеет решение, описывающее процесс создания неоднородностей

$$\Delta N(h, t) = B \left[\cos[K(h - V_2 t) + \phi] - \cos[K(h - V_1 t) + \phi] \exp \frac{-t}{\tau_d} \right] \quad (14)$$

и процесс их релаксации

$$\Delta N(h, t) = B \cos(Kh - KV_1 t + \phi) \exp(-t/\tau_d), \quad (15)$$

где $B = \Delta T_e N_0 / \left[T \sqrt{1 + (\tau_d/\tau_v)^2} \right]$, $\phi = \arctg[\tau_d/K(V_2 - V_1)]$, $\tau_v = (K|V_2 - V_1|)^{-1}$ — время, характеризующее скорость движения стоячей волны по отношению к атмосферному газу. Анализ полученных решений показывает, что, во-первых, вертикальное движение уменьшает амплитуду ИПН на фактор $1/\sqrt{1 + (\tau_d/\tau_v)^2}$; во-вторых, в установившемся режиме неоднородности движутся со скоростью стоячей волны V_2 , при этом положение неоднородностей отстает по фазе на

ϕ от положения стоячей волны; в-третьих, в процессе релаксации неоднородности движутся со скоростью атмосферного газа V_1 . Заметим, что согласно решениям (14) и (15) изменение скорости происходит мгновенно — это является результатом пренебрежения в уравнении (13) членом с $\partial^2 \Delta N / \partial t^2$. Фактически увлечение ионов движением нейтрального газа происходит за время, которое в области E менее 10^{-3} с. Увлечение ИПН движением нейтрального газа позволяет по доплеровскому смещению частоты сигнала, рассеянного ИПН, измерять скорость их движения, и следовательно скорость вертикального движения атмосферного газа V_1 . Точнее, в области E измеряется скорость движения плазмы с учетом возможного дрейфа под действием горизонтального ветра в магнитном поле Земли [52].

1.1.5 Влияние турбулентности на характеристики сигналов, рассеянных ИПН

Выше было рассмотрено влияние вертикального движения объема рассеяния как целого на характеристики ИПН и показано, что такое движение приводит к уменьшению амплитуды неоднородностей, смещает их по фазе относительно стоячей волны, но не влияет на время жизни ИПН. В то же время совершенно ясно, что мелко-масштабные движения, обусловленные турбулентностью, тоже должны влиять на характеристики рассеянного сигнала, поскольку нарушают упорядоченную структуру ИПН. В частности, они ведут к расфазировке сигналов от различных частей объема рассеяния, что, естественно, приводит к уменьшению амплитуды принимаемого сигнала и уширению его углового спектра. В работе [55] рассмотрено временное поведение сигнала, рассеянного ИПН, при мгновенном включении поля турбулентных скоростей, распределенных по нормальному закону. Такая модель приводит к расплыванию неоднородностей по закону $\exp[-(t/\tau_t)^2]$, где $\tau_t = \sqrt{2}(K\sigma_v)^{-1}$. Экспериментальные данные показывают, что убывание сигнала при наличии турбулентности описывается простой экспонентой $\exp(-t/\tau_t)$. Различие модели и эксперимента в первую очередь обусловлено неадекватностью выбора начальных условий в рассмотренной модели. Действительно, периодические неоднородности формируются уже при существующей турбулентности, которая стремится их разрушить, и в момент выключения греющей стоячей радиоволны неоднородная структура уже будет искажена полем турбулентных скоростей. Строгий расчет поля обратного рассеяния решеткой ИПН, ис-

каженной турбулентностью, является сложной задачей. Поэтому рассмотрим упрощенную одномерную модель учета влияния турбулентности на амплитуду обратно рассеянной волны.

Будем считать, что ИПН создаются плоской мощной стоячей радиоволной, а турбулентные движения характеризуются полем скоростей, которое на интересующих нас временных интервалах (несколько секунд) можно считать "замороженным". Отметим, что на высотах области E горизонтальные движения нейтральной среды приводят к дрейфу плазмы по вертикали, однако этот эффект невелик, и можно считать, что искажения структуры ИПН создаются только вертикальными турбулентными движениями. Поэтому будем рассматривать только поле вертикальных скоростей $V(x, y, z)$. Предположим, что объём рассеяния можно разбить на ячейки, размер которых l много меньше характерных размеров объёма рассеяния L , но много больше пространственного периода неоднородностей Λ , т. е. $L \gg l \gg \Lambda$. Будем полагать, что в каждой такой ячейке вертикальная скорость V постоянна, и высотное распределение электронной концентрации после выключения гребущей волны опишем выражением (15):

$$\Delta N_i(h, t) = \Delta N_o \frac{\cos(Kh - Kvt + \phi) \exp(-K^2 Dt)}{\sqrt{1 + (V/KD)^2}}. \quad (16)$$

Напомним, что ΔN_o — амплитуда неоднородностей, образующихся в неподвижной среде; $1/\sqrt{1 + (V/KD)^2}$ — фактор, учитывающий уменьшение амплитуды за счет движения среды по отношению к стоячей волне; $\phi = \arctg(V/KD)$ — сдвиг по фазе между неоднородностями и структурой стоячих волн. В этом случае амплитуда и фаза сигнала, рассеянного каждой ячейкой, будут описываться соотношением

$$A_i(t) = A_i [1 + (V/KD)^2]^{-1/2} \cos(\phi + Kvt) \exp(-t/\tau_d). \quad (17)$$

Предполагая симметричность закона распределения скоростей $W(V)$, следует учитывать только проекцию поля на вектор поля, рассеянного ячейками, где скорость равна нулю. Далее, переходя от интегрирования по объему к интегрированию по скоростям, запишем амплитуду сигнала, рассеянного от всего объема, следующей формулой:

$$A(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{A_i \cos(\phi + Kvt) \exp(-t/\tau_d)}{\sqrt{1 + (V/KD)^2}} W(V) dV. \quad (18)$$

Учитывая, что $1/\sqrt{1+(V/KD)^2} = \cos \phi$ и подынтегральные функции четны, после несложных преобразований получаем

$$A(t) = 2A_0 \exp(-t/\tau_d) \int_0^{\infty} \frac{\cos KVt - (V/KD) \sin(KVt)}{1+(V/KD)^2} W(V) dV. \quad (19)$$

В работе [14] проанализировано полученное соотношение и найдены выражения для трех законов распределения $W(V)$: нормального, Коши и косеканса гиперболического. Эти выражения представлены в табл. 1,

Таблица 1. Решения для трех распределений турбулентных скоростей

$W(V)$	$A(t)$
$\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_V} \exp\left(\frac{-V}{2\sigma_V}\right)^2$	$A_0 \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\tau_t}{\tau_d} \left[1 - \Phi\left(\frac{\tau_t}{\tau_d} + \frac{t}{\tau_t}\right)\right] \exp\left(\frac{\tau_t}{\tau_d}\right)^2$
$\frac{1}{2\sigma_V \cosh \frac{\pi V}{2\sigma_V}}$	$A_0 2 \exp\left(-\frac{t}{\tau_d}\right) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n \exp\left[-(2n+1)\frac{t}{\tau_t}\right]}{1+(2n+1)\frac{\tau_d}{\tau_t}}$
$\frac{V_0}{\pi(V_0^2 + V^2)}$	$\frac{A_0}{\left(1 + \frac{\tau_d}{\tau_t}\right)} \exp\left[-\left(\frac{1}{\tau_d} + \frac{1}{\tau_t}\right)t\right]$

где $\Phi(x) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^x \exp(-t^2/2) dt$ — интеграл вероятности, A_0 — амплитуда неоднородностей в отсутствие турбулентности, $\tau_t = (K\sigma_V)^{-1} = (KV_0)^{-1}$. Сопоставление этих выражений, проведенное в работе [14], показало, что данные распределения приводят к результатам, разли-

чающимся не более чем на 30%, но распределение Коши дает наиболее простое аналитическое выражение, поэтому его целесообразно использовать для интерпретации экспериментальных данных. В частности, измеряя на опыте время релаксации сигнала τ и зная время амбиполярной диффузии τ_d , легко найти турбулентное время

$$\tau_t = (\tau^{-1} - \tau_d^{-1})^{-1} \quad (20)$$

и по нему рассчитать характерную турбулентную скорость V_0 . Отметим, что распределение Коши не имеет дисперсии, и величина V_0 характеризует ширину распределения на уровне $W = 0,5$. Тем не менее интеграл в выражении (19) сходится. С физической точки зрения это обусловлено тем, что в областях с большими скоростями интенсивность неоднородностей незначительна и они дают исчезающе малый вклад в интеграл, описывающий рассеянное поле. Согласно [14], где проведено сравнение распределений, для нахождения σ_V следует V_0 разделить на $\sqrt{2}$ и находить σ_V по формуле

$$\sigma_V \simeq V_0/\sqrt{2} = (\tau^{-1} - \tau_d^{-1})/(\sqrt{2} K). \quad (21)$$

Распределение Коши также позволяет получить простую связь между начальной амплитудой рассеянного сигнала $A(0)$ и временем релаксации τ . Действительно, выражая τ_t из формулы (20) и подставляя его в выражение для $A(t)$ при $t=0$, получаем

$$A(0) = A_0 \tau / \tau_d. \quad (22)$$

Таким образом, флуктуации амплитуды $A(0)$, обусловленные вариациями характерной турбулентной скорости V_0 , должны быть линейно связаны с вариациями τ .

Приложение к разделу 1.1.3

Вывод уравнения (10)

Исходим из уравнения (9) для заряженной компоненты:

$$N \frac{\partial v}{\partial t} + N(v \nabla v) = - \frac{\nabla [N \kappa (T_e + T_i)]}{M_i} - N(\nu_{im} + \frac{in}{M_i} \nu_{em})v.$$

Линеаризуем уравнение, полагая, что $\Delta N = N - N_o \ll N_o$ и $\Delta T_e = T_e - T_{eo} \ll T_{eo}$, $v \ll \sqrt{\kappa(T_{eo} + T_i)/M_i} = C_s$ — скорость ионного звука. В одномерном случае получаем

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \nu_{im}v + \frac{C_s^2}{N_o} \frac{\partial \Delta N}{\partial h} + \frac{\kappa}{M_i} \frac{\partial \Delta T}{\partial h} = 0, \quad (23)$$

где опущены члены вида $v \frac{\partial v}{\partial h}$, $\Delta N \frac{\partial \Delta T_e}{\partial h}$, которые являются величинами второго порядка малости. Дифференцируем уравнение (23) по h и умножаем на N_o :

$$N_o \frac{\partial^2 v}{\partial t \partial h} + N_o \nu_{im} \frac{\partial v}{\partial h} + C_s^2 \frac{\partial^2 \Delta N}{\partial h^2} + \frac{\kappa N_o}{M_i m} \frac{\partial^2 \Delta T_e}{\partial h^2} = 0. \quad (24)$$

Далее используем уравнение непрерывности (7):

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \text{div}(Nv) = Q - \alpha N^2.$$

Учтем, что до начала возмущения $\frac{\partial N_o}{\partial t} = Q - \alpha_o N_o^2$, нагрев электронов приводит к изменению $\alpha = \alpha_o (T_e/T_{eo})^\eta \simeq \alpha_o [1 - \eta(\Delta T_e/T_{eo})]$, и преобразуем его к виду

$$\frac{\partial N}{\partial t} + N_o \frac{\partial v}{\partial h} + v \frac{\partial \Delta N}{\partial t} + \Delta N \frac{\partial v}{\partial h} = -2\alpha_o N_o \Delta N + \alpha_o \eta N_o^2 \frac{\Delta T_e}{T_{eo}}. \quad (25)$$

Пренебрегаем третьим и четвертым членами как малыми второго порядка и получаем

$$\frac{\partial N}{\partial t} + N_o \frac{\partial v}{\partial h} + 2\alpha_o N_o \Delta N = \alpha_o N_o^2 \eta \frac{\Delta T_e}{T_{eo}}. \quad (26)$$

Дифференцируем уравнение (26) по t и учтем, что ΔT_e не зависит от времени:

$$\frac{\partial^2 N}{\partial t^2} + N_o \frac{\partial^2 v}{\partial h \partial t} + 2\alpha_o N_o \frac{\partial \Delta N}{\partial t} = 0 \quad (27)$$

Вычитаем (26) и (27), умноженное на ν_{im} , из (24) и получаем (10):

$$\begin{aligned} & -\frac{\partial^2 N}{\partial t^2} + C_s^2 \frac{\partial^2 \Delta N}{\partial h^2} - (\nu_{im} + 2\alpha_o N_o) \frac{\partial \Delta N}{\partial t} - 2\alpha_o N_o \nu_{im} \Delta N = \\ & = -\frac{\kappa N_o}{M_i} \frac{\partial^2 \Delta T_e}{\partial h^2} - \nu_{im} \alpha_o \eta N_o^2 \frac{\Delta T_e}{T_{eo}}. \end{aligned}$$

Уравнение (13) выводится аналогично.

1.2 Способы диагностики атмосферы на высотах области E

Все способы определения параметров ионосферной плазмы с помощью ИПН основаны на воздействии на ионосферу мощной стоячей радиоволной с целью создания ИПН, зондировании их пробными радиоволнами, приеме сигналов, рассеянных неоднородностями, определении их характеристик (амплитуды, фазы и их изменений с высотой и во времени) и расчете по ним параметров ионосферной плазмы. Необходимо отметить, что рассеяние на ИПН обладает резонансными свойствами, т. е. интенсивный рассеянный сигнал появляется только тогда, когда волны, рассеянные отдельными неоднородностями, складываются синфазно¹. Это условие интенсивного рассеяния (условие Брэгга) имеет вид $\lambda_2 = 2\Lambda \cos \theta$, где Λ — пространственный период неоднородностей, λ_2 — длина волны радиолокатора в плазме, θ — угол падения волны на неоднородности. В случае обратного рассеяния $\theta = 0$ и $\lambda_2 = 2\Lambda$. Поскольку $\Lambda = \lambda_1/2$, то приходим к условию $\lambda_1 = \lambda_2$, которое можно выполнить в двух случаях, приводящих к двум способам регистрации ИПН.

Первый способ заключается в том, что для создания ИПН и их локации используют волны одной и той же частоты и поляризации, т. е. $f_1 = f_2$. Эксперимент в этом случае ставится следующим образом. Нагревный стенд излучает вверх мощную радиоволну на частоте f_1 ниже критической частоты ионосферы. Отражаясь от ионосферы, мощная волна интерферирует с падающей и образует стоячую волну, в поле которой создаются неоднородности электронной концентрации. После этого мощный передатчик нагревного стенда выключается, и на той же частоте начинает работать импульсный радиолокатор. Излученные радиоимпульсы рассеиваются ИПН и принимаются приемником. Амплитуда и фаза рассеянного сигнала регистрируются в зависимости от высоты и времени.

Второй способ выполнения равенства $\lambda_1 = \lambda_2$ — это применение для создания ИПН и их локации радиоволн разных частот с разными поляризациями. В этом случае условие $\lambda_2 = 2\Lambda$ приводит к уравнению

$$f_1 n_1^{o,x} = f_2 n_2^{x,o}, \quad (28)$$

где n^o и n^x — показатели преломления обыкновенной и необыкновенной волн соответственно. Поскольку показатели преломления зависят

¹Отсюда происходит второе название метода — метод резонансного рассеяния.

от величины электронной концентрации и магнитного поля, то соотношение (28) следует рассматривать как уравнение, связывающее f_1, f_2 , плазменную частоту $f_0 = \sqrt{e^2 N / (\pi m)}$ и гирочастоту электронов f_H . Выбрав рабочие частоты соответствующим образом, можно наблюдать рассеяние только с высот, где электронная концентрация удовлетворяет уравнению (28). На этом, в частности, основан способ определения электронной концентрации.

1.2.1 Частотный способ определения электронной концентрации

Частотный способ определения электронной концентрации основан на регистрации ИПН вторым способом (см. выше), когда для создания неоднородностей используется радиоволна с поляризацией, соответствующей одной магнитоионной компоненте на частоте f_1 ниже критической частоты ионосферы, а импульсная радиолокация неоднородностей проводится волнами с поляризацией, соответствующей другой магнитоионной компоненте на частоте f_2 . При этом определяются действующие высоты рассеянных сигналов h_d . Проводя зондирование на ряде фиксированных частот f_2 в некотором диапазоне шириной $\simeq 1$ МГц, прилегающем к нагревной частоте f_1 , получим зависимость $h_d(f_1, f_2)$. Далее задача нахождения $N(h)$ -профиля распадается на две: нахождение электронной концентрации по f_1, f_2 и пересчет h_d в истинные высоты. Для нахождения N необходимо решить уравнение (28). Если использовать для $n_{1,2}^{o,x}$ их выражения в квазипродольном приближении, то легко получить простую формулу:

$$f_0^2 = |f_1 - f_2|(f_2 + f_L)(f_1 - f_L)/f_L, \quad (29)$$

где $f_L = f_H \cos \theta$ — продольная компонента гирочастоты. Это выражение достаточно точно для значений $f_0^2 \ll f_1^2$ и показывает, что измеряемая электронная концентрация пропорциональна разности рабочих частот. Для больших значений $f_0 \simeq f_1$ точность выражения (29) недостаточна и нужно решать уравнение (28) с выражением для n , даваемым формулой Эплтона — Хартри [1]. Результаты такого расчета для ряда нагревных частот, $f_H = 1,35$ МГц и $\theta = 19^\circ$, приведены в табл. 2 и для наглядности на рис. 3. Следует отметить, что вблизи уровня отражения зависимость $N(f_1, f_2)$ становится двузначной, однако это обстоятельство несущественно, поскольку интервал двузначности мал, а $N(h)$ -профиль в F -области обычно монотонен.

Таблица 2. Значения пробных частот f_2^o для различных значений нагревной частоты f_1^x и электронной концентрации

f_0 , МГц	$N \cdot 10^{-5}$, см^{-3}	f_1^x , МГц						
		2.8	3.82	4.015	4.585	5.455	5.958	9.05
0.5	0.031	2.746	3.795	3.992	4.568	5.444	5.958	9.05
0.9	0.100	2.620	3.738	3.942	4.531	5.418	5.927	9.037
1.1	0.150	2.523	3.696	3.904	4.503	5.399	5.912	9.030
1.3	0.210	2.400	3.645	3.853	4.470	5.377	5.893	9.022
1.5	0.279	2.243	3.584	3.805	4.431	5.350	5.872	9.014
1.7	0.358	2.046	3.512	3.742	4.386	5.320	5.847	9.004
1.9	0.448	1.937	3.428	3.669	4.334	5.286	5.818	8.992
2.0	0.496	2.003						
2.1	0.547		3.331	3.585	4.275	5.247	5.787	8.979
2.3	0.656		3.218	3.489	4.208	5.204	5.751	8.965
2.5	0.775		3.090	3.379	4.114	5.156	5.712	8.949
2.7	0.904		2.956	3.256	4.050	5.103	5.670	8.932
2.9	1.043		2.944	3.105	3.958	5.045	5.623	8.914
3.1	1.192			3.141	3.855	4.981	5.573	8.894
3.3	1.351				3.796	4.912	5.518	8.875
3.5	1.520				3.659	4.838	5.459	8.851
3.7	1.699				3.730	4.757	5.395	8.827
3.9	1.887					4.670	5.325	8.801
4.1	1.686					4.579	5.251	8.775
4.3	2.294					4.507	5.173	8.746
4.36	2.358					4.501		
4.5	2.512					4.551	5.091	8.716
4.7	2.741					4.705	5.015	8.685
4.9	2.979						5.001	8.652
5.1	3.227						5.123	8.618
7.7	7.356							8.029

Пересчет действующих высот в истинные производится по формуле

$$h = h_A - \int_{h_0}^h \omega \frac{dn}{dw} dh, \quad (30)$$

где h_0 — высота, начиная с которой учитывается групповое запаздывание. Эта формула подобна уравнению для расчета $N(h)$ -профиля из

ионограмм вертикального зондирования, однако в методе вертикального зондирования интеграл берется до высоты, на которой показатель преломления обращается в нуль, поэтому запаздывание сигнала в области, прилегающей к этой высоте, достигает значительной величины. В нашем случае показатель преломления на всем пути интегрирования существенно отличен от нуля. В силу этого запаздывание невелико, и, следовательно, погрешность расчета запаздывания вносит существенно меньшую ошибку в определение истинной высоты. До высот 80—90 км при рабочих частотах $f_1, f_2 > 4$ МГц в первом приближении $h_d = h$. Такое упрощение дает погрешность менее 1%.

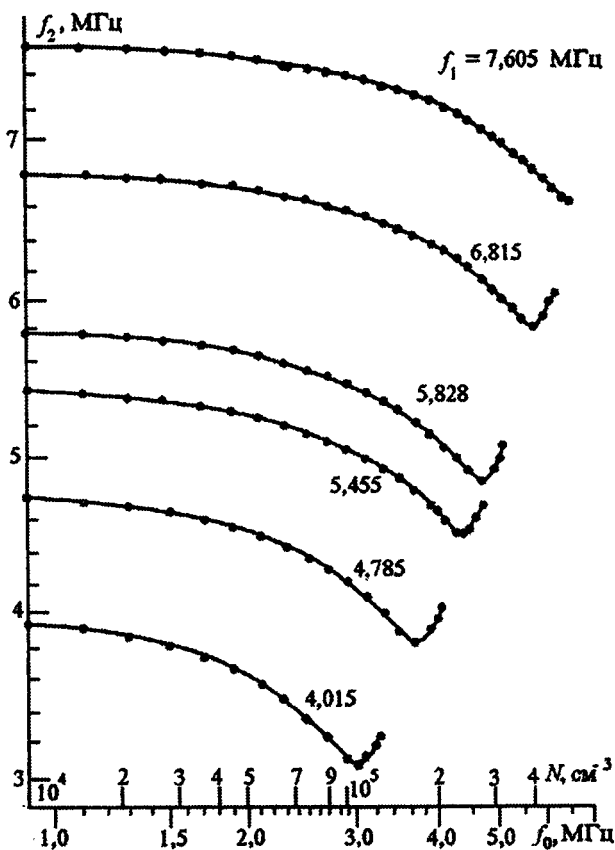


Рис. 3. Результаты расчета f_0 и N для заданных частот f_1 (X-мода) и f_2

Принципиальной особенностью метода благодаря использованию эффекта рассеяния является возможность измерения $N(h)$ в долине между слоями E и F . Разумеется, этот метод позволяет определить $N(h)$ -профили в D - и F -областях. При этом верхний предел обусловлен высотой отражения мощной волны, а нижний — шириной спектра зондирующего импульса Δf_2 . При $|f_1 - f_2| \leq \Delta f_2$ пространственный синхронизм выполняется почти на всех высотах области D и определить высоту рассеянного сигнала становится трудно. Преодоление этой трудности возможно путем измерения фазы рассеянного сигнала, а также применением фазового способа измерений, рассмотренного в следующем разделе.

Применение частотного метода изменения профиля электронной концентрации показано на рис. 4, где приведены временные изменения профиля электронной концентрации $N(h)$ для 17.12.91 с 9.00 до 12.30 LT. В 9.00 наблюдалось плавное возрастание концентрации с высотой, в 9.35 появилась впадина между 120 и 140 км, после чего возникла более

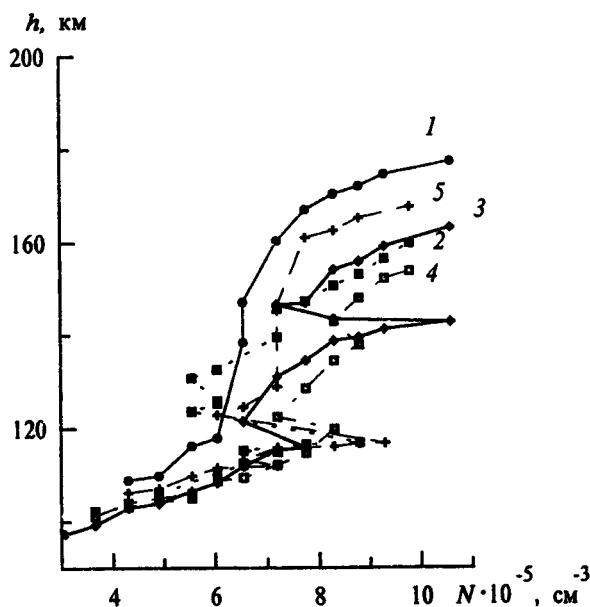


Рис. 4. Профили электронной концентрации, полученные 17.12.91 в различные моменты местного времени: 1 — 09.00; 2 — 09.35; 3 — 10.00; 4 — 10.45; 5 — 12.35

тонкая структура в области долины; к полудню картина стабилизировалась, но при этом слой E в районе максимума стал более тонким. Это, по-видимому, связано с образованием спорадического слоя на высоте 115 км (по данным вертикального зондирования — ВЗ — в эти часы значение f_0E находилось в интервале 2,2—3 МГц).

Погрешность метода измерения электронной концентрации складывается из погрешности расчета N по значениям f_1 , f_2 , f_H , погрешности измерения h_d и пересчета ее в h . Поскольку рабочие частоты могут быть известны с точностью до 10^{-6} , то максимальную ошибку в расчет N по формуле (28) вносит погрешность задания f_H . Можно полагать эту погрешность равной 1%, что приведет к такой же погрешности N . Погрешность определения h обусловлена длительностью зондирующего импульса, отношением сигнала к шуму и другими техническими характеристиками установки. Для аппаратуры НИРФИ эта погрешность не превышает 1 км. Пересчет h в истинную высоту увеличивает эту погрешность примерно вдвое. В целом можно принять, что погрешность определения N при помощи ИПН для экспериментов, проведенных в НИРФИ, не превышает 3% [46].

1.2.2 Фазовый способ измерения электронной концентрации

При измерении малых величин электронной концентрации частотным способом показатели преломления магнитоионных компонент сближаются $n_1^2 \rightarrow n_2^2$, что приводит к сближению рабочих частот $f_1 \rightarrow f_2$ (см. формулу (29)). При $N < 10^4 \text{ см}^{-3}$ (для $f > 4 \text{ МГц}$) разность $f_1 - f_2$ становится соизмеримой с шириной спектра зондирующего импульса. Это обстоятельство приводит к тому, что различные частотные компоненты зондирующего импульса рассеиваются на разных высотах и создают сильно растянутый по высоте сигнал. Последнее затрудняет определение высоты синхронизма и значительно увеличивает ошибки измерений при определении малых значений электронной концентрации. Выходом из этого положения является переход к фазовым измерениям.

Метод измерения электронной концентрации фазовым способом при рассеянии радиоволн на естественных неоднородностях известен давно и применялся при исследованиях нижней ионосферы методом частичных отражений [92, 110]. Измеряемая разность фаз $\Phi(h)$ связана с па-

раметрами среды следующим соотношением:

$$\Phi(h) = \phi^o(h) - \phi^x(h) = \frac{2\omega}{c} \int_0^h (n^o - n^x) dh + \Psi(h), \quad (31)$$

где $\phi^o(h)$ и $\phi^x(h)$ — фазовый набег до высоты h обыкновенной и необыкновенной волн соответственно; $n^o(h)$, $n^x(h)$ и $\mu^o(h)$, $\mu^x(h)$ — действительная и мнимая части показателя преломления соответствующих компонент; $\Psi(h) = \psi^o(h) - \psi^x(h)$, $\psi = \text{arctg}(\mu/n)$ — сдвиг фазы при отражении волн от неоднородностей; ω — круговая частота; c — скорость света. Дифференцируя (31) по высоте, легко получить соотношение, связывающее N с набегом фазы. Для выражений $n^{o,x}$ в квазипродольном приближении без учета соударений ($\nu^2 \ll \omega^2$) это соотношение выглядит наиболее просто:

$$N(h) = \frac{mc(\omega^2 - \omega_L^2)}{8\pi e^2 \omega_L} \frac{d\Phi}{dh}, \quad (32)$$

где ω_L — продольная компонента гирочастоты. Это выражение применимо на высотах более 80 км, например в ночной области E . На высотах области D , где следует пользоваться обобщенной теорией Сена — Уилера [109], выражение для N более сложно и имеет вид

$$N(h) = \frac{1}{4\pi^2} \frac{mc\nu}{x^x C_{3/2}^x - x^o C_{3/2}^o} \left(\frac{d\Psi_r}{dh} - \frac{d\Phi}{dh} \right), \quad (33)$$

где

$$C_p(x) = (p!)^{-1} \int_0^\infty \frac{y^p e^{-y}}{y^2 + x^2} dy$$

— интегралы Дингля [96],

$$\psi^{o,x} = \text{arctg} \frac{5/2 C_{5/2}^{o,x}}{x^{o,x} C_{3/2}^{o,x}}, \quad x^{o,x} = (\omega \pm \omega_L)/\nu.$$

При применении этой методики к ИПН следует иметь в виду, что в первом приближении одна из фаз, например $\phi^x(h)$, при нагреве необыкновенной компонентой постоянна по высоте и не несет информации об $N(h)$. В связи с этим в работе [36] был предложен способ определения $N(h)$ по измерениям фазы на одной компоненте $\phi^o(h)$, который

применим при больших набегах фазы. При малых набегах ($\phi < \pi/2$) становится существенным изменение фазы, вызванное вертикальными движениями (см. разд. 1.1.4), и необходимо измерение фазы обеих компонент.

Экспериментальное определение $N(h)$ фазовым методом было проведено с помощью нагревного стенда "Сура"[41]. Для создания ИПН использовались две секции стенда, которые излучали волну необыкновенной поляризации на частоте 4,66 МГц с эффективной мощностью ≈ 60 МВт. Для регистрации сигналов, рассеянных неоднородностями, использовался передатчик третьей секции, который излучал импульсы длительностью 50 мкс с частотой повторения 50 Гц. Нагревные передатчики работали циклами: 3 с — излучение, 7 с — пауза. Фаза сигнала, рассеянного ИПН, регистрировалась в первый момент после выключения нагрева, так как в дальнейшем неоднородности увлекаются вертикальными движениями нейтрального газа и фаза рассеянного сигнала изменяется. Технические трудности не позволили изменять поляризацию зондирующей волны от импульса к импульсу, поэтому эксперимент проводился следующим образом. Регистрация $\phi(h)$ на каждой компоненте велась поочередно сеансами по 10—15 мин, а затем находились средние зависимости $\overline{\phi^o(h)}$ и $\overline{\phi^x(h)}$. Значения разности фаз определялись в интервале высот 60—80 км с шагом 3 км. Полученные величины для 1.07.94 в 9—10 LT приведены в табл. 3.

Таблица 3. Измеренные разности фаз Φ и рассчитанные значения N

$h_{i+1} - h_i$, км	Φ , рад	N , см ⁻³
68—65	0,025	31,0
71—68	0,13	263
74—71	0,23	364
77—74	0,226	310

В последнем столбце таблицы приведены значения электронной концентрации, полученные в результате расчетов, которые также представлены на рис. 5 (кривая 1). Здесь же для сравнения даны $N(h)$ -профили, полученные методом частичных отражений в Зименках 23 и 27 июля 1994 г. в то же время суток (кривые 2 и 3). Для вычислений значений N как фазовым методом, так и методом частичных отражений использовался профиль частоты соударений электронов $\nu_m(h)$ в виде $\nu_m(h) = qp(h)$. Коэффициент пропорциональности q был принят равным $7,5 \cdot 10^5 \text{ Н}^{-1} \text{ м}^2 \text{ с}^{-1}$, а высотный профиль давления $p(h)$

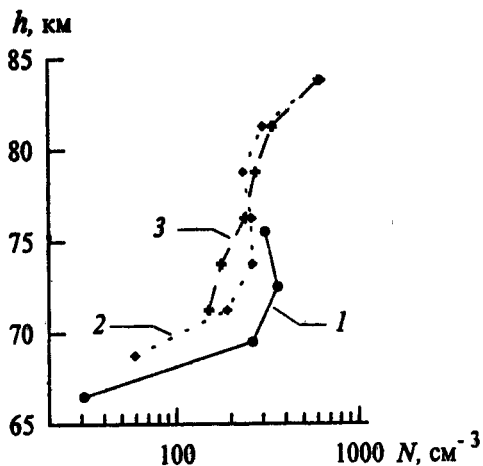


Рис. 5. Профили электронной концентрации, полученные фазовым методом (1) 1.07.94 и методом частичных отражений (2, 3) 23.07.94

определялся по модели атмосферы CIRA-1972 [94] с учетом широты пунктов наблюдений и сезона года. Как видно из рисунка, согласие между профилями достаточно хорошее, если учесть, что они получены в разные дни, а методика измерения разности фаз нуждается в дальнейшем усовершенствовании.

Приведенный пример показывает практическую применимость фазового метода измерений профиля электронной концентрации с использованием ИПН. Этот способ может быть легко объединен с частотным способом, что позволит получать $N(h)$ -профиль во всей толще ионосферы от области D до максимума области F , включая межслоевую впадину.

Заметим, что фазовый способ применительно к частичным отражениям не получил широкого распространения в силу большого разброса значений разности фаз, вызванного хаотическим распределением неоднородностей в объеме рассеяния. В случае же с ИПН рассеянный сигнал является плавной функцией высоты, аналогично ведет себя и его фаза. Поэтому нахождение производной $d\phi/dh$ не представляет трудностей.

1.2.3 Определение скорости вертикального движения

Выше было показано, что в процессе релаксации ИПН увлекаются движением нейтрального газа, поэтому наблюдения доплеровского смещения частоты рассеянного сигнала могут быть использованы для измерения скоростей вертикальных движений. Однако не-

посредственно измерять доплеровскую частоту сигнала, рассеянного ИПН, F_D невозможно, так как характерное время жизни неоднородностей меньше периода доплеровских колебаний. Преодолеть эту трудность позволяет измерение фазы рассеянного сигнала [21, 22]. В этом случае $\frac{d\Phi}{dt} = 2\pi F_D = 4\pi V/\lambda$, откуда получаем

$$V = \frac{\lambda}{4\pi} \frac{d\Phi}{dt} = \frac{cn}{4\pi f} \frac{\Delta\Phi}{\Delta t}. \quad (34)$$

Примеры определения V для двух дней наиболее продолжительных измерений приведены на рис. 6.

Погрешности метода обусловлены в основном погрешностями измерения фазы. Как видно из формулы (34), погрешность единичного измерения скорости δV определяется погрешностью производной $\delta \frac{\Delta\Phi}{\Delta t}$.

Если находить $\frac{\Delta\Phi}{\Delta t}$ по двум измерениям, то $\delta V = \frac{\lambda}{4\pi} \sqrt{\sigma_{\Phi_1}^2 + \sigma_{\Phi_2}^2} / \Delta t$, где σ_{Φ}^2 — дисперсия измерения фазы. Здесь пренебрегается ошибкой измерения времени и λ . Естественно, для уменьшения погрешности измерения следует увеличивать интервал времени Δt . Однако этому препятствует экспоненциальное уменьшение амплитуды сигнала в период релаксации ИПН, приводящее к падению ($A_c/A_{ш}$) и росту погрешности Φ_2 . Согласно [75], при $A_c > 3A_{ш}$ $\sigma_{\Phi}^2 \simeq A_{ш}/A_c$, поэтому $\delta V = \frac{\lambda}{4\pi} \frac{\sigma_{\Phi_1}}{\Delta t} \sqrt{1 + \exp(2\Delta t/\tau)}$. Это выражение достигает минимума при $\Delta t = 0,86\tau$ и равно $\simeq \sqrt{3}\sigma_{\Phi_1}$. Более точную оценку производной можно получить, учитывая все измеренные значения Φ . На основании работы [8] можно показать, что оптимальной процедурой, минимизирующей погрешность для нахождения $\frac{d\Phi}{dt}$, является линейная аппроксимация $\Phi(t)$ по методу наименьших квадратов с весовой функцией $\exp(-2t/\tau)$, при этом

$$\delta V = \frac{\lambda}{4\pi} \frac{A_{ш}}{A_c \tau} \sqrt{\frac{2\Delta t}{\tau}}.$$

Полагая $\tau=1$ с, $\Delta t=0,02$ с, $\lambda=50$ м, $A_c/A_{ш}=20$, найдем, что случайная погрешность единичного измерения скорости не превышает 0,08 м/с.

Отметим, что, кроме технических погрешностей, обусловленных несовершенством аппаратуры для измерения фазы и величиной отношения сигнал/шум, в этом методе измерений появляется специфическая систематическая погрешность, обусловленная нагревом электронного газа мощной радиоволной. Дело в том, что при воздействии мощного радиоизлучения на ионосферную плазму одновременно с формированием ИПН происходит в среднем постоянный по высоте нагрев

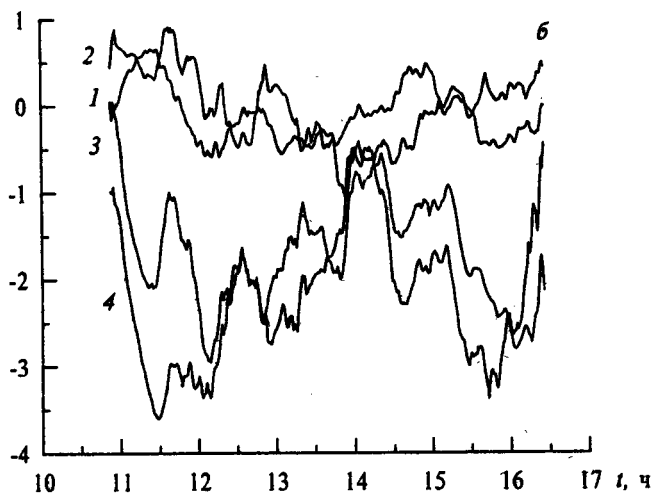
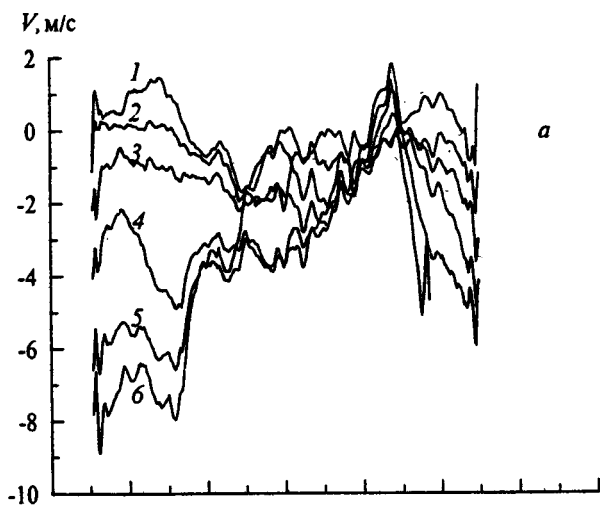


Рис. 6. Зависимость $V(t)$ для измерений: а) 27.02.91 на шести высотах с $h = 97$ км (кривая 1) до $h = 117$ км (кривая 6) с шагом 4 км; б) 15.03.91 на четырех высотах с $h = 89$ км до $h = 114$ км с шагом 5 км

электронной компоненты и нарушается ионизационно-рекомбинационный баланс. При этом происходит рост электронной концентрации. После выключения передатчика происходит возвращение концентрации к невозмущенному уровню. Таким образом, в процессе измерения фазы рассеянного сигнала происходит падение электронной концентрации, которое создает дополнительное систематическое изменение фазы. Величина его может быть оценена по формуле

$$\Delta\Phi = \frac{2\omega}{c} \int_0^h \Delta n dh = -\frac{\omega}{c} \int_0^h \Delta\epsilon dh = -\frac{\omega}{c} \int_0^h \frac{4\pi e \Delta N}{mc(\omega \pm \omega_H)} dh. \quad (35)$$

Здесь для ϵ использована формула продольного приближения без учета соударений, что несколько завышает величину $\Delta\Phi$. Как известно, при нагреве в E -области ионосферы происходит нарастание электронной концентрации по экспоненте с характерным временем $T_0 = (2\alpha N_0)^{-1}$, причем амплитуда возрастания $\Delta N_\infty = \eta N_0 \Delta T_e / 2T_{e0} = \eta N_0 (E_- / E_p)^2$. Учтем, что рекомбинационное время достаточно велико ($T_0 \geq 100$ с), в то время как нагрев обычно ведется в течение нескольких секунд и $t_1 \ll T_0$. В результате возмущение электронной концентрации к концу цикла нагрева не достигнет своего установившегося значения и составит величину $\Delta N = \eta N_0 (E_- / E_p)^2 (t_1 / T_0)$. После выключения передатчика производная по времени будет равна

$$\frac{d\Delta N}{dt} = -\eta N_0 (E_- / E_p)^2 (t_1 / T_0^2). \quad (36)$$

Подставляя ΔN из (36) в (35), а последнее в (34), окончательно получим

$$\Delta V = \frac{n}{2} \int_0^h \frac{\eta \omega_0^2}{\omega(\omega \pm \omega_H)} \frac{t_1}{T_0^2} \frac{E_-^2}{E_p^2} dh = \frac{8\pi e^2 t_1 n}{m\omega(\omega \pm \omega_H)} \int_0^h \eta \alpha N_0^3 \frac{E_-^2}{E_p^2} dh. \quad (37)$$

Для оценки поправки к скорости примем $n=1$, $\eta=0,5$, $f_0=3$ МГц, $f=5$ МГц, $f_H=1$ МГц, $t_1=5$ с, $T_0=100$ с, $(E_- / E_p)^2=0,1$, а интеграл заменим прямоугольником с высотой $\Delta h=10$ км. Тогда для необыкновенной компоненты получим $\Delta V \approx 0,05$ м/с. Как видно из проведенного рассмотрения, систематическая ошибка невелика, однако она сильно зависит от величины электронной концентрации и напряженности поля мощной радиоволны, поэтому в определенных условиях (сильный нагрев, $f_0 \approx f$) она может быть значительной, а в области D, где $f_0 < 1$ МГц, практически исчезает.

Некоторую дополнительную случайную ошибку могут вносить наклоны ионосферы в области отражения нагретой волны, приводящие

к наклону ИПН и появлению составляющей горизонтальной скорости в регистрируемой разности фаз. Вероятно, влияние этого фактора существенно уменьшается при усреднении измерений за несколько минут.

Рассмотренные методы "безразличны" к механизму образования неоднородностей, поэтому они применимы на всех ионосферных высотах.

1.2.4 Способ определения температуры и плотности атмосферы

Как отмечалось выше, релаксация ИПН на высотах E -области ионосферы происходит в процессе амбиполярной диффузии. В этом случае характерное время уменьшения амплитуды неоднородностей в e раз, равное $\tau = (K^2 D)^{-1}$, определяется коэффициентом амбиполярной диффузии $D = \kappa(T_e + T_i)/M\nu_{im}$ и пространственным периодом неоднородностей. В свою очередь, D зависит от температуры и частоты соударений ионов с нейтралами. Последняя пропорциональна плотности атмосферы $\nu_{im} = \beta\rho/M$, где численный коэффициент $\beta = 0,38 \cdot 10^{-10}$ см/с [99, 102]. Эта цепь рассуждений показывает, что характерное время релаксации ИПН связано с температурой и плотностью атмосферы, и позволяет определять эти параметры. Подробное изложение метода можно найти в работах [23, 34, 44, 45].

Для количественного рассмотрения примем условие $T_e = T_i = T$ и получим

$$\tau(h) = \frac{\beta\rho(h)M_i}{2K(h)\kappa T(h)M}. \quad (38)$$

Уравнение (38) содержит две искомые величины ρ и T и, казалось бы, их нельзя определить одновременно. Однако они связаны уравнениями состояния и равновесия стационарной атмосферы:

$$P = \kappa T\rho/M, \quad dP = -\rho g dh. \quad (39)$$

Используя (39), легко получить дифференциальное уравнение, связывающее ρ и T :

$$\frac{d(\rho T/M)}{dh} = -\frac{\rho g}{\kappa}. \quad (40)$$

Подставляя значение ρ из уравнения (38), получим линейное дифференциальное уравнение для температуры:

$$\frac{dT(h)}{dh} + \frac{d[\ln(K^2\tau(h)/M_i)]}{dh} \frac{T(h)}{2} + \frac{gM}{2\kappa} = 0, \quad (41)$$

которое для начальных условий $K(h_0) = K_0$, $\tau(h_0) = \tau_0$, $M(h_0) = M_0$, $M_i(h_0) = M_{i0}$ и $T(h_0) = T_0$ имеет решение [64]

$$\frac{T(h)}{T_0} = \sqrt{\frac{K_0^2 \tau_0 M_i(h)}{K^2(h) \tau(h) M_{i0}}} \left[1 - \frac{1}{2H_0} \int_{h_0}^h \frac{M(h)}{M_0} \sqrt{\frac{K^2(h) \tau(h) M_{i0}}{K_0^2 \tau_0 M_i(h)}} dh \right], \quad (42)$$

где $H_0 = \kappa T_0 / M_0 g$ — высота однородной атмосферы. Решение (42) несколько громоздко из-за того, что в нем учтены зависимости $M(h)$ и $M_i(h)$. В E -области ионосферы, где только начинается диссоциация молекул кислорода и диффузионное разделение газов земной атмосферы, этими зависимостями можно пренебречь. Высотная зависимость $K(h)$ вызвана изменением показателя преломления $n^2(h) = \epsilon(h)$ вследствие изменения электронной концентрации с высотой. Таким образом, для определения ρ и T требуется знание $N(h)$. Разумеется, значения $N(h)$ могут быть взяты по модели (например, [61]), но для получения более точных данных следует его измерить, что можно сделать методом, описанным в предыдущем разделе. На рис. 7 приведены примеры высотных профилей температуры и плотности, полученных с помощью ИПН. Измерения проводились 21.09.90 в 09.09—09.49 (звездочки) и в

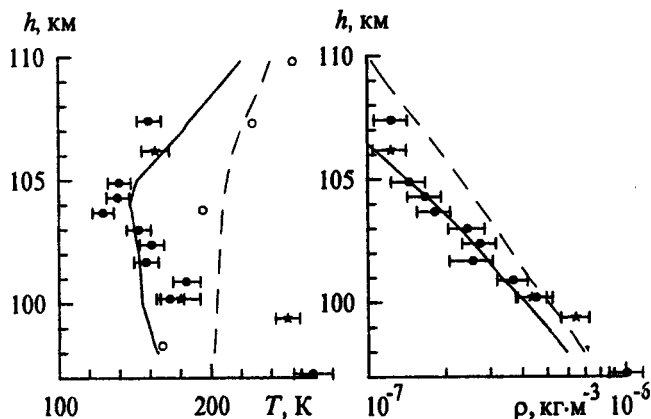


Рис. 7. Высотные профили температуры и плотности атмосферы, измеренные с помощью ИПН 21.09.90 в 09.39—09.49 (звездочки), в 10.12—10.30 (точки). Аналогичные данные получены методом некогерентного рассеяния [102] (светлые кружки), на ракетах для 15.10.86 [103] (сплошные кривые) и рассчитаны по модели CIRA-72 (штриховые линии)

10.12—10.30 (точки). Для сравнения показаны данные, полученные методом некогерентного рассеяния [102] (светлые кружки), а также на ракетах для 15.10.86 [103] (сплошные кривые). Штриховыми кривыми показаны модельные профили (CIRA-72).

Заметим, что если высотный профиль $\tau(h)$ получен в узком интервале высот (меньше H_0), то определить изменение температуры по высоте практически невозможно. Это показывают расчеты $\tau(h)$ для различных модельных профилей $T(h)$, выполненные в работе [34]. На рис. 8 из работы [34] представлены результаты расчетов $\tau(h)$ для трех моделей высотного профиля температуры, где видно их сходство в узком высотном интервале.

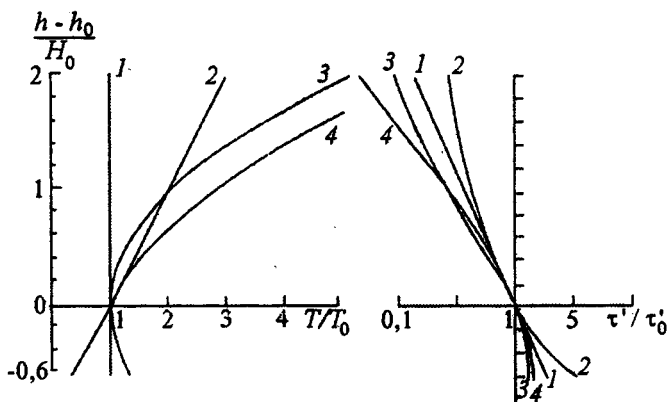


Рис. 8. Зависимости $T(h)/T_0$ (слева) и $\tau'(h)/\tau_0'$ (справа) для различных моделей: 1 — изотермическая; 2 — линейная; 3 — параболическая; 4 — экспоненциальная

Кроме того, хотя тепловое равновесие между электронами и ионами действительно имеет место лишь вблизи и ниже мезопаузы, небольшое отклонение от него в верхней части исследуемого высотного интервала не приводит к значительным ошибкам. Например, если $T_e/T_i = 1,1$, то ошибка определения температуры составит не более 5%. Поэтому разумно считать температуру постоянной и определять ее через высоту однородной атмосферы $T = MgH/\kappa$, тогда в случае измерений на двух высотах

$$H_T = (h_2 - h_1) / (\ln \tau_1 \epsilon_1 - \ln \tau_2 \epsilon_2). \quad (43)$$

Таким же образом следует поступать для определения T_0 при нахождении решения по формуле (42). После определения температуры плот-

ность легко рассчитать из соотношения (38):

$$\rho(h) = 2\kappa T(h)\tau(h)/\beta. \quad (44)$$

Здесь принято $M_i/M = 1$, что приводит в интервале высот 100—120 км к погрешности не более 2—3%.

Погрешность определения ρ и T данным методом зависит от нескольких факторов. В нижней части исследуемого высотного интервала (95—105 км) главным является влияние естественных неоднородностей. Обратные рассеянные ими сигналы, известные под названием частичных отражений, наблюдаются в отдельные периоды времени независимо от ИПН. Под действием турбулентных движений релаксация ИПН после выключения мощного воздействия происходит быстрее и экспоненциальная зависимость времени релаксации ИПН от высоты может нарушаться. В частности, уменьшение амплитуд обратных рассеянных ИПН сигналов со временем может приобрести волнообразный вид. В других случаях происходит отклонение от экспоненциального закона $\tau(h)$ на нижних высотах, если измерения проводятся близко к уровню турбопаузы, который может сместиться. Периоды времени, когда явно доминируют частичные отражения от естественных неоднородностей, необходимо исключать из рассмотрения. Тем не менее влияние турбулентности может приводить к появлению систематической ошибки вблизи нижней границы исследуемого интервала и к кажущемуся возрастанию температуры. Чтобы уменьшить эту ошибку, полезно увеличивать интервал усреднения данных в тех случаях, когда турбулентные явления хотя и имеют место, но незначительны и кратковременны, и вводить критерий экспоненциального спада времени релаксации τ с ростом высоты, чтобы исключить возможное влияние сдвига границы турбулентности в исследуемую область. Тогда, как показывают оценки, систематическая ошибка, вызванная влиянием турбулентности, не превысит 5%. В среднем погрешность измерений, выполненных в НИРФИ, составляла не более 10% для T и 15% для ρ .

1.2.5 Измерение турбулентной скорости

В разд. 1.1.5 было показано, что турбулентность приводит к уменьшению амплитуды обратного рассеянного сигнала и ускоряет его релаксацию. При этом конкретный вид зависимостей $A(V_s)$ и $\tau(V_s)$ определяется распределением скоростей в объеме рассеяния, но в то же время слабо зависит от вида распределения. Для интерпретации

экспериментальных данных удобно использовать формулы, полученные для распределения Коши как наиболее простые. Напомним решение для этого распределения:

$$A(t) = A_0 \left(1 + \frac{\tau_D}{\tau_t}\right)^{-1} \exp \left[- \left(\frac{1}{\tau_D} + \frac{1}{\tau_t} \right) t \right]. \quad (45)$$

Здесь можно считать величины τ_d , τ_t функциями высоты и проводить измерения на высотах выше и ниже турбопаузы, расположенной на высоте порядка 100 км. При этом выше турбопаузы $\tau_t = (KV_t)^{-1} \rightarrow \infty$ и измеренное время релаксации определяется диффузией и $\tau = \tau_d$. Определяя диффузионную зависимость $\tau_d(h)$ на этих высотах, можно экстраполировать ее на меньшие высоты в первом приближении по экспоненте (при постоянной температуре T) или по более точной и сложной зависимости (с учетом $T(h)$ и $K(h)$). Таким образом находится $\tau_d(h)$ ниже уровня турбопаузы. Используя измеренные значения τ на $h < 100$ км, находим $V_t(h)$ по следующей формуле, которая определяет среднеквадратичную величину турбулентной скорости:

$$V_t = (\sqrt{2} K \tau_t)^{-1} = (\tau^{-1} - \tau_d^{-1}) / \sqrt{2} K. \quad (46)$$

Примеры использования такой методики приведены на рис. 9. Видно, что на высотах $h > 98$ км зависимость $\tau(h)$ близка к экспоненциальной, что свидетельствует о том, что она обусловлена амбиполярной диффузией. Эта зависимость легко экстраполируется на более низкие высоты (пунктирная линия), а измеренные значения лежат значительно ниже ее. Рассчитанные значения V_t показаны здесь же.

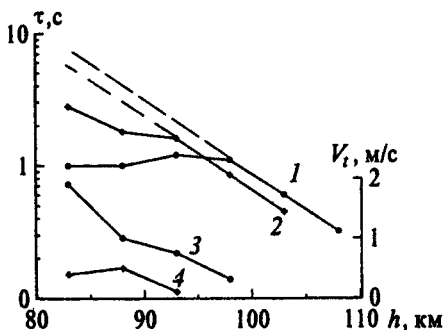


Рис. 9. Примеры высотных профилей времени релаксации ИПН за 13.11.87 (кривые 1 и 2) и соответствующие им значения турбулентной скорости (кривые 3 и 4)

Описанная методика определения V_t , основанная на интерполяции $\tau_d(h)$ на низкие высоты, может вносить дополнительную погрешность.

Ее можно избежать, если проводить измерения на двух достаточно разнесенных частотах f_1 и f_2 и определять для них времена релаксации τ_1 и τ_2 . В этом случае D и V_t определяются выражениями

$$D = \left(\frac{1}{K_1 \tau_1} - \frac{1}{K_2 \tau_2} \right) / (K_1 - K_2), \quad (47)$$

$$V_t = \left(\frac{K_1}{K_2 \tau_2} - \frac{K_2}{K_1 \tau_1} \right) / (K_1 - K_2). \quad (48)$$

Отметим, что двухчастотные измерения помогут также расширить высотный интервал определения температуры и плотности атмосферы.

Таким образом, на высотах области E можно определять пять параметров: $N(h)$, $V(h)$, $\rho(h)$, $T(h)$ и $V_t(h)$. Одновременные измерения скоростей вертикальных движений, атмосферных температуры и плотности и параметров турбулентности дают большие возможности для комплексного изучения динамических процессов в нижней термосфере.

1.3 Результаты исследований ионосферы и атмосферы с помощью ИПН

В разд. 1.1 главное внимание уделено исследованию физических процессов формирования ИПН ионосферной плазмы под действием мощной нагревной волны. На основе теоретического изучения этих процессов разработана группа методов диагностики ионосферной плазмы с помощью ИПН, описанных в разд. 1.2. Ниже представлены основные результаты измерений ионосферных и атмосферных параметров, полученные авторами с помощью ИПН [23, 43, 85, 86].

Продолжительный цикл измерений, давший наибольший объем экспериментальных данных, был проведен в начале девяностых годов: в период с сентября 1990 г. по январь 1992 г. Измерялись высоты, на которых наблюдались обратно рассеянные ИПН сигналы, а также их амплитуды и фазы в период релаксации. Наблюдения проводились в разное время суток (кроме ночных часов) каждый месяц в течение 5—10 дней, за исключением летнего сезона. В этот период для формирования ИПН использовался нагревный стенд "Ястреб", расположенный вблизи г. Нижнего Новгорода в загородной лаборатории НИРФИ "Зименки".

ИПН создавались излучением волн необыкновенной поляризации на частоте $f = 5,828$ МГц или $5,545$ МГц радиопередатчиком с эквивалентной мощностью $PG = 20$ МВт. Нагревный стенд работал циклами с периодом 10—15 с: мощный сигнал излучался в течение 4—5 с, а во время паузы в его работе осуществлялась диагностика ИПН. Для этого применялась установка частичных отражений, расположенная вблизи нагревного стенда, с параметрами: мощность передатчика в импульсе $\simeq 500$ кВт, коэффициент усиления приемопередающей антенны $\simeq 200$ (23 дБ). При измерении $N(h)$ -профилей частоты пробных волн изменялись от $5,455$ до $5,75$ МГц с шагом 20 кГц, принимались обратно рассеянные сигналы обыкновенной поляризации и измерялись высоты, на которых выполнялось условие (28) пространственного синхронизма длин волн, излучаемых нагревным и пробным передатчиками. Длительность зондирующего импульса при этих измерениях была минимальной (25 мкс). В высотном интервале 90—140 км амплитуда рассеянного сигнала в 10—100 раз превышала уровень шумов.

Как правило, измерения $N(h)$ -профилей электронной концентрации производились несколько раз в течение дня, а в остальное время измерялись амплитуды и фазы сигналов, обратно рассеянных ИПН. Для измерения амплитуды и фазы использовались нагревные и пробные волны одной и той же частоты и поляризации, так что сигналы можно было принимать с любой высоты, на которой сформировались искусственные периодические неоднородности. Измерения фаз обратно рассеянных сигналов позволяли определять скорости вертикальных движений в интервале действующих высот 60—130 км. Для регистрации фаз и амплитуд обратно рассеянных сигналов применялась приеморегистрирующая аппаратура, позволявшая вести запись одновременно с шести высот с шагом по высоте от 3 до 5 км. Длительность зондирующего импульса составляла 50 мкс. Полученные данные обрабатывались согласно методике, подробно описанной в разд. 1.2.

Летом 1996 г. была проведена модернизация приеморегистрирующей аппаратуры с применением цифровой регистрации данных, позволившей улучшить высотное разрешение и ввести компьютерную обработку принимаемых сигналов. В августе 1996 г. на стенде "Сура" в загородной лаборатории НИРФИ "Васильсурск" была проведена серия экспериментов по исследованию ионосферы с помощью модернизированной аппаратуры. Всего было проведено 12 сеансов измерений длительностью от 5 до 20 минут каждый. В каждом сеансе периодически проводилось воздействие на ионосферу необыкновенной радиоволной на частоте $4,7$ МГц с эффективной мощностью 60—100 МВт в течение

трех секунд и паузой продолжительностью 12 с. После каждого цикла нагрева в течение двух секунд излучались импульсы длительностью 20 мкс при частоте повторения 40 Гц. Рассеянные сигналы принимались антенной, имеющей 12 синфазных диполей на каждой линейной поляризации и выделяющей необыкновенную компоненту. Усиление сигналов осуществлялось приемником с полосой пропускания 50 кГц. Сигналы, рассеянные ИПН, регистрировались с высотным шагом 1,2 км в виде двух квадратурных компонент, кодировались десятиразрядным АЦП и подвергались последующей компьютерной обработке.

Дальнейшая обработка данных состояла в вычислении амплитуды и фазы сигнала на каждой высоте и аппроксимации их временной зависимости линейными функциями вида

$$\ln A(t) = \ln A_0 - \frac{t}{\tau} \quad \text{и} \quad \phi(t) = \phi_0 + bt.$$

Здесь τ характеризует время жизни неоднородностей после выключения нагретного передатчика, а b — скорость их вертикального движения $V = \lambda b/4\pi$.

В настоящем разделе представлены результаты измерений важнейших параметров ионосферы и атмосферы. К ним, в первую очередь, относится обширный массив экспериментальных данных по $N(h)$ -профилям электронной концентрации в высотном интервале 100—170 км и высотным профилям скоростей вертикальных движений в нижней ионосфере. Описанию этих результатов посвящены разд. 1.3.1 и 1.3.2. Получены также некоторые характеристики турбулентности в нижней части E -слоя (разд. 1.3.3) и приведены измерения температуры и плотности нейтральной атмосферы на высоте ~ 100 км. Сопоставление полученных экспериментальных данных позволило исследовать динамику нижней термосферы, проявляющуюся как непосредственно в волновых движениях, связанных с распространением внутренних гравитационных и приливных волн (1.3.5), так и в нерегулярных явлениях, таких как спорадические слои, расслоение E -области и появление дополнительных слоев в долине между E - и F -областями (разд. 1.3.4).

1.3.1 Результаты измерений $N(h)$ -профилей электронной концентрации

За период измерений получен большой массив данных, состоящий из более чем 350 профилей электронной концентрации. На рис. 10 приведен пример типичного $N(h)$ -профиля, измеренного 4.10.91

около 16.30 ЛТ. На нем видны максимум регулярного E -слоя на высоте 117,3 км, межслоевая впадина между высотами 115 и 153 км и часть F -области ниже 170 км. Хорошо видны два спорадических слоя: тонкий нижний с максимумом на высоте 97,8 км и более широкий верхний с максимумом около 130 км в межслоевой впадине. Ошибки измерений показаны вертикальными отрезками. Заметим, что максимальные значения N могут быть выше, а минимальные — ниже тех, что показаны на рисунке, на 5—8 % из-за отсутствия непрерывного сканирования пробных волн по частоте.

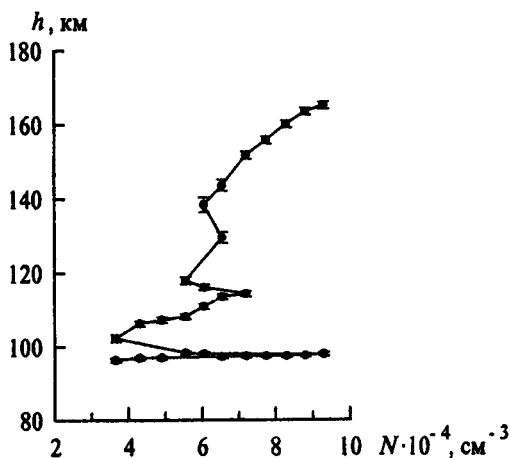


Рис. 10. Пример профиля электронной концентрации, измеренной 4.10.91 около 16.30 местного времени

Сопоставление $N(h)$ -профиля с результатами измерений другими методами. В первую очередь данные измерений были сопоставлены с результатами, полученными другими методами. Мы располагали данными ВЗ ионосферы и $N(h)$ -профилями, измеренными методом частичных отражений (МЧО) ниже ~ 90 км [46]. Критические частоты E -слоя $f_0 E$, полученные из ионограмм ВЗ, сравнивались со значениями $f_0^* E$, пересчитанными по измеренным с помощью ИПН значениям N_{\max} стандартным образом из формулы $N_{\max} = 1,24 \cdot 10^4 (f_0^* E)^2$. Как и ожидалось, в среднем эти значения оказались близки. Однако для частотного интервала 2,2—2,8 МГц средние значения $f_0^* E$ на 0,1—0,2 МГц превышали соответствующие значения по данным ВЗ. Этот факт может быть связан с экранированием E -слоя нижележащими спорадическими слоями и вызван погрешностью метода ВЗ.

Результаты сопоставления $N(h)$ -профилей, измеренных методом частичных отражений и методом резонансного рассеяния, представлены

в работе [16]. Эти профили согласуются между собой и хорошо дополняют друг друга. Следует отметить тот факт, что профили электронной концентрации могут быть получены МЧО лишь в области высот ниже ~ 90 км, где имеет место естественная турбулентность. В то же время естественная турбулентность препятствует образованию ИПН, уменьшая интенсивность и ускоряя их релаксацию. Поэтому с помощью ИПН мы могли измерить электронную концентрацию на высотах не ниже 95—100 км. Измеренные разными методами значения электронной концентрации на близких высотах соответствовали естественному градиенту электронной концентрации. Последовательное измерение $N(h)$ -профилей обоими методами позволяет получить значения N начиная с высоты ~ 60 км вплоть до высот F -области. Сопоставление таких профилей в интервале высот между 65 и 150 км с эмпирической моделью [61] показало их хорошее согласие. Различие наблюдалось лишь в области межслоевой E — F -впадины.

Регулярный E -слой. Большой массив данных об $N(h)$ -профилях позволил проанализировать временные изменения электронной концентрации. Они обусловлены несколькими факторами: изменениями зенитного угла Солнца χ , контролирующего обычные суточные и сезонные вариации, магнитными возмущениями и нерегулярными изменениями состава атмосферы и ионосферы. Последний вызывает такие явления, как зимняя аномалия и спорадические слои, и тесно связан с динамикой нижней термосферы. Мы не анализировали зависимость вариаций $N(h)$ -профилей от уровня магнитной активности, которая не играет решающей роли в умеренных широтах. Отметим только, что заметные изменения в характере высотной зависимости электронной концентрации появлялись лишь для сильно возмущенных в планетарном масштабе дней (при значениях планетарного трехчасового K_p -индекса, равных или больших 5). При этом в ионосфере, как правило, появлялось несколько дополнительных слоев.

Зависимости измеренных величин от зенитного угла Солнца χ приведены на рис. 11. Зависимость $f_0E(\chi)$, показанная на рис. 11, а, имеет вид

$$f_0E = a \cos^n \chi, \quad (49)$$

где $a = 3,49$, $n = 0,176$. Отметим, что по данным [1] показатель степени n в различных условиях может меняться от 0,2 до 0,35. Теория простого слоя дает значение $n = 0,25$. Рис. 11, б демонстрирует зависимость N от $\cos \chi$ на уровне 100 км. При этом использовались

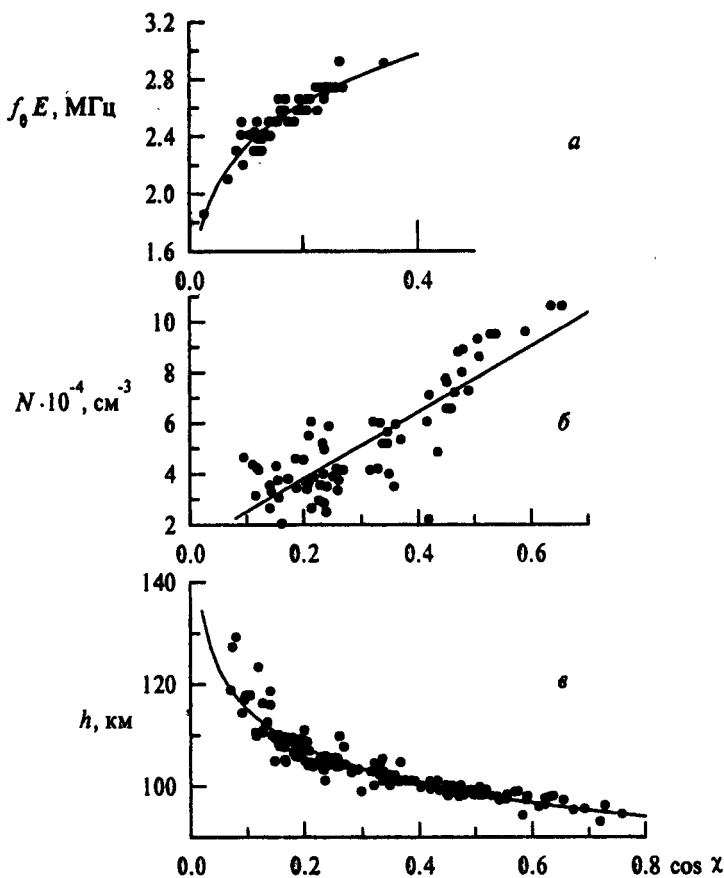


Рис. 11. Электронная концентрация в E -области: a — зависимость $f_0 E$ от зенитного угла Солнца и аппроксимирующая кривая $f_0 E = a \cos^n \chi$; b — зависимость $N(\cos \chi)$ на высоте 100 км и аппроксимирующая линия $N = N_0 + K \cos^m \chi$; c — изменение высоты при постоянной концентрации $N = 6,55 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$ в зависимости от $\cos \chi$ и кривая $h = h_0 \cos^{-p} \chi$

интерполированные значения N , так как высоты резонансного рассеяния не регистрировались непрерывно. Из рис. 11, b видно, что эта зависимость хорошо аппроксимируется следующим образом:

$$N = N_0 + K \cos^m \chi, \quad (50)$$

где $N_0 = 1,206 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$, $K = 1,305 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$, $m = 1$. В отличие от вышележащих слоев эта зависимость линейна и вполне согласуется

с результатами, полученными для D -области ионосферы. В работе [17] изучались вариации $N(\cos \chi)$; при этом для высоты $h = 95$ км были получены значения $m = 0,8$. На рис. 11, в показаны изменения высоты h в зависимости от $\cos \chi$ при постоянной величине концентрации $N = = 6,55 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$, отражающие сезонный ход этой величины. Она хорошо аппроксимировалась функцией

$$h = h_0 \cdot \cos^{-p} \chi, \quad (51)$$

где $h_0 = 92,03$ км, $p \simeq 0,097$. Из рис. 11, в видно, что экспериментальные точки хорошо ложатся на аппроксимирующую кривую и лишь некоторые выходят за предел пятипроцентного отклонения. Зависимость $h(\cos \chi)$ имеет меньший разброс точек относительно кривой по сравнению с рис. 11, а и б, поскольку здесь использованы не интерполированные, а непосредственно измеренные высоты области синхронизма для фиксированного значения пробной частоты.

Исследование межслоевой E — F -впадины (долины). Приведенные ранее результаты, не внося принципиально новых сведений в сложившиеся представления о поведении ионосферы, подтверждают адекватность данного метода измерений электронной концентрации. Однако исследование межслоевой впадины с помощью ИПН дает возможность получить абсолютно новую информацию.

Долина является наименее изученной областью ионосферы. Метод ВЗ неприменим для этой цели из-за экранирования этой области нижележащим E -слоем, ракетные измерения эпизодичны, а интенсивность некогерентного рассеяния от этого высотного интервала существенно ниже, чем от F -области ионосферы, вследствие значительно меньшей концентрации электронов, что существенно снижает высотное и временное разрешение метода.

Для анализа были отобраны более 80 $N(h)$ -профилей, охватывающих высотный интервал с межслоевой впадиной. Они получены в осенне-зимние периоды 1990—1992 гг. [42, 46]. Долина наблюдалась не во всех случаях. Она была небольшой вблизи полудня, а ее глубина и ширина увеличивались в утренние и вечерние часы. Значения глубины долины $\Delta N/N = (N_{\max} - N_{\min})/N_{\max}$ в основном находились в интервале от 0,05 до 0,32. Хотя разброс значений $\Delta N/N$ был существенным, тем не менее имела место тенденция к уменьшению глубины долины с ростом $\cos \chi$, и соответственно с уменьшением зенитного угла Солнца. Например, при возрастании $\cos \chi$ в два раза от 0,1 до 0,2 глубина долины в среднем уменьшалась в 1,5 раза.

Ширина долины Δh определялась стандартным образом как разность высоты h_{\max} , где достигается наибольшая концентрация в E -слое N_{\max} , и высоты, соответствующей той же величине концентрации в нижней части F -слоя $h(N_{\max})$: $\Delta h = h_{\max} - h(N_{\max})$. На рис. 12, а показана зависимость $\Delta h(\cos \chi)$. Ширина долины составляла от 10 до ~ 50 км и уменьшалась с ростом высоты Солнца. При изменении $\cos \chi$ от 0,1 до 0,2 ширина долины изменялась в среднем в 1,4 раза (от 35 до 25 км). На рис. 12, а показана также линейная аппроксимация $\Delta h(\cos \chi)$. Рис. 12, б иллюстрирует соотношение ширины и глубины долины. В среднем долина расширялась по мере ее углубления, что особенно было заметно в вечерние часы в процессе исчезновения E -слоя. Однако, как видно из рис. 12, б, наблюдались случаи, когда межслоевая впадина была довольно широкой (до 30 км) при небольшой глубине (меньше 0,1).

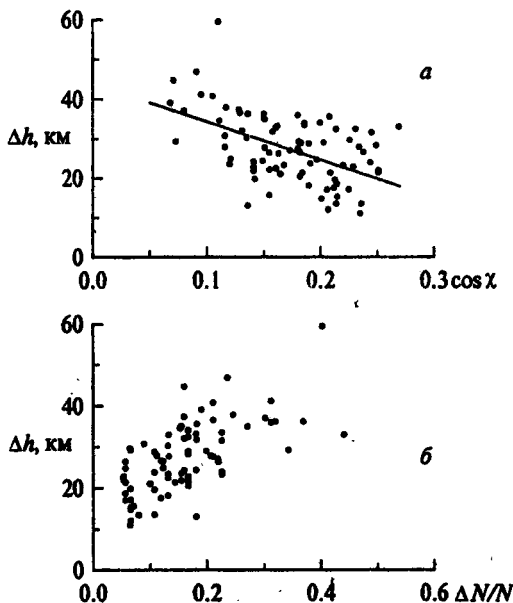


Рис. 12. Характеристики долины: а — зависимость ширины долины Δh от $\cos \chi$ и ее линейная аппроксимация $h(\cos \chi)$; б — соотношение ширины и глубины долины

Представляет интерес поведение уровней постоянной концентрации на верхней и нижней сторонах долины в зависимости от высоты Солнца. Анализ показал, что высота верхней границы долины полностью кон-

тролируется зенитным углом Солнца, т. е. обусловлена регулярными изменениями F -области ионосферы. С нижней стороны долины связь с высотой Солнца не выражена столь явно из-за большого разброса высоты нижней границы, который возрастал по мере приближения к уровню минимальной концентрации. Распирение долины происходило, в первую очередь, за счет уменьшения концентрации в F -области ионосферы. Большой разброс значений вблизи минимума высоты нижней границы долины обусловлен спорадическими образованиями и их движениями. Таким образом, долина является нестабильной областью, проявления нестабильности связаны с динамикой нижней термосферы.

Динамические явления в E -области ионосферы. Тезис о долине как области нестабильности наглядно иллюстрируется примерами временных изменений концентрации, представленными на рис. 13. В декабре 1991 — январе 1992 гг. в течение нескольких дней $N(h)$ -профили измерялись каждые 10—15 мин между 9 и 16 ч местного времени. Короткий перерыв вблизи полудня использовался для измерения концентрации в нижних слоях МЧО. На рис. 13 показано поведение изолиний электронной концентрации N для 17.12.92. Для удобства около изолиний приведены значения электронной концентрации N , умноженные на 10^{-4} см^{-3} . Пунктирной кривой показано изменение высоты максимума E -слоя. Видны регулярные изменения уровней равной концентрации: небольшое снижение нижней части E -слоя (на 5—10 км) в утренние часы и незначительный подъем в вечерние часы. Нижняя часть F -слоя опускалась более чем на 20 км за два предположенных часа и, соответственно, поднималась в послеполуденные часы. В области между 115 и 150 км изменения высоты не были монотонными: на рис. 13 изолинии замыкаются, что свидетельствует о появлении дополнительных слоев. Сгущение изолиний указывает на уменьшение толщины слоев. На рисунке видны также уменьшение концентрации в регулярном E -слое в период захода Солнца и сгонка электронной концентрации в ночной E_s . Кроме того, наблюдались волнообразные изменения N . Анализ показал, что примерно в половине измеренных $N(h)$ -профилей, включающих интервал с долиной, появлялись дополнительные слои. Они существовали обычно в течение 15—60 мин, а чаще всего не более получаса. Величина $\Delta N/N = (N_{\max} - N_{\min})/N_{\min}$ находилась в интервале между 0,03 и 0,3 для большинства случаев и наиболее часто была равна или больше 0,1. Дополнительные слои появлялись, как правило, в высотных интервалах 120—130 км и 135—140 км, а их толщина составляла 5—30 км (в среднем около 13 км). При этом она не зависела от высоты появления слоя.

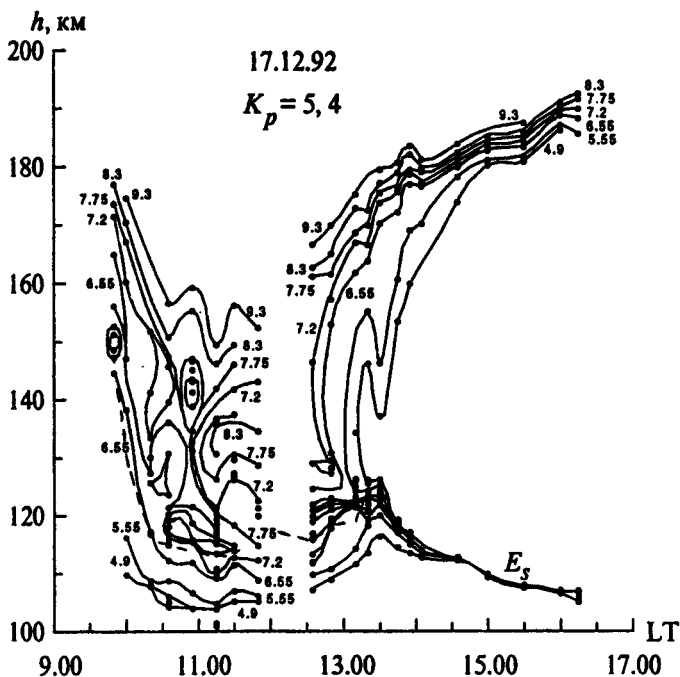


Рис. 13. Поведение изолиний равной концентрации в зависимости от высоты для 17.12.91. Около изолиний приведены значения электронной концентрации в единицах, равных $N \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-3}$. Пунктирная кривая дает изменение высоты максимума E_s -слоя

Частота появления дополнительных слоев сопоставлена с уровнем магнитной активности. На рис. 14 изображены три гистограммы, показывающие зависимость частоты появления от планетарного K_p -индекса. Первая показывает распределение всех $N(h)$ -профилей, охватывающих интервал высот с долиной, вторая — распределение для профилей, на которых замечены дополнительные слои между 120 и 135 км, а третья — для дополнительных слоев выше 135 км (темное заполнение). Видно, что контроль магнитной активности над появлением более низких слоев ($h_{\text{max}} = 120\text{—}135$ км) отсутствует. Для более высоких слоев ($h_{\text{max}} \geq 135$ км) максимум гистограммы скорее смещен в сторону больших значений $K_p = 4$. К сожалению, в последнем случае число измерений невелико.

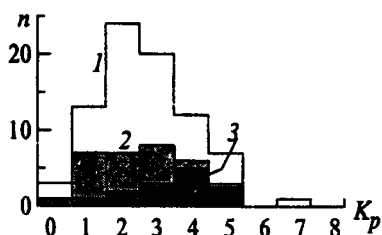


Рис. 14. Частота наблюдения $N(h)$ -профилей с долиной в зависимости от планетарного K_p -индекса: 1 — все $N(h)$ -профили; 2 — профили с дополнительным слоем между 120 и 135 км; 3 — профили с дополнительным слоем выше 135 км

Была исследована также зависимость максимальной электронной концентрации N_{\max} отдельно для групп низких ($h_{\max} = 120\text{—}135$ км) и высоких ($h_{\max} \geq 135$ км) слоев от косинуса зенитного угла Солнца. Оказалось, что для вышележащих слоев такой связи нет. Напротив, для нижних слоев имеется четкая зависимость $N_{\max}(\cos \chi)$, и она совершенно идентична приведенной выше зависимости для регулярного E -слоя. При этом индивидуальные значения максимальной электронной концентрации для нижних дополнительных слоев могли быть меньше, больше или равны значениям N_{\max} для регулярного слоя. Разность высот, соответствующих уровням максимальной концентрации дополнительного и регулярного слоев $h_1 - h_0$, находилась в интервале 6—15 км и составляла в среднем 11 км. Таким образом, нижние дополнительные слои в долине ($h_{\max} < 135$ км) хотя и появляются спорадически, но обладают некоторыми свойствами регулярного E -слоя. Мы полагаем, что в данном случае имеет место расслоение регулярного E -слоя под воздействием атмосферной волновой активности. Возможно, что в высотном интервале 120—130 км это воздействие осуществляется, в первую очередь, через процессы диссоциативной рекомбинации, зависящие от температуры среды [59]. При повышении температуры эффективный коэффициент рекомбинации должен уменьшаться. На больших высотах, где существенно меняется состав атмосферы и происходит переход от рекомбинационных процессов к диффузионным, простая зависимость $N_{\max}(\cos \chi)$ не наблюдается.

В целом измерения профилей электронной концентрации с помощью ИПН позволили получить новые сведения как о ширине и глубине межслоевой E — F -впадины, так и о важной роли динамических явлений в этом высотном интервале.

1.3.2 Измерения скоростей вертикальных движений

Вертикальные движения являются одной из составляющих общей циркуляции атмосферы. До настоящего времени этот тип движений остается наименее изученным, так как область высот от 60 до 120 км мало доступна для экспериментальных исследований прямыми методами, и основными методами изучения динамических процессов на этих высотах являются радиофизические методы. Среди них измерения вертикальной скорости методом вертикального зондирования в ВЧ-диапазоне, с помощью локации следов метеоров и выбросов химических веществ с ракет, наблюдений за искусственными облаками, радаров некогерентного рассеяния, а в последние 15 лет — с использованием лидаров и MST-радаров (см. [2] и ссылки там же). Большинство методов, за исключением, быть может, последних, не позволяют получить сведения о вертикальной скорости V в большом высотном интервале. Кроме того, до появления лидаров и MST-радаров в методах измерения V отсутствовало достаточное пространственно-временное разрешение, что затрудняло интерпретацию полученных данных.

Метод измерения скорости вертикального движения с использованием ИПН позволяет получать надежные данные о вертикальных движениях на высотах нижней ионосферы, необходимые для анализа динамических процессов в целом.

Вначале отметим некоторые общие закономерности вариаций скорости вертикальных движений [2]. Положительные значения V соответствуют движению вниз. Среднемесячные значения V на высотах ниже 90 км составили менее 1 м/с, возрастая до 5 м/с с увеличением высоты до 120 км. На высотах больших 90 км преобладали движения вверх (более 70 % всех данных). На высотах ниже 65 км все полученные значения V соответствовали движению вниз; на высотах 70—75 км преобладающего направления не выявлено, так как число измерений относительно невелико. На рис. 15 приведены кривые сезонных вариаций вертикальной скорости в диапазоне высот 89—114 км с интервалом 5 км. Поскольку измерения V в разные дни проводились на разных высотах, первичные данные были усреднены в каждом 5-километровом интервале и отнесены к его нижней границе. Каждая точка соответствует усредненному за месяц значению V , разными значками показаны результаты, относящиеся к разным высотным интервалам.

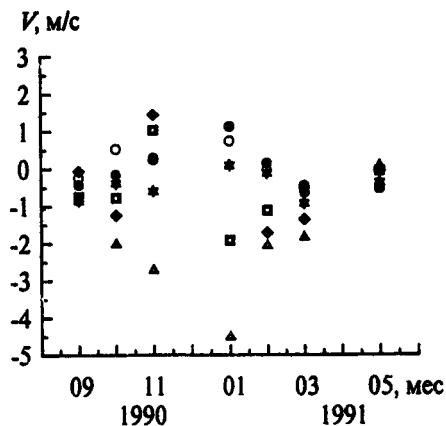


Рис. 15. Вариации среднемесячных значений скоростей вертикальных движений на высотах 89—114 км с сентября 1990 г. по май 1991 г.

На рис. 16 показаны высотные профили вертикальной скорости для трех осенних месяцев 1991 г., которые дают представление о среднем характере изменений величины и направления V с высотой.

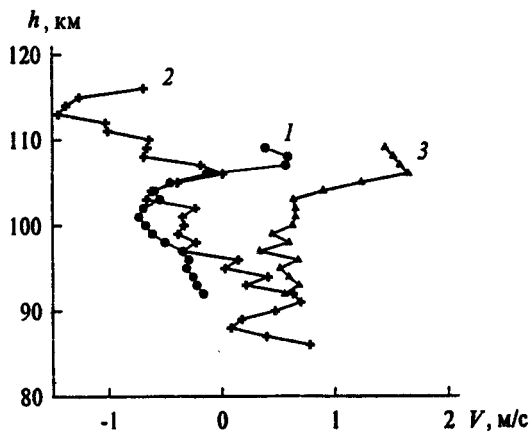


Рис. 16. Высотные профили вертикальной скорости для трех месяцев 1991 г.: кривая 1 – сентябрь (12 дней измерений), 2 – октябрь (15 дней), 3 – ноябрь (5 дней)

Отметим, что на высотах 80—120 км максимальные среднемесячные абсолютные значения скорости зафиксированы в зимние месяцы: в январе и феврале 1991 г. они составили 4,6 и 2,6 м/с соответственно. В остальное время эти значения не превышали 1,5 м/с. Наибольший разброс средних за месяц значений V пришелся на ноябрь 1990-го и январь 1991 гг. В первом случае величина V изменялась от +1,3 м/с на высоте 89 км до -2,6 м/с на высоте 114 км, во втором — от +0,5 м/с до -4,6 м/с на тех же высотах. Максимальные среднемесячные значения скорости нисходящего потока наблюдались в ноябре 1991 г. (+1,3 м/с), в то время как скорости восходящих потоков доходили до -4,6 м/с. Естественно, "мгновенные" значения V , полученные при минутном усреднении, были существенно выше и достигали в отдельные дни 10—15 м/с, а иногда увеличивались до 20 м/с.

На высотах ниже 80 км число измерений ограничено — в основном, они проводились в сентябре, октябре 1990 г. и мае 1991 г. На этих высотах наблюдались вертикальные движения со сравнительно небольшими (менее 1 м/с) скоростями обоих направлений.

Проследим изменения в высотном ходе усредненных за месяц значений вертикальной скорости в зависимости от времени суток. Так, на рис. 17, а приведены среднемесячные значения скорости на высоте 99 км в зависимости от времени суток для четырех месяцев — сентября, октября, ноября 1990 г. и марта 1991 г. (данные для каждого часа усреднены за весь месяц). На рис. 17, б приведен построенный таким же образом график только для марта 1991 г., но для шести высот в интервале 89—114 км с шагом по высоте 5 км. Из рис. 17, а видно, в частности, что в эти месяцы, за исключением небольшого интервала времени, преобладали направленные вверх движения со значениями V до -1,75 м/с; причем в октябре 1990 г. на высоте 99 км значение V не превышало -1 м/с. В сентябре, ноябре 1990 г. и марте 1991 г. в течение часа — двух наблюдались нисходящие потоки с небольшими среднемесячными скоростями до 0,5—1,3 м/с и лишь с 14 до 15 ч для ноября 1990 г. получены сравнительно большие направленные вниз скорости со средними значениями до 3 м/с. Хорошо заметно подобие временного хода среднемесячных значений V для сентября 1990 г. и марта 1991 г. (кривые 1 и 4 на рис. 17, а). По-видимому, оно не случайно и объясняется особенностями осенне-весенней перестройки общей циркуляции атмосферы.

Вариации вертикальной скорости с течением времени обусловлены рядом причин, одной из которых является постоянное существование в нижней ионосфере волновых процессов различной природы, в том чи-

сле внутренних гравитационных волн (ВГВ) и приливов. Измерения V с помощью ИПН показывают, что "мгновенные" значения скорости на высотах свыше 90 км могут составлять до десяти и более метров в секунду, на меньших высотах – до единиц метров в секунду. Сравнительно большие значения вертикальной скорости обусловлены волновыми движениями в атмосфере.

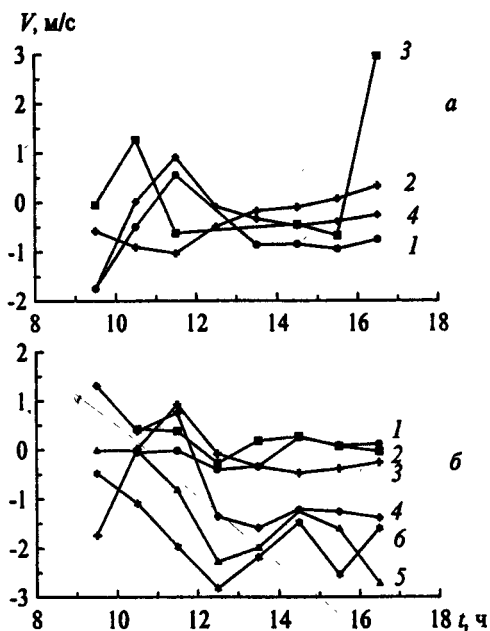


Рис. 17. Временная зависимость среднемесячных значений вертикальной скорости: *a* — на высоте 99 км в сентябре, октябре, ноябре 1990 г. и в марте 1991 г. (кривые 1, 2, 3, 4 соответственно); *б* — в интервале высот 89—114 км с шагом по высоте 5 км только для марта 1991 г. (кривые 1—6, начиная с нижней высоты). Данные для каждого часа усреднены за весь месяц

Отметим, что существующие модели циркуляции средней атмосферы дают на высотах 80—100 км средние значения скорости вертикальных движений до нескольких сантиметров в секунду [94].

На основе анализа распределения горизонтальных ветров был сделан вывод о том, что приблизительно в 40% случаев ветровая структура определяется атмосферными волнами. Вклад волновых движений в вертикальную скорость можно оценить, вычитая из кривой суточ-

ного хода соответствующий полиномиальный тренд. Так, например, 27.02.91 вклад волновых движений в минутные вариации V увеличился от 0,4—1,8 м/с на высоте 97 км до 1—12 м/с на высоте 117 км в зависимости от времени суток. Этот день отличался наиболее высокой волновой активностью.

Другим важным фактором, влияющим на временные вариации вертикальной скорости, является горизонтальное движение нейтральной компоненты. В нижней ионосфере плазма является пассивной примесью и вследствие большой частоты соударений заряженных частиц с нейтралами увлекается движением нейтрального газа [52]. В результате при наличии горизонтальных движений нейтрального газа на высотах до 150 км возникает вертикальная составляющая движения плазмы, со скоростью, определяемой в основном зональной и вертикальной составляющими скорости нейтрального ветра [52]:

$$V_{iz} = V_{ez} = \frac{[V_z - \beta_i V_y \sin \theta + \beta_i^2 (V_x \sin \theta + V_z \cos \theta) \cos \theta]}{(1 + \beta_i^2)},$$

где x и y направлены на геомагнитный север и запад соответственно, $\beta_i = \omega_{H_i} / \nu_i$, ω_{H_i} — гирочастота ионов, ν_i — частота столкновений ионов с нейтральными частицами, θ — угол между магнитным полем и вертикалью. Задавая значения V_x и V_z , можно оценить величину скорости дрейфа плазмы. До высот порядка 130 км величина $\beta_i \ll 1$. Без учета вертикальной составляющей скорости нейтрального ветра получим $V_{iz} = V_{ez} = \beta_i V_x \sin \theta$. Расчет по этой формуле для высотной зависимости зональной составляющей ветра в диапазоне высот 60—130 км согласно модели [94] дает вплоть до высот 100 км значения вертикальной скорости плазмы не более нескольких десятков сантиметров в секунду, и лишь с высоты 120 км ее значение может достигать единиц метров в секунду. Таким образом, ниже 100 км скорости вертикальных движений плазмы невелики, а выше 100 км определяются в основном горизонтальными движениями нейтральной компоненты.

1.3.3 Исследование атмосферной турбулентности

Анализ высотной зависимости времени релаксации сигнала, рассеянного ИПН, позволяет с помощью простых соотношений определить одну из важнейших характеристик атмосферы — вертикальную компоненту турбулентной скорости [14, 7].

На высотах D - и E -областей турбулентность оказывает существенное влияние на характеристики и свойства ионосферы. Исследования

турбулентных движений проводятся различными методами [63], технические возможности которых определяют различия в масштабах исследуемых турбулентных явлений. Некоторые методы (ракетный, светящихся облаков) не позволяют проводить регулярные исследования, охватывающие значительный высотный интервал. На наш взгляд, использование ИПН позволяет разрешить эти проблемы. Кроме того, принципиальным достоинством метода является возможность одновременных исследований как быстрых, так и медленных вариаций вертикальной компоненты скорости турбулентного движения V_t . Этот аспект исследования турбулентности является новым и практически не доступен другим методам.

Эпизодические измерения турбулентной скорости проведены нами в 1987 г. и полученные результаты опубликованы в [14]. Из них следует, что предлагаемый способ определения V_t дает значения скоростей, не противоречащие результатам измерений другими методами [101]. В последующие годы проводились регулярные продолжительные наблюдения ИПН, результаты которых, относящиеся к исследованию турбулентности, приведены ниже.

Измерения длительностью около 6–7 ч проводились 1.10.90, 13.11.90, 19.11.90, 27.02.91, 15.01.91, 1.10.91, 28.11.91 и 6.12.91. Кроме этого, накоплен большой экспериментальный материал по более коротким интервалам наблюдений (порядка 1–3 ч).

Так как V_t определяется по отклонению экспериментальной высотной зависимости $\tau(h)$ от экспоненциальной, обусловленной амбиполярной диффузией, вначале кратко остановимся на вариациях τ .

Получено, в частности, что время релаксации подвержено быстрым флуктуациям с характерным временем менее 15 с, которые соответственно присутствуют и в вариациях турбулентной скорости.

На рис. 18, а представлена зависимость $\tau(t)$ по данным, полученным с периодом регистрации 15 с для сеанса 27.02.91 на высоте 97 км, сглаженным методом скользящего среднего по минутному интервалу (то же и на других высотах). Как видно из рисунка, во временном ходе τ присутствуют быстрые флуктуации с амплитудой до 0,6 с при среднем значении τ равном 0,75 с. Такие большие вариации τ не укладываются в рамки ошибок измерений, а отражают реально происходящие на этих высотах процессы. В дальнейшем мы использовали усредненные значения времени релаксации, при этом время усреднения составляло, как правило, от 1 до 15 мин.

Результаты усредненных на каждой высоте значений τ за весь сеанс измерений 27.02.91 приведены в табл. 4. Здесь же приводятся значения

коэффициента вариации $v = \sigma_{\tau} / \langle \tau \rangle$ для первичных данных с частотой регистрации один раз в 15 с — v_0 и для интервалов усреднения равных 1 мин — v_1 и 15 мин — v_{15} .

Таблица 4. Зависимость времени релаксации ИПН $\langle \tau \rangle$ и коэффициента вариации v от высоты

h , км	$\langle \tau \rangle$, с	v_0	v_1	v_{15}
97	1,21	0,22	0,15	0,07
101	1,00	0,4	0,12	0,05
105	0,75	0,14	0,12	0,08
109	0,56	0,17	0,14	0,09
113	0,38	0,2	0,17	0,15
117	0,24	0,22	0,22	0,21

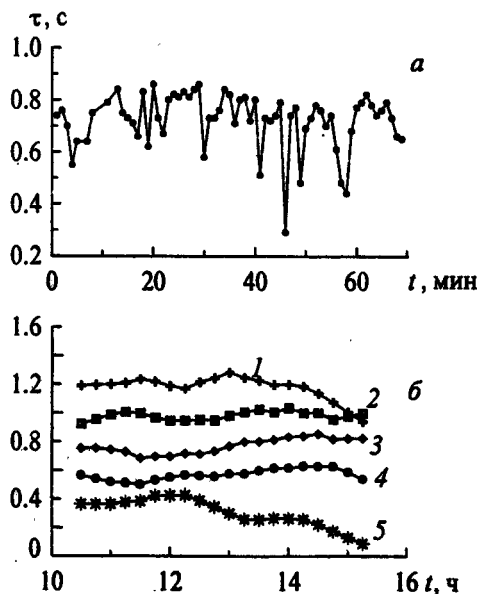


Рис. 18. Пример короткопериодных вариаций времени релаксации на высоте 105 км (а) и зависимость усредненных за 15 мин значений времени релаксации от высоты (б), сеанс 27.02.91. Кривые пронумерованы начиная с высоты 97 км с шагом 4 км

Как видно из таблицы, зависимость коэффициента вариации v от интервала усреднения существенна на нижних высотах, что свидетельствует о значительной роли короткопериодных процессов.

На рис. 18, б приведены усредненные по 15-минутным интервалам значения $\tau(t)$, полученные 27.02.91 на высотах 97, 101, 105, 109, 113 и 117 км.

Характерный пример высотной зависимости $\tau(h)$ для сеанса наблюдений 13.11.87 показан на рис. 9 в разд. 1.2.5. Прямые линии соответствуют экспоненциальному уменьшению τ с высотой.

Влияние динамических явлений в нижней ионосфере на время релаксации ИПН иллюстрирует рис. 19, на котором изображены изолинии значений τ , полученные при измерениях ИПН. Так, отчетливо виден волновой характер вариаций τ , обусловленный, на наш взгляд, движениями типа ВГВ. Кроме того, на нижних высотах проявляется турбулентность, под воздействием которой картина контуров становится еще более сложной, они замыкаются, значения τ резко падают, а скорость разрушения ИПН соответственно возрастает.

Величина турбулентной скорости рассчитана по высотной зависимости $\tau(h)$ для каждого сеанса. На рис. 20 приведен пример короткопериодных вариаций V_t для 27.02.91 на высоте 97 км, который дает представление о глубине и характере флуктуаций V_t , в частности, хорошо видны флуктуации V_t с квазипериодом несколько минут и амплитудой $\approx 1,5$ м/с. Столь большие флуктуации V_t свидетельствуют о том, что турбулентность в объеме рассеяния (для измерений 1990—1991 гг. его размеры составляли около $st_p/2 \approx 7$ км по вертикали и ≈ 2 км по горизонтали) проявляет себя как нестационарный случайный процесс. Минутные значения V_t изменяются от близких к нулю значений до 5 м/с. По-видимому, такие колебания отражают "неоднородную" структуру турбулентности на этих высотах.

В табл. 5 суммированы результаты определения V_t для двух-трех высот за дни наиболее продолжительных измерений 1990—1991 гг.

Таблица 5. Результаты определения вертикальной компоненты турбулентной скорости

h , км	9.10.91	19.10.91	28.11.91	6.12.91	15.03.91	27.02.91
89	0,73	1,39	1,02	1,89	0,61	
94	0,38	1,03	0,64	1,51	0,53	1,21
99		0,77		0,23	0,63	1,00

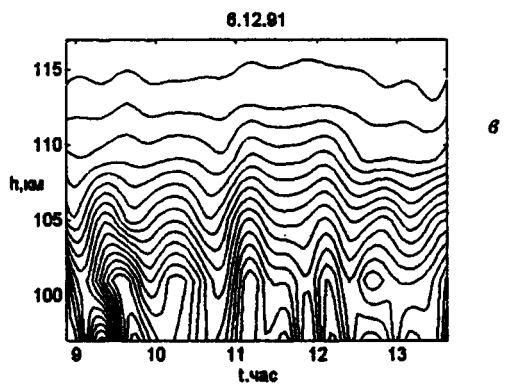
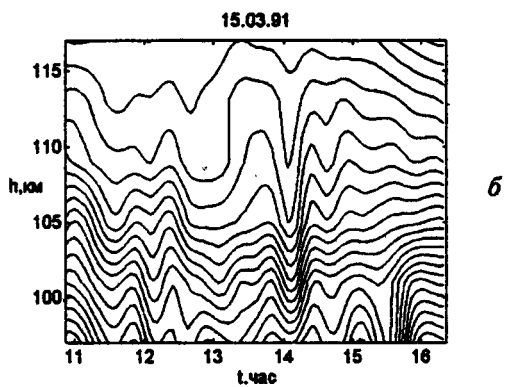
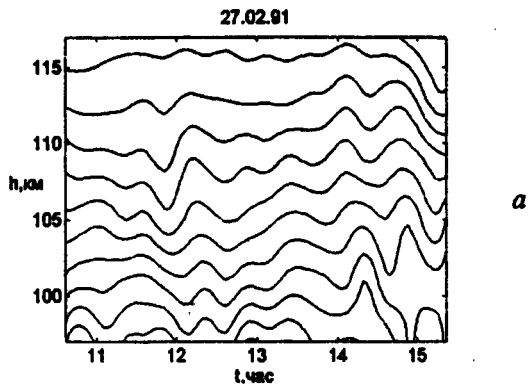


Рис. 19. Картина изолиний времени релаксации 27.02.91 (*a*), 15.03.91 (*б*) и 6.12.91 (*в*)

В среднем за шести-семичасовой сеанс значения V_t на высотах ниже турбопаузы h_t составили около 1—2 м/с, уменьшаясь с приближением к некоторой высоте h до нескольких десятков сантиметров в секунду. Очевидно, эта высота представляет собой высоту турбопаузы h_t . Таким образом, регулярно измеряя высотные профили турбулентной скорости, можно определять высоту турбопаузы, отслеживать ее сезонно-суточные вариации.

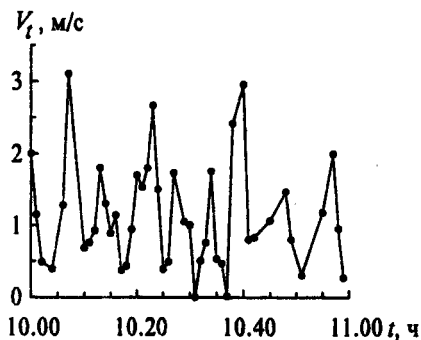


Рис. 20. Пример короткопериодных вариаций турбулентной скорости на высоте 97 км 27.02.91

Особенности временных вариаций среднечасовых значений V_t отражены на рис. 21. Так, на рис. 21а приведен временной ход среднечасовых значений V_t на высотах 89, 94 и 99 км для трех дней наблюдений 15.03.91, 19.11.91 и 6.12.91, а на рис. 21б — суточный ход значений турбулентной скорости на тех же высотах, усредненных за четыре дня наблюдений: 9.10.91, 19.11.91, и 6.12.91. Характер изменений часовых значений турбулентной скорости приблизительно одинаков на всех трех высотах. Кроме того, видно значительное увеличение V_t в утренние и небольшое в послеполуденные часы. Часто наименьшие значения V_t наблюдались вблизи местного полудня. Проведенные измерения показывают большие вариации V_t в объеме рассеяния, что указывает на нестационарность турбулентного процесса в относительно малом объеме (несколько десятков кубических километров).

Таким образом, новый метод исследования турбулентности дает значения величины турбулентной скорости V_t , не противоречащие результатам других измерений, и позволяет исследовать вариации турбулентных параметров различных временных масштабов.

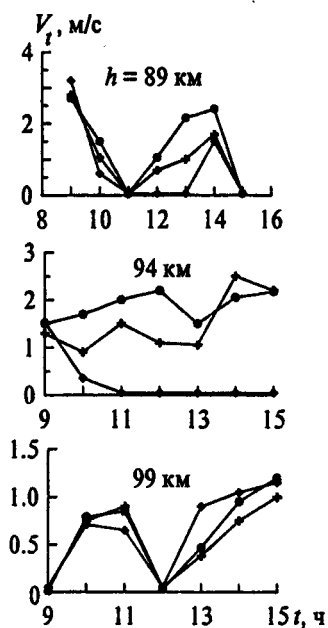


Рис. 21а. Временные вариации среднечасовых значений турбулентной скорости на разных высотах 19.11.91 (точки), 6.12.91 (крестики) и 15.03.91 (ромбы)

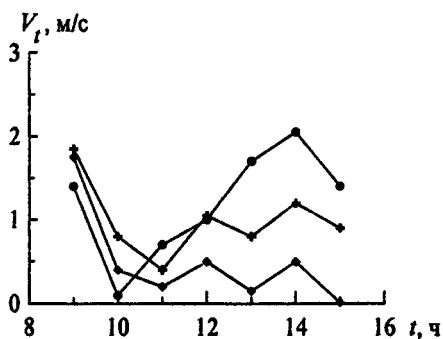


Рис. 21б. Временные вариации турбулентной скорости, усредненные за три дня измерений — 19.11.91, 6.12.91 и 15.03.91 (точки — 89 км, крестики — 94 км, ромбы — 99 км)

1.3.4 ИПН и спорадические слои

Одним из перспективных приложений метода исследования ионосферы с помощью ИПН является, на наш взгляд, возможность изучения ее неоднородной структуры на высотах нижней ионосферы, и в частности спорадических образований.

Спорадические слои ниже максимума E -слоя. Измерения высотных профилей электронной концентрации позволяют получить сведения о спорадических слоях ниже максимума E -слоя [42]. По результатам измерений $N(h)$ -профилей в 1990—1992 гг. почти в половине всех сеансов зарегистрированы тонкие спорадические слои E_s ниже или вблизи максимума регулярного E -слоя². Большинство из них — в высотном интервале между 90 и 115 км. Последовательные измерения $N(h)$ -профилей дают возможность наблюдать динамику спорадических слоев и оценивать скорости их смещения по высоте. На рис. 13, например, виден ночной слой E_s , сформировавшийся перед заходом Солнца. Он наблюдался более двух часов. Толщина слоя уменьшалась с 3,2 км в 15.00 LT до менее 1 км между 16.00 и 17.15 LT, а максимальная электронная концентрация была равна $N_{\max} = (8,8 - 9,3) \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$. При этом высота максимума уменьшалась от 112 км до 105 км. Скорость вертикального смещения максимума слоя вниз V_N была равна 1,1 м/с. В среднем величины V_N на высотах между 95 и 100 км составляли $\sim 0,5$ м/с, на высотах между 100 и 105 км $V_N \simeq 1,7$ м/с, между 105 и 110 км наблюдались $V_N \simeq 0,9$ м/с, и слои смещались вниз. Выше, между 110 и 115 км, $V_N \simeq -0,9$ м/с, т. е. слои сдвигались вверх.

На рис. 22, а и б показаны несколько примеров спорадических слоев, наблюдавшихся 9.10.91 в 14.01—14.24 LT и 16.01—16.20 LT; $N(h)$ -профиль, измеренный раньше, обозначен сплошной линией, а профиль, измеренный спустя 10–12 мин, показан пунктиром. На рис. 22, в — профили вертикальной скорости $V(h)$ для близких моментов времени 14.31—14.44 LT и 15.46—15.59 LT. Приведенные выше оценки V_N оказались близкими к результатам непосредственных измерений скоростей вертикальных движений, что позволяет связать движения нейтрального газа и смещения высот спорадических слоев.

² Возможность измерений с разрешением по высоте до 0,5—1 км при наличии высокого градиента оценивалась в работах [39, 46, 89]. Оказалось, что при наличии высокого градиента электронной концентрации в рассеивающей области так называемая область синхронизма возмущающей и пробной волн может иметь размер меньше длины зондирующего импульса, т. е. рассеивающая область становится уже. Это позволяет как регистрировать достаточно тонкие (около 1 км) спорадические слои, так и в некоторых случаях фиксировать неоднородную структуру E_s .

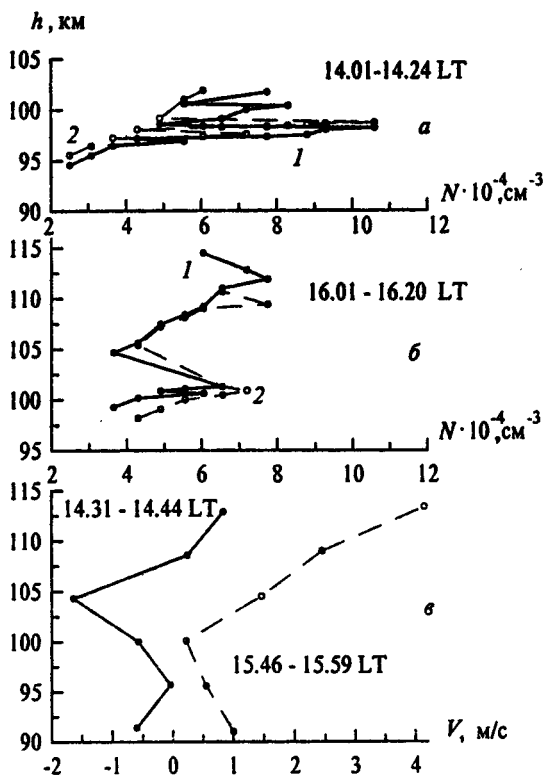


Рис. 22. Спорадические слои 9.10.91 в 14.01—14.24 LT (а) и в 16.01—16.20 LT (б) и профили вертикальной скорости $V(h)$ (в). Кривые 1 соответствуют первому сеансу, а кривые 2 — последующему

Вертикальные движения и спорадический слой E. Результаты измерений скорости вертикального движения плазмы методом резонансного рассеяния на ИПН применены для расчетов характеристик среднеширотного спорадического слоя E — эффективного коэффициента рекомбинации, относительного содержания метеорных и атмосферных ионов в слое.

Отметим, что спорадический слой E привлекает внимание исследователей ионосферы не одно десятилетие. Для объяснения образования среднеширотного E, в 60-е гг. была предложена теория ветрового

сдвига [114, 115, 60, 54], согласно которой образование E_s связано с перераспределением заряженных частиц в области E ионосферы под действием горизонтальных ветров, обладающих резкими градиентами (сдвигами) скорости по высоте. Теория объясняет образование слоев E_s вертикальным переносом ионов и электронов. Важнейшую роль в этом процессе должны играть долгоживущие ионы метеорного происхождения [54].

Наиболее сильное воздействие на профиль электронной концентрации $N(h)$ оказывают сдвиги скорости на высотах, где выполняются условия $\omega_H^2 \cos^2 \theta \gg \nu_e^2$, $\omega_{H_i}^2 \cos^2 \theta < \nu_i^2$, (ω_H и ω_{H_i} — гирочастоты электронов и ионов, θ — угол между магнитным полем и вертикалью h).

В рамках представлений о формировании среднеширотного спорадического слоя E из долгоживущих металлических ионов авторами в работе [5] предложен способ определения их концентрации и эффективного коэффициента рекомбинации в максимуме слоя E_s . Он основан на предположении о преобладающей роли атмосферных ионов в фотохимических процессах и использует частотные характеристики слоя E_s и области E , полученные из ионограмм вертикального зондирования ионосферы, и скорости вертикальных движений плазмы V , измеренные методом резонансного рассеяния радиоволн от искусственных периодических неоднородностей [6].

В работе [5] приведен подробный вывод выражений для эффективного коэффициента рекомбинации $\alpha_{эф}$, концентраций металлических и атмосферных ионов N_M и N_A . Исходным являлось уравнение непрерывности для электронов в стационарном состоянии в приближении плоскостной ионосферы, а величина эффективного коэффициента рекомбинации бралась средневзвешенной из коэффициентов рекомбинации различных сортов положительных ионов, имеющих на высотах области E , т. е. атмосферных и металлических. Кроме того, считалось, что присутствие слоя E_s не влияет на функцию образования электронов.

Не останавливаясь подробно на выводе соответствующих уравнений (см. [5]), отметим, что величины $\alpha_{эф}$, N_M и N_A зависят от высотного градиента вертикальной скорости dV/dh и N_s — электронной концентрации в максимуме слоя E_s и определяются выражениями [5]

$$\alpha_{эф} = \alpha_0(N_0/N_s)^2 - N_s^{-1}dV/dh, \quad (52)$$

$$N_A = N_s(\alpha_{эф}/\alpha_0) = N_0^2/N_s - \alpha_0^{-1}dV/dh, \quad (53)$$

$$N_M = N_s[1 - (N_0/N_s)^2] + \alpha_0^{-1}dV/dh, \quad (54)$$

где $\alpha_0 = 4,4 \cdot 10^{-7} \text{см}^3 \text{с}^{-1}$.

Таким образом, используя экспериментально измеренные значения скоростей вертикальных движений плазмы V и частотные характеристики слоя E_s и регулярной области E , из выражений (52)—(54) можно определить эффективный коэффициент рекомбинации и относительные концентрации атмосферных и метеорных ионов в максимуме слоя E_s .

Расчеты сделаны для отобранных из большого массива данных 14 сеансов измерений продолжительностью около часа. Из этого числа в шести случаях инверсия направления скорости имела место либо точно на высоте появления E_s , либо на высоте, отличавшейся от нее не более, чем на 1—3 км (точность съема данных с ионограммы). Это означает, что на некоторой высоте вертикальная скорость принимала нулевое значение и меняла знак, что соответствует механизму сгонки плазмы под действием ветра.

С другой стороны, сгонка плазмы, а значит и образование E_s за счет ветрового сдвига, может иметь место и в случае, когда скорость не обращается в нуль, а существует высотный градиент dV/dh нужного знака и направления. Остальные 8 сеансов относятся именно к таким случаям.

Для получения высотных профилей значения скорости усреднялись за каждые 15 мин. Параметры E_s определялись из ионограмм вертикального зондирования, которые также снимались один раз в 15 мин. Наблюдались спорадические слои сравнительно небольшой интенсивности с относительной концентрацией в максимуме порядка $N_s/N_0 \simeq 1, 1-2, 2$. Измеренные в этих сеансах скорости вертикальных движений на высоте E_s не превышали 3 м/с с градиентом $dV/dh \simeq 2, 5 \cdot 10^{-5} - 10^{-3} \text{ с}^{-1}$.

В табл. 6 суммированы данные о параметрах E_s и E -слоя ионосферы и результаты расчетов эффективного коэффициента рекомбинации, относительных концентраций атмосферных и металлических ионов.

Здесь $\delta N_A = (N_A - N_{A_0})/N_{A_0}$, где N_{A_0} — концентрация атмосферных ионов в отсутствие E_s , равная электронной концентрации слоя E на высоте образования E_s , а $f_0 E_s$ и $f_b E_s$ — соответственно предельная частота и частота экранирования спорадического слоя.

Результаты расчетов отражены на рис. 23—24. Так, на рис. 23 приведена зависимость $\alpha_{\text{эф}}$ от интенсивности спорадического слоя N_s/N_0 . Здесь же нанесена кривая, соответствующая значению $dV/dh = 0$. Как отмечалось в работах [5, 6], для максимума E_s это условие отвечает приближению фотохимического равновесия.

На рис. 24 приведена зависимость относительной концентрации металлических ионов от интенсивности E_s . Кривая соответствует рас-

чету по формуле (52) при $dV/dh = 0$. На рис. 25 приведен аналогичный график для изменения относительного содержания атмосферных ионов в E_s по сравнению с фоновым значением.

В случае более интенсивных слоев доля металлических ионов в целом возрастает, и $\alpha_{эф}$ соответственно падает. Отличия в значениях $\alpha_{эф}$ и N_M/N_0 от случая фотохимического равновесия не очень значительны и, хотя увеличиваются для более интенсивных E_s , в целом не превышают 10—15 %. Чтобы изменения $\alpha_{эф}$ превышали 20 %, при $N_s/N_0 \approx 1,7$ были бы необходимы значения $dV/dh \geq (5-7) \cdot 10^{-3} \text{с}^{-1}$, в то время как наблюдались dV/dh не более 10^{-3}с^{-1} .

Таблица 6. Результаты определения основных параметров E_s

Дата, время	h , км	$dV/dh \cdot 10^3, \text{с}^{-1}$	N_s/N_0	$\alpha_{эф} \cdot 10^7, \text{см}^3 \text{с}^{-1}$	N_M/N_s	δN_A	$f_b E_s, \text{МГц}$	$f_0 E_s, \text{МГц}$
19.10.90, 10.30	104	1,14	1,72	1,67	0,66	0,43	2,5	3,2
25.10.90, 14.30	106	1,09	1,48	2,22	0,50	0,26	2,0	2,3
04.10.90, 14.30	104	0,11	1,24	3,06	0,30	0,15	2,0	3,0
27.09.90, 10.30	104	0,64	1,16	3,4	0,23	0,19	2,0	3,1
04.09.90, 11.30	105	0,55	1,13	3,46	0,21	0,09	2,6	3,3
17.05.91, 15.30	104	0,25	1,07	3,83	0,13	0,26	2,3	3,3
17.05.91, 14.30	106	0,175	1,25	2,82	0,36	0,20	2,8	3,5
07.05.91, 14.40	110	0,056	2,18	0,93	0,79	0,54	3,6	3,6
19.09.90, 10.00	110	0,073	1,86	1,27	0,71	0,45	3,3	3,3
28.09.90, 10.10	105	0,137	1,31	2,32	0,48	0,31	2,5	3,3
04.10.90, 13.00	100	0,243	1,23	2,95	0,34	0,19	2,2	3,0
09.10.91, 13.00	110	0,118	1,52	1,92	0,57	0,35	3,2	3,2
09.10.91, 14.30	110	0,335	1,88	1,27	0,72	0,47	2,9	3,2
22.11.90, 14.50	100	0,164	1,33	2,81	0,44	0,25	2,1	2,1

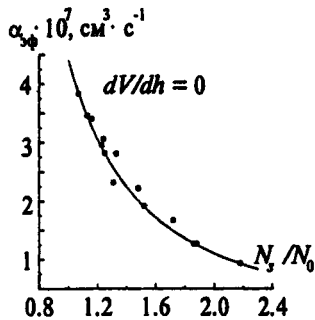


Рис. 23. Зависимость эффективного коэффициента рекомбинации от интенсивности спорадического слоя E

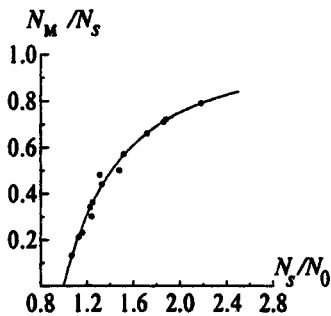


Рис. 24. Зависимость относительного содержания металлических ионов в максимуме спорадического слоя E от его интенсивности

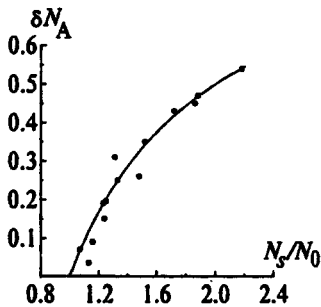


Рис. 25. Зависимость относительных изменений атмосферных ионов от интенсивности спорадического слоя E

Анализируя результаты расчетов, можно предположить, что те спорадические слои, для которых высоты образования практически совпали с высотой обращения в нуль вертикальной скорости, могли образоваться в результате сгонки заряженных частиц под действием ветрового сдвига, который, в свою очередь, может быть обусловлен неоднородностью горизонтального ветра по высоте или распространением ВГВ. Приведем некоторые оценки.

Вклад в вертикальный перенос горизонтального дрейфа плазмы легко оценить (см. [2]). В разд. 1.3.2 приведены оценки вертикальной скорости за счет влияния этого фактора, которые показали, что выше 100 км вертикальные движения плазмы во многом определяются горизонтальными движениями нейтральной компоненты. Если для образования E_s в рамках теории ветрового сдвига требуются значения $\partial V_x / \partial x \sim 10^{-2} \text{с}^{-1}$ [54], то легко получить, что для $h \sim 100$ км такой сдвиг будет соответствовать величине $\partial V / \partial z \sim 10^{-4} \text{с}^{-1}$.

Сопоставим для первых шести сеансов измеренные методом ВЗ значения N_s электронной концентрации в максимуме слоя E_s и рассчитанные по соотношениям, полученным в рамках теории ветрового сдвига [54]. Согласно последней,

$$N_s = N_M = N_{M0} \sqrt{2\pi\delta}, \quad (55)$$

где $\delta = \beta_i V_0 \tilde{\lambda} / 2\pi D$ — известный в теории ветрового сдвига параметр в применении к периодически зависящей от высоты ветровой структуре, $\beta_i = \omega_{H_i} / \nu_i$, D — коэффициент амбиполярной диффузии на высоте E_s слоя. Принимая на высоте ~ 100 км значение $D \simeq 1,2 \cdot 10^5 \text{см}^2 \text{с}^{-1}$ и задавая значение концентрации металлических ионов в максимуме E_s , как $N_{M0} \sim 10^4 \text{см}^{-3}$, получаем, что рассчитанные по монограммам ВЗ и формуле (55) значения N_s отличаются не более, чем на 20 %.

Сдвиг по высоте зональной компоненты скорости, даваемый ВГВ, получается из приближенного дисперсионного соотношения [53] $k_{rz}^2 V_z / k_{rx} \approx |\partial V_x / \partial z|$, где ось x направлена вдоль волнового вектора \vec{k}_r гравитационной волны. Используя для k_{rz} , k_{rx} и V_z правдоподобные значения $k_{rx} = 3 \cdot 10^{-7} \text{см}^{-1}$, $k_{rz} = 3 \cdot 10^{-6} \text{см}^{-1}$ и $V_z = 10$ м/с, получим $\partial V_x / \partial z \simeq 3 \cdot 10^{-2} \text{с}^{-1}$. В рамках теории ветрового сдвига для образования E_s требуются ветровые сдвиги порядка 10^{-2}с^{-1} [54]. Таким образом, достаточно интенсивные ВГВ с вертикальной компонентой скорости в несколько метров в секунду могут создать необходимый для образования спорадического слоя E_s сдвиг вертикальной скорости движения плазмы по высоте.

Исследование неоднородной структуры ионосферы с высоким пространственным разрешением [9]. Приведенные выше результаты исследований получены с техническим высотным разрешением 5—7 км, которое в дальнейшем было улучшено до 1,2 км. Как будет видно из дальнейшего, такое высотное разрешение позволяет получить интересные сведения о неоднородной структуре ионосферы, и в частности о спорадических слоях.

Для каждого сеанса анализировались средние высотные профили $\tau(h)$ и $V(h)$. Так, на рис. 26 представлены высотные профили времени релаксации $\tau(h)$ и скорости вертикального движения $V(h)$ для трех сеансов 15.08.96. Приведенные примеры $\tau(h)$ характеризуются участком экспоненциального убывания τ с ростом высоты в интервале ~ 100 —120 км, что свидетельствует о диффузионном механизме релаксации неоднородностей. На высоте ~ 100 км в высотном профиле τ можно видеть излом. Уменьшение τ ниже высоты излома обусловлено турбулентностью, разрушающей периодическую структуру быстрее, чем амбиполярная диффузия. При этом очевидно, что высота излома соответствует турбопаузе — высоте, на которой турбулентное перемешивание атмосферы сменяется диффузионным разделением газов. Отметим, что высота излома τ несколько увеличивается в течение дня (от 10 ч к 12 ч) и одновременно происходит уменьшение $\tau(h)$ ниже 100 км. Эти факты свидетельствуют о некотором увеличении интенсивности турбулентности к полудню.

Кроме того, оказалось, что на высотах более 100 км некоторые профили $\tau(h)$ имеют локальные максимумы. Пример такого профиля для сеанса 15.08.96 (12.07) показан на рис. 27. Здесь прямой линией изображена высотная зависимость τ , которая наблюдалась бы в случае чисто диффузионного механизма релаксации. На фоне этой линии отчетливо виден локальный максимум τ на высоте 104 км. Анализ результатов измерений показал, что такие локальные максимумы сопровождаются увеличением дисперсии амплитуды рассеянного сигнала. По нашему мнению, эти максимумы могут быть обусловлены влиянием спорадических слоев, которые в летнее время наблюдаются очень часто. Действительно, в области E высотная зависимость времени релаксации $\tau(h)$ определяется амбиполярной диффузией (см. разд. 1.1). Превышение электронной концентрации в E , над фоновой приводит к уменьшению показателя преломления, увеличению длины волны в слое и увеличению $\tau(h)$, причем

$$\Delta\tau/\tau = \Delta\epsilon/\epsilon. \quad (56)$$

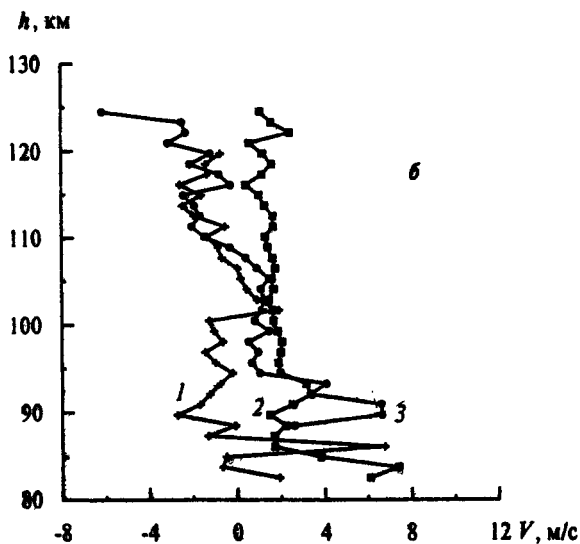
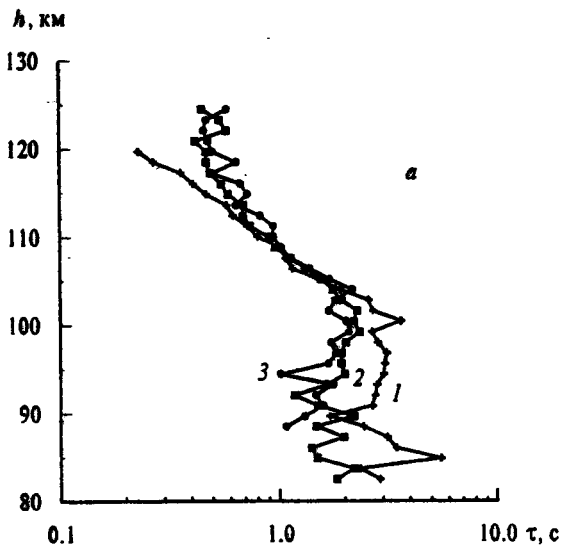


Рис. 26. Высотные профили времени релаксации ИПН (а) и скорости вертикального движения (б) для трех двадцатиминутных сеансов измерений 15.08.96 с высотным разрешением 1,2 км. Кривая 1 соответствует сеансу 9.55, 2 — сеансу 11.42, 3 — сеансу 12.07

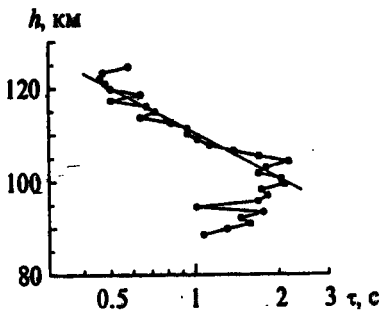


Рис. 27. Высотный профиль временной релаксации ИПН для сеанса измерений 15.08.96 ($t=12.07$). Прямая линия соответствует диффузионному механизму релаксации

Одновременно с этим увеличивается коэффициент отражения от неоднородностей, так как он пропорционален фоновой электронной концентрации, которой в данном случае является концентрация в слое E_s .

Другой причиной изменения τ в присутствии E_s могут быть металлические ионы. Наибольшее влияние на высотную зависимость $\tau(h)$ могли бы оказать ионы железа с атомной массой 56, но их относительная доля в E_s невелика. Атомные массы других наиболее распространенных ионов магния и кремния (24 и 28 соответственно) близки к средней молекулярной массе атмосферных ионов (~ 29), поэтому их присутствие в E_s не должно сильно влиять на время релаксации ИПН.

Для примера рассмотрим сеанс в 9.55, когда на высоте 104 км наблюдался локальный максимум. Значение τ в нем составило 2,3 с, что больше фонового для этой высоты на 35%. Используя соотношение (56) и выражение для ϵ в квазипродольном приближении, легко получить выражение

$$\frac{f_{0s} - f_0}{f_0} = \frac{\Delta\tau}{2\tau} \left[\frac{f(f - f_L)}{f_0^2} - 1 \right],$$

где f_{0s} и f_0 — плазменные частоты в E_s и у его основания, f_L — продольная компонента гирочастоты. Подстановка в эту формулу значений $f = 4,7$; $f_0 = 3,3$; $f_L = 1,3$ МГц и $\Delta\tau/\tau = 0,35$ приводит к значению $\Delta f_{0s} = 0,08$, т. е. плазменная частота в E_s выше фоновой на 8%. Таким образом, регистрация высотной зависимости $\tau(h)$ является хорошим инструментом для изучения спорадических слоев.

1.3.5 Волновые движения в нижней ионосфере

Измерения электронной концентрации, скорости вертикального движения плазмы, среднеквадратичной скорости турбулентных движений, температуры и плотности атмосферы с исполь-

зованием ИПН показали, что временные вариации этих параметров во многом обусловлены постоянно существующими в нижней ионосфере волновыми процессами различной природы, в том числе ВГВ и приливами [2—4, 6, 42, 46, 84, 100]. На рис. 28 приведен пример комплексной диагностики ионосферных параметров по результатам измерений 27.02.91 на разных высотах. Хорошо видны волнообразные изменения во временных вариациях V , T , ρ , V_i . То же самое в изолиниях N и τ можно видеть на рис. 13, 19.

ВГВ и вертикальный перенос. Как упоминалось выше, наиболее чувствительны к влиянию волновых движений скорости вертикального движения плазмы, поэтому вначале остановимся на анализе динамических и спектральных характеристик V . Для их получения использовались результаты достаточно продолжительных непрерывных измерений (до 6—7 ч ежедневно).

Колебания V различных периодов на всех высотах отчетливо видны на рис. 6, где в качестве примера приведены временные вариации усредненных за минуту значений V для двух дней измерений — 27.02.91 и 15.03.91, а также на рис. 29, где показаны изолинии вертикальной скорости для тех же дней и для 6.12.91.

С ростом высоты волновые движения крупных масштабов проявляются более ярко. Как правило, модуль V растет с высотой. Более сложный характер вариаций V наблюдается вблизи местного полудня в интервале 12—14 ч. Кривые временных вариаций $V(t)$ сближаются, разность значений V на соседних высотах существенно уменьшается. Так, 27.02.91 эта разность для высот 117 и 97 км в 10—11 ч составила ≈ 9 м/с, причем направление скорости менялось с высотой от положительного на нижних высотах до отрицательного на верхних. К 14 ч вертикальные скорости на всех высотах имели значения, близкие к нулевым. Подобная картина почти всегда наблюдалась и в другие дни продолжительных измерений, а именно 1.10.90, 15.03.91 и 6.12.91, но в последнем случае движения с периодом в несколько часов имели существенно меньшую амплитуду. После 14 ч характер высотного распределения V в целом восстанавливался. На рис. 29 хорошо видна волновая структура временных вариаций V на всех высотах.

Во временных вариациях V и τ практически всегда имеет место запаздывание фазы волновых колебаний на меньших высотах (см., например, рис. 19, 29), которое соответствует направленной сверху вниз вертикальной компоненте фазовой скорости порядка 60—100 м/с, практически не зависящей от периода волны.

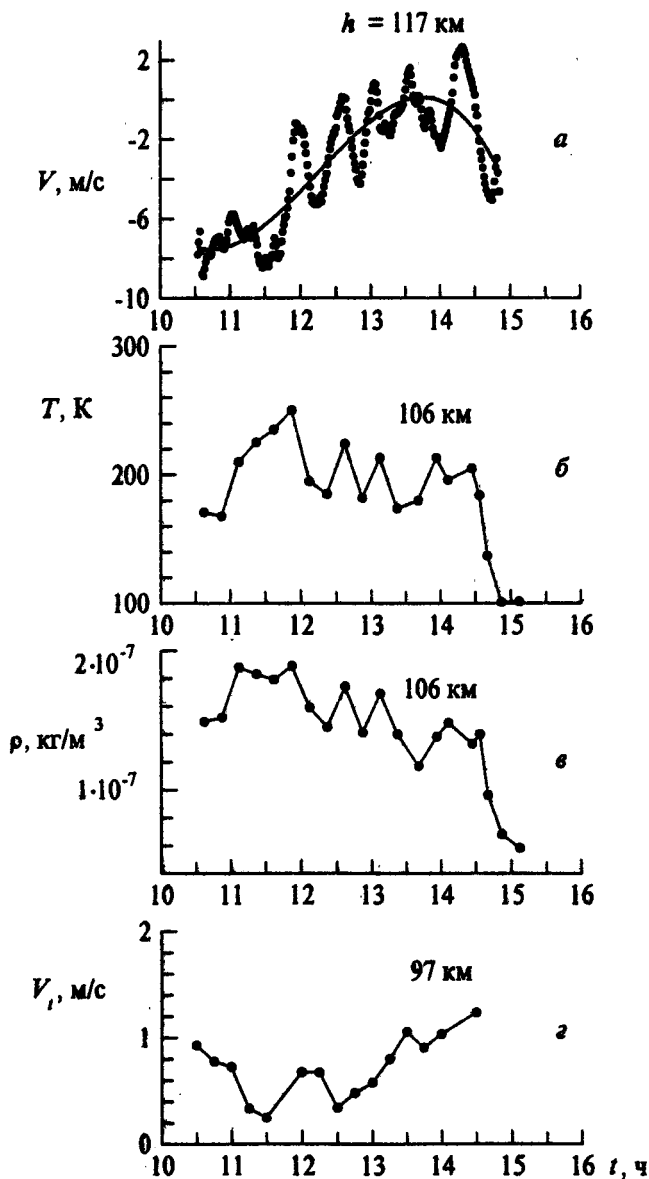


Рис. 28. Пример комплексной диагностики ионосферных параметров на разных высотах 27.02.91

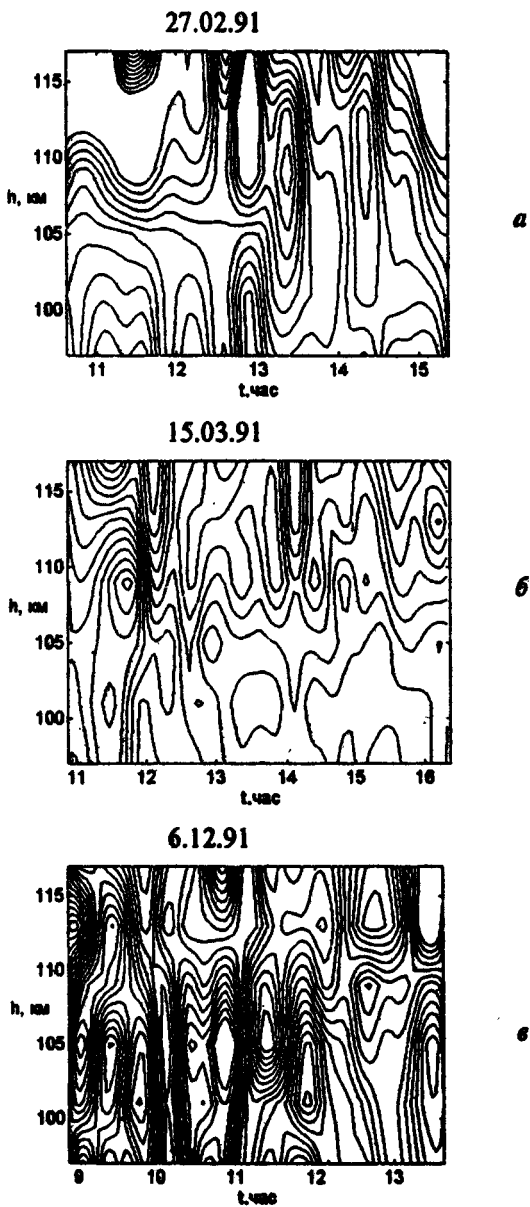


Рис. 29. Картина изолиний вертикальной скорости 27.02.91 (а), 15.03.91 (б) и 6.12.91 (в)

Вертикальные длины волн, определенные по высотным профилям V , находятся в интервале от 3—5 до 30—40 км. На рис. 30 приведены результаты полиномиального сглаживания временных зависимостей $V(t)$ в разные дни наблюдений на шести высотах. Такой подход позволяет сосредоточить внимание лишь на волнах больших периодов и проследить изменение характера таких движений с высотой. Если полагать, что определяющий вклад в вариации V вносят волновые движения, то из рис. 30 можно сделать вывод о том, что амплитуды волн с относительно большими периодами существенно растут с высотой. Так,

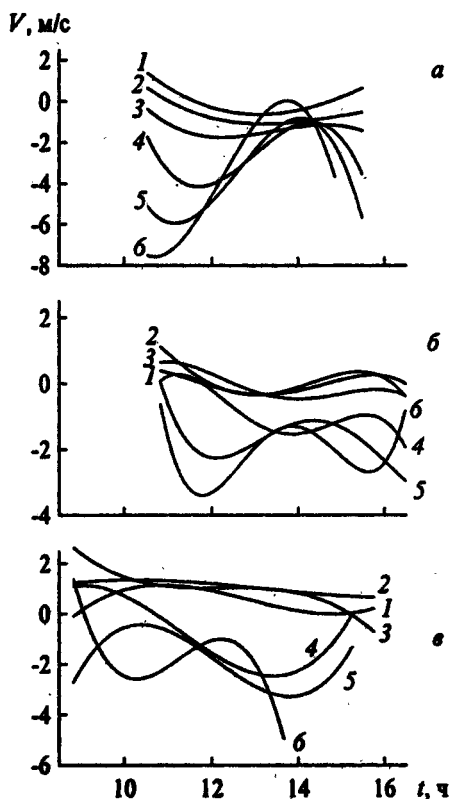


Рис. 30. Результаты полиномиального сглаживания минутных значений вертикальной скорости в различные дни наблюдений: 27.02.91 (а), 15.03.91 (б), 6.12.91 (в). Нумерация кривых соответствует рис. 31

например, 27.02.91 (рис. 30, а) амплитуда волны с периодом около 6 ч при изменении высоты со 109 км до 117 км увеличилась почти втрое. Кроме того, на рис. 30 (б, в) видна трансформация волны во вторую гармонику с увеличением (в среднем) амплитуды последней с ростом высоты.

Спектральный анализ позволяет выделить преобладающие частоты (периоды), вносящие основной вклад в динамику V . Спектральная плотность мощности вертикальной скорости $S_V(v)$ рассчитывалась методом БПФ по временной реализации $V(t)$ стандартным образом [71] и сглаживалась с помощью спектрального окна Ханна. Для определения показателя степенного спектра на участках со степенной зависимостью использовался метод линейной регрессии [71]. Примеры спектров для шести высот в интервале 89—114 км по данным измерений 15.03.91 приведены на рис. 31. Спектры V , рассчитанные для остальных дней, имеют похожий вид.

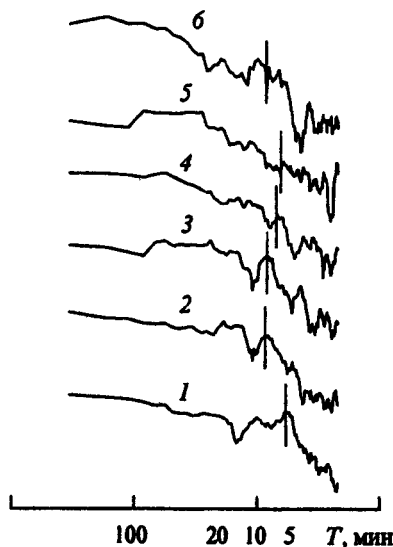


Рис. 31. Спектральная плотность мощности вертикальной скорости для шести высот 15.03.91. Кривые пронумерованы, начиная с высоты 89 км (кривая 1) до высоты 114 км (6) с шагом 5 км. Вертикальным отрезком показано значение периода T_* , при котором происходит обрыв спектра

Можно отметить следующие особенности спектров вертикальной скорости. Как правило, функция $S_V(\nu)$ содержит два участка, на каждом из которых спектральная плотность может быть аппроксимирована степенным законом $S_V(\nu) \propto \nu^{-p}$ с показателем $p_1 \approx 0,5 - 1,0$ при $\nu > 0$ до некоторой частоты ν_* и показателем $p \approx 2,2 - 4,7$ при $\nu > \nu_*$. Период T_* , соответствующий частоте ν_* , показан на рис. 31 вертикальным отрезком. Приведенные на рисунке спектры для удобства разнесены по вертикали, поэтому вертикальная ось не изображена.

Спектральный анализ показал, что временные вариации V содержат колебания с периодами от 5—10 мин до нескольких часов. В разные дни достоверно выделены периоды продолжительностью 5—10, 15, 20, 30—40, 60 мин. Кроме того, наблюдаются интенсивные волновые движения с периодами 1,5; 2; 2,5; 3,3 и 4,5 часа. Особенностью спектров $S_V(\nu)$ является резкий "обрыв" спектральной плотности на частотах $\nu > \nu_*$, как правило, хорошо заметный практически на всех высотах. Часто этот обрыв спектра сопровождается значительным увеличением $S_V(\nu)$ вблизи частоты ν_* со стороны меньших значений (кривые 1, 2, 3 на рис. 31). Кроме того, вблизи ν_* может наблюдаться локальный минимум $S_V(\nu)$ (те же кривые).

Сопоставим ν_* с величиной локальной наивысшей частоты обрезания спектра ВГВ, которой, как известно, является частота Брента-Вайсяля [81]:

$$\Omega_B^2 = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{g}{C} \right)^2 \left(\gamma - 1 - \gamma \frac{dH_0}{dz} \right), \quad (57)$$

где $H_0 = \frac{kT}{Mg}$ — высота однородной атмосферы, C — скорость звука, g — ускорение свободного падения, γ — показатель адиабаты для идеального газа. Такое сопоставление проведено в табл. 7.

Таблица 7. Высотная зависимость периода обрезания спектра (T_*) и периода Брента-Вайсяля (T_B)

z, км	T_* , мин	T_B , мин
90	5,5	6,1
100	8	6,1
110	8,2	7,5
120	9	8,4

Значения T_* и T_B оказались близки по величине. Таким образом, величину T_* можно интерпретировать как период, соответствующий

частоте Брента-Вийсяля в спектре ВГВ. Как известно, ВГВ с периодами $T < T_B$ существовать не могут.

Из дисперсионного уравнения для ВГВ следует [81], что равенство $T_* = T_B$ возможно, если пренебречь горизонтальной скоростью нейтрального ветра. В противном случае они отличаются на величину $\Delta T = (V_{гор} - U)/V_{гор}$ [81], где $V_{гор}$ — горизонтальная компонента скорости ВГВ в направлении распространения волны, U — горизонтальная компонента скорости ветра, параллельная $V_{гор}$. При $V_{гор} = U$ $T_B = T_*$ и по разности этих времен можно оценивать U или $V_{гор}$.

Волновые движения в ионосфере оказывают влияние на изменение вертикальной скорости с высотой. Ранее отмечалось, что выше 90 км значения V в среднем росли с высотой. Однако в течение дня картина могла существенно меняться. Так, в частности для приведенного ранее примера измерений 27.02.91 высотный профиль $V(h)$ значительно изменялся с течением времени. На рис. 32 последовательно изображены усредненные за каждый час высотные профили V (возрастание номера соответствует увеличению времени). Хорошо видна трансформация профиля $V(h)$ в околополуденные часы. Если исходить из волновой природы изменений V , то подобная трансформация вертикального профиля скорости могла быть обусловлена прохождением ВГВ с масштабом по вертикали 10—25 км.

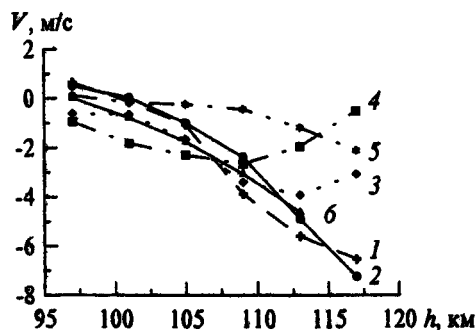


Рис. 32. Динамика усредненных за час профилей вертикальной скорости с 9 до 15 ч 27.02.91; кривая 1 отвечает усреднению с 9 до 10 ч, остальные кривые — последующим часовым интервалам

Динамика профилей электронной концентрации. Спорадические слои. При анализе динамики $N(h)$ -профилей электронной концентрации возникает два вопроса. Первый связан с идентификацией наблюдаемых явлений, а второй — с их физической природой. Методом ВЗ ионосферы давно было отмечено появление дополнительного слоя выше максимума регулярного E -слоя. Он получил название слоя E_2 . Однако с помощью ВЗ можно наблюдать дополнительные слои лишь с достаточно высокой концентрацией электронов, т. е. когда $f_0 E_2 > f_0 E$. В настоящее время дополнительные слои чаще отождествляют с развивающимися спорадическими слоями E_{ss} (*sequential sporadic layers*). Это связано с гипотезой о появлении слоев в результате распространения ВГВ. В частности, в работах [65, 82, 83] на основе ионосферных наблюдений и измерений зональной и меридиональной компонент скорости ветра (и некоторых других параметров) дана следующая картина последовательно происходящих явлений в большом высотном интервале в возмущенные дни: сначала наблюдаются перемещающиеся ионосферные возмущения (ПИВ) в F -слое, затем слои E_{ss} в межслоевой E — F -впадине и, наконец, "классические" E_s ниже максимума E -слоя.

В настоящее время ПИВ отождествляют с ВГВ, проходящими через области E и F ионосферы [53, 82]. Они вызывают возмущения электронной концентрации и, как следствие, появление дополнительных треков на ионограммах, а на последовательно снятых ионограммах — появление волнообразных изменений критической частоты и высоты максимума слоя F_2 . При этом величина относительных изменений электронной концентрации N может достигать $10^{-3} - 10^{-1}$ [53]. В некоторых экспериментах зафиксировано появление слоя E_s или увеличение его интенсивности при прохождении ПИВ. Возникновение E_s при прохождении волновых возмущений связано с перераспределением плазмы в пространстве при движении нейтральных частиц в геомагнитном поле [53].

Рассмотрим с этой точки зрения результаты измерений N , показанные на рис. 13. Картина изолиний электронной концентрации является типичной для случая прохождения перемещающихся возмущений [53, 82]. На рисунке, в частности, хорошо видны волновые изменения электронной концентрации 17.12.91 с периодами $T = 15-30$ мин, особенно заметные с 10.30 до 12.00 LT в высотном интервале 100—160 км и с 14.00 до 15.30 LT в интервале высот 110—180 км. К сожалению, неизвестно, наблюдались ли ПИВ реально в дни измерений, так как ионограммы ВЗ снимались лишь один раз в 15 мин. Если все-таки предположить, что

характер изолиний N определялся прохождением ВГВ, то можно констатировать, что волны имели достаточно высокие фазовые скорости. Их оценки можно сделать из непосредственных измерений скоростей вертикальных движений (см. разд. 1.3.2 и работу [4]). В частности, фазовые скорости волн с периодом 30 мин оказались равными 60—100 м/с, а вертикальные длины волн, определенные из вертикальных профилей $V(h)$, составили 5—30 км.

Б. Н. Гершманом и Г. И. Григорьевым [53] получены выражения для возмущений электронной концентрации в ионосфере при распространении ВГВ. При типичных для E -слоя предположениях для средних широт значения $\Delta N/N$ можно оценить следующим образом:

$$\Delta N/N \simeq \frac{V}{Dk_z}, \quad (58)$$

где D — коэффициент амбиполярной диффузии, а k_z — проекция волнового вектора на ось z . Для высот 120—130 км значение $\Delta N/N$ составило в среднем $8 \cdot 10^{-2}$, а толщина слоя — 15 км [42]. Воспользовавшись выражением (58), можно оценить значение скорости V , необходимое для формирования таких возмущений. Полагая для $h = 120$ км $D = 3 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{с}$, а для $h = 130$ км $D = 1,6 \cdot 10^7 \text{ см}^2/\text{с}$, получим значения V около 1 м/с для 120 км и порядка 5 м/с для 130 км. Из результатов измерений скоростей вертикальных движений [4] следует, что такие значения V реально наблюдаются на данных высотах.

Таким образом, динамика $N(h)$ -профилей оказывается тесно связанной с волновыми процессами в нижней термосфере, и появление дополнительных слоев в долине может быть объяснено распространением внутренних гравитационных волн.

Турбулентность и волновые движения. Волновые движения проявляются также и в динамике турбулентной скорости. Они хорошо видны на рис. 19, 28. Зависимость $\tau(t)$ имеет явно колебательный характер, наиболее выраженный на высотах ниже турбопаузы, где преобладает турбулентная диффузия. Отсюда следует, что турбулентность на высотах ниже 105 км во многом определяется волновыми процессами.

Одна из причин возникновения турбулентности — возбуждение ее ВГВ. Взаимодействие между этими процессами можно выявить, используя результаты одновременных измерений вертикальных и турбулентных скоростей. Из совместного анализа результатов следует, что мгновенные значения вертикальной скорости V также подвержены быстрым вариациям, которые имеют характерный период около 1 мин

и слабо коррелированы с вариациями τ . Так, например, по данным 27.02.91 коэффициент корреляции между τ и V , как правило, мал ($\sim 0,2$), и лишь на высоте 105 км он становится значительным ($\sim 0,7$). Последнее может свидетельствовать о "забросе" областей с развитой турбулентностью на большие высоты крупномасштабными вертикальными движениями. В отдельные дни (например, 9.10.91) имела место высокая корреляция временных вариаций вертикальной и турбулентной скоростей с коэффициентом корреляции 0,9.

Вариации атмосферных параметров в E -области ионосферы. Распространение ВГВ должно вызывать также вариации таких атмосферных параметров, как температура и плотность.

На рис. 33 представлены результаты измерений T и ρ за 1.10.90 и 6.12.91. Измерения продолжались более 4 ч на высоте 102 км в первый день и около 6 ч на высоте 104 км во второй. Ошибки измерений T не превышали 10%. При определении $T(t)$ и $\rho(t)$ использовалось пятиминутное усреднение времен релаксации ИПН и профиль электронной концентрации, взятый из модели [61].

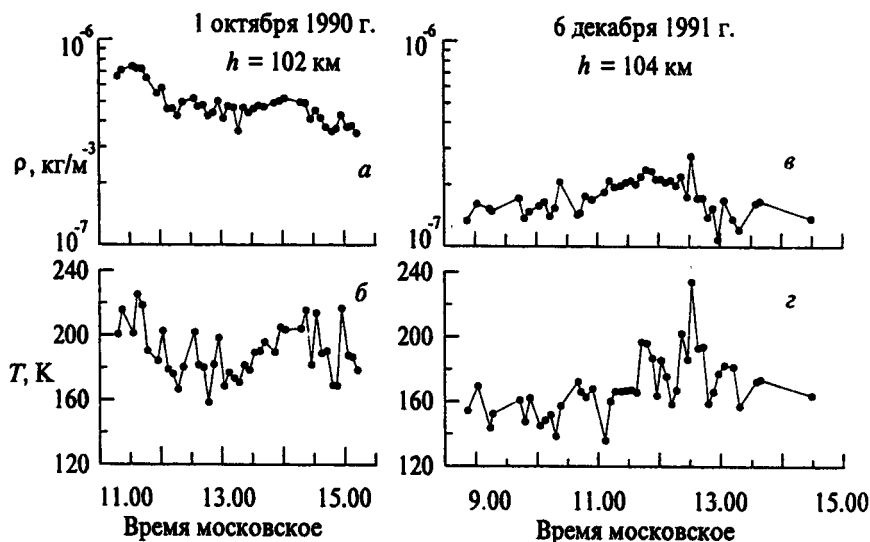


Рис. 33. Вариации температуры и плотности 1.10.90 (а, б) и 6.12.91 (в, г)

На рис. 33 видны вариации температуры и плотности с периодами от 15—30 мин до двух и более часов. В измерениях 1.10.90 (рис. 33, а, б) средняя температура изменялась от ~ 170 К до ~ 200 К, средняя плотность была равна $(4 - 5,5) \cdot 10^{-7}$ кг/м³, а вариации температуры и плотности составляли $\Delta T/T \simeq 0,1 - 0,2$; $\Delta \rho/\rho \simeq 0,2 - 0,3$. В измерениях 6.12.91 (рис. 33, в, г) средняя температура изменялась от ~ 150 К до ~ 180 К и средняя плотность — от $\sim (4 - 6) \cdot 10^{-7}$ кг/м³ до $\sim (1 - 1,2) \cdot 10^{-6}$ кг/м³. Вариации температуры и плотности в этот день были близки к наблюдавшимся 1.10.90.

Следуя Хайнсу [81], можно оценить изменение температуры атмосферы под действием ВГВ. Для адиабатического процесса

$$\frac{\Delta T}{T} \simeq \frac{(\gamma - 1)U}{C}, \quad (59)$$

где $\gamma = c_p/c_v$ — отношение удельных теплоемкостей, U — горизонтальная составляющая скорости ветра. При значениях $U \sim 100 - 150$ м/с величина $\Delta T/T$ достигает 0,1—0,2 и соответствующие изменения температуры равны 20—40 К. Эти величины близки к наблюдавшимся в эксперименте.

2 Искусственные периодические неоднородности на высотах области D

2.1 Формирование ИПН на высотах области D

На высотах области D ИПН могут формироваться за счет процессов, характерных для области E . Однако из-за значительной плотности атмосферы характерные времена диффузионного перераспределения плазмы τ_d в области D становятся большими. Так, на высоте 70 км $\tau_d = (K^2 D)^{-1} \simeq 140$ с для неоднородностей с пространственным периодом ~ 25 м. Такого же порядка на этих высотах и времена установления рекомбинационного равновесия $\tau_r = (2\alpha N)^{-1}$. Вследствие динамических воздействий на ионосферу фаза отраженной от нее радиоволны в обычных условиях существенно изменяется

за время, значительно меньше указанного выше. В результате стоячая волна относительно быстро перемещается по высоте, не успевая создавать периодические неоднородности за счет двух вышеупомянутых механизмов. Другим, не менее существенным фактором, препятствующим образованию неоднородностей за счет медленных процессов в интересующей нас области высот, является турбулентность атмосферы. Однако в области D наряду с упомянутыми действует быстрый механизм образования ИПН, обусловленный температурной зависимостью коэффициента прилипания электронов к молекулам кислорода при тройных соударениях. В частности, при повышении температуры электронов коэффициент прилипания растет, что приводит к понижению электронной концентрации в пучностях стоячей радиоволны и соответствующему росту концентрации отрицательных ионов. Характерное время этого процесса, как показывают оценки и прямые измерения, составляет 0,1—1 с. Поэтому динамические явления и турбулентность не мешают образованию ИПН за счет процессов прилипания.

Рассмотрим образование неоднородностей на основе локального фотохимического равновесия, не учитывая процессы переноса, которые не существенны на малых временах. Отметим, что детальная фотохимическая схема взаимодействий между компонентами плазмы в нижней части области D окончательно не разработана. Известные схемы, содержащие десятки компонент и около сотни реакций их преобразования (см., например, [113]), сложны для анализа. Для интерпретации интересующих нас эмпирических закономерностей воспользуемся упрощенной схемой, изображенной на рис. 34. Эта схема включает электроны N ,

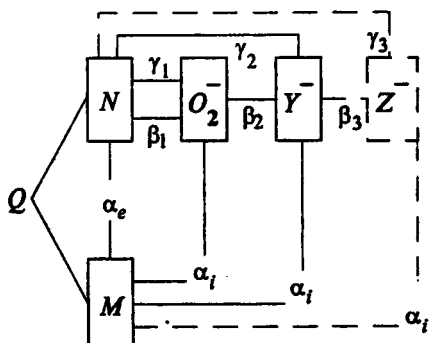


Рис. 34. Схема преобразования заряженных частиц в нижней области D

положительные ионы M^+ , отрицательные ионы трех видов O_2^- , Y^- и Z^- , скорость образования электронов и положительных ионов Q , ско-

рости образования отрицательных ионов $\beta_1, \beta_2, \beta_3$, скорости отлипания электронов от соответствующих отрицательных ионов $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$, коэффициенты электронной и ион-ионной рекомбинации α_e и α_i . Заметим, что эта схема в основном соответствует схеме, предложенной Митрой [104]. Ей отвечает следующая система дифференциальных уравнений для концентрации заряженных частиц:

$$\frac{dN}{dt} = Q - \alpha NM^+ - \beta_1 N + \gamma_1 O_2^- + \gamma_2 Y^- + \gamma_3 Z^-, \quad (60)$$

$$\frac{dM^+}{dt} = Q - \alpha NM^+ - \alpha_i M^+ (O_2^- + Y^- + Z^-), \quad (61)$$

$$\frac{dO_2^-}{dt} = \beta_1 N - (\beta_2 + \gamma_1 + \alpha_i M^+) O_2^-, \quad (62)$$

$$\frac{dY^-}{dt} = \beta_2 O_2^- - (\beta_3 + \gamma_2 + \alpha_i M^+) Y^-, \quad (63)$$

$$\frac{dZ^-}{dt} = \beta_3 Y^- - (\gamma_3 + \alpha_i M^+) Z^-. \quad (64)$$

Заметим, что уравнения в системе (60)–(64) зависимы, поскольку концентрации компонент связаны условием квазинейтральности плазмы

$$M^+ = N(1 + \lambda), \quad \lambda = (O_2^- + Y^- + Z^-)/N,$$

где λ — относительная концентрация отрицательных ионов. Это обстоятельство позволяет отбросить одно из уравнений системы и выразить концентрацию соответствующей компоненты через другие. Рассматривая малые возмущения концентрации компонент, можно линеаризовать уравнения и получить систему линейных дифференциальных уравнений с постоянными коэффициентами. Решение такой системы имеет вид (см., например, [64])

$$R_i(t) = \sum_{k=1}^4 A_{i,k} \exp(-a_k t), \quad (65)$$

где $R_i(t)$ — возмущение концентрации i -й компоненты, a_k и $A_{i,k}$ — некоторые константы. Для нахождения констант a_k необходимо решить характеристическое уравнение четвертой степени, что в общем случае является непростой задачей. Поэтому будем анализировать эту систему постепенно, отбрасывая отдельные уравнения или заменяя несколько уравнений одним. Заметим также, что такая процедура позволяет лучше понять физическую картину процессов.

2.1.1 Модель с одним отрицательным ионом

Рассмотрим сначала упрощенную схему с одним отрицательным ионом, которая использовалась для интерпретации экспериментальных результатов первых исследований D -области с помощью ИПН [27]. Формально такую схему можно получить двумя путями: либо отбросить уравнения (60)—(64), считая, что существует только один отрицательный ион O_2^- , либо сложить три последних уравнения (62)—(64) и, введя обозначения $M^- = O_2^- + Y^- + Z^-$, $\gamma = (\gamma_1 O_2^- + \gamma_2 Y^- + \gamma_3 Z^-)/M^-$, получить

$$\frac{dM^-}{dt} = \beta_1 N - (\gamma + \alpha_i M^+) M^-.$$

В последнем случае совокупность отрицательных ионов рассматривается как некий эффективный ион M^- , скорость образования которого равна скорости прилипания электронов к молекулярному кислороду β_1 , а отлипание от этого иона характеризуется эффективным коэффициентом γ . При таком подходе надо всегда иметь в виду, что он правомерен только в случае, когда в рассматриваемых процессах относительные концентрации отрицательных ионов можно считать неизменными, так как в противном случае γ не является постоянным коэффициентом³.

После указанных преобразований получим систему трех уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dt} &= Q - \alpha N M^+ - \beta_1 N + \gamma M^-, \\ \frac{dM^+}{dt} &= Q - \alpha N M^+ - \alpha_i M^+ M^-, \\ \frac{dM^-}{dt} &= \beta_1 N - (\gamma + \alpha_i M^+) M^-. \end{aligned}$$

Эта система давно известна (см., например, [1]). В равновесных условиях она имеет решение:

$$N_0 = \sqrt{\frac{Q}{\alpha_{\text{эф}}(1 + \lambda)}}; \quad M_0 = \sqrt{\frac{Q(1 + \lambda)}{\alpha_{\text{эф}}}}; \quad M_0^- = \lambda \sqrt{\frac{Q}{\alpha_{\text{эф}}(1 + \lambda)}},$$

³ Заметим, что подобную процедуру можно проделать для схемы с любым количеством отрицательных ионов при условии, что существует один первичный отрицательный ион (в нашем случае O_2^-), а все остальные отрицательные ионы образуются из него. Именно такие схемы рассматриваются в литературе применительно к области D .

где $\alpha_{\text{эф}} = \alpha + \lambda\alpha_i$ — эффективный коэффициент рекомбинации, $\lambda = M^-/N = \beta_1/(\gamma + \alpha_i M)$. В дневной ионосфере почти всегда выполняется условие $\gamma \gg \alpha_i M$, поэтому величиной $\alpha_i M$ можно пренебречь и считать $\lambda = \beta_1/\gamma$. В работе [40] получено и подробно проанализировано решение этой системы при нагреве электронной компоненты мощной радиоволной. Физически и математически понятный вывод этой работы состоит в том, что возмущение электронной концентрации происходит с двумя характерными временами:

$$\tau_1 = a_1^{-1} \simeq (\beta_1 + \gamma)^{-1} \quad \text{и} \quad \tau_2 = a_2^{-1} \simeq (\alpha_{\text{эф}} N_0)^{-1}.$$

Первое, обусловленное процессами прилипания и отлипания, не превышает одной секунды, второе, связанное с процессом рекомбинации, измеряется минутами. Отличие характерных времен этих процессов на два порядка позволяет рассматривать их практически независимо. Амплитуды возмущений для соответствующих составляющих $n = N - N_0$ при изменениях $\Delta\beta_1$ и $-\Delta\alpha_{\text{эф}}$ согласно [40] равны:

$$n_1 \simeq \frac{-N_0 \Delta\beta_1 \lambda}{\beta_1(1 + \lambda)}; \quad n_2 \simeq \frac{N_0}{2} \left[\frac{\Delta\alpha_{\text{эф}}}{\alpha_{\text{эф}}} + \frac{\Delta\beta_1 \lambda}{\beta_1(1 + \lambda)} \frac{\alpha_e - \alpha_i}{\alpha_{\text{эф}}} \right]. \quad (66)$$

Как видно из выражений (66), амплитуды обоих возмущений сопоставимы по величине и противоположны по знаку, т. е. быстрый процесс, вызванный увеличением коэффициента прилипания электронов, приводит к уменьшению их концентрации, а медленный процесс, связанный с уменьшением коэффициента рекомбинации, увеличивает концентрацию. Этот вывод был получен ранее на основе численных расчетов в работе [112]. Измеряемое на опыте время релаксации неоднородностей τ , очевидно, соответствует τ_1 . Кажется бы, решение (66) позволяет интерпретировать экспериментальные данные и находить λ . Действительно, время релаксации находится из эксперимента, величина β_1 легко рассчитывается по модели нейтральной атмосферы (см. разд. 2.2.), после чего γ и λ определяются формулами

$$\gamma(h) = \tau_1^{-1}(h) - \beta_1(h); \quad \lambda(h) = \beta_1(h)/\gamma(h). \quad (67)$$

Такой подход (пример его можно найти в работе [40]) приводит к получению весьма низких значений λ , не соответствующих ракетным измерениям. Формальной причиной этого является нарушение допущений, использованных в модели, в частности, предположения о неизменности относительных концентраций отрицательных ионов, поэтому она приводит к неверным результатам. В силу этого следует принять, что

отрицательный ион — это O_2^- , а не эффективный ион, замещающий все отрицательные ионы.

2.1.2 Модель с двумя отрицательными ионами

Для уточнения модели введем в рассмотрение второй отрицательный ион Y^- . При этом вполне возможно не учитывать рекомбинационные процессы, как весьма медленные и мало влияющие на изменение концентраций отрицательных ионов. В этом случае уравнения (60)—(63) позволяют в стационарных условиях получить следующие выражения для λ ⁴:

$$\lambda_2 = \frac{O_2^- + Y^-}{N} = \lambda_O(1 + \lambda_Y) = \frac{\beta_1(\beta_2 + \gamma_2)}{\gamma_2(\beta_2 + \gamma_1)}, \quad (68)$$

где $\lambda_O = O_2^-/N = \beta_1/(\beta_2 + \gamma_1)$ и $\lambda_Y = Y^-/O_2^- = \beta_2/\gamma_2$. Для анализа переходных процессов используем уравнения (60) и (62), исключив $Y^- = M^+ - N - O_2^-$, линеаризуем их и получим

$$\frac{dn}{dt} = -(\beta_2 + \gamma_2)n + (\gamma_1 - \gamma_2)m^- - \Delta\beta_1 N_0, \quad (69)$$

$$\frac{dm^-}{dt} = \beta_1 n - (\beta_2 + \gamma_2)m^- + \Delta\beta_1 N_0, \quad (70)$$

где $n = N - N_0$ и $m^- = [O_2^-] - [O_2^-]_0$. Решая эту систему, получаем

$$a_{3,4} = \frac{\beta_1 + \beta_2 + \gamma_1 + \gamma_2}{2} \left[1 \pm \sqrt{1 - 4 \frac{\beta_1(\beta_2 + \gamma_2) + \gamma_2(\beta_2 + \gamma_1)}{(\beta_1 + \beta_2 + \gamma_1 + \gamma_2)^2}} \right]. \quad (71)$$

Заметим, что, если ввести обозначения $\tau_O = (\beta_1 + \gamma_1)^{-1}$ и $\tau_Y = (\beta_2 + \gamma_2)^{-1}$, имеющие смысл времен установления равновесной концентрации соответствующих ионов в отсутствие других процессов, отношение под корнем можно представить в следующем виде:

$$4 \frac{\tau_O \tau_Y}{(\tau_O + \tau_Y)^2} \left[1 - \frac{\beta_2(\gamma_1 - \gamma_2)}{(\beta_1 + \gamma_1)(\beta_2 + \gamma_2)} \right].$$

После этого выражение для $a_{3,4} = \tau_{3,4}^{-1}$ примет вид

$$a_{3,4} = \frac{\tau_O + \tau_Y}{2\tau_O\tau_Y} \left\{ 1 \pm \sqrt{1 - 4 \frac{\tau_O\tau_Y}{(\tau_O + \tau_Y)^2} \left[1 - \frac{\beta_2(\gamma_1 - \gamma_2)}{(\beta_1 + \gamma_1)(\beta_2 + \gamma_2)} \right]} \right\}. \quad (72)$$

⁴ Индексы 2, 3 и 4 введены для отличия двухионной модели от одноионной.

Амплитуды возмущений при этом выражаются формулами

$$n_3 = -\frac{\Delta\beta_1 N_0}{a_3 - a_4} \left(1 - \frac{1}{a_3 \tau_Y}\right); \quad n_4 = -\frac{\Delta\beta_1 N_0}{a_3 - a_4} \left(\frac{1}{a_4 \tau_Y} - 1\right). \quad (73)$$

Для получения более простых выражений сделаем некоторые приближения. В интересующих нас случаях будем считать, что ион Y^- — долгоживущий "стабильный" ион. Тогда очевидно, что $\tau_Y \gg \tau_O$ или $(\beta_1 + \gamma_1) \gg (\beta_2 + \gamma_2)$, и, кроме того, на низких высотах $\beta_1 > \gamma_1$. При этих условиях отношение в квадратных скобках значительно меньше единицы и им можно пренебречь, а квадратный корень можно разложить в ряд и, ограничиваясь двумя членами ряда, получить

$$a_3 = \tau_3^{-1} \simeq \frac{1}{\tau_O} \left[1 + \left(\frac{\tau_O}{\tau_Y}\right)^2\right]; \quad a_4 = \tau_Y^{-1} \simeq \frac{1}{\tau_O + \tau_Y}.$$

Учитывая ранее сделанные предположения и пренебрегая величиной γ_2 по сравнению с $\beta_1 + \beta_2 + \gamma_1$, получим

$$n_3 = n_0 \frac{1 + \lambda_1}{(1 + \lambda_O)(1 + \lambda_Y)}; \quad n_4 = n_0 \frac{\lambda_Y}{(1 + \lambda_O)(1 + \lambda_Y)}; \quad (74)$$

$$m_3^- = m_0 \frac{1 + \lambda_1}{1 + \lambda_O}; \quad m_4^- = -m_0 \frac{\lambda_1 + \lambda_O}{1 + \lambda_O}; \quad (75)$$

$$\text{где } n_0 = -\frac{\Delta\beta_1}{\beta_1} \frac{N_0 \lambda_1}{1 + \lambda_1} \quad \text{и} \quad m_0 = \frac{N_0 \lambda_O}{1 + \lambda_1}.$$

Анализируя выражения (74)—(75), отметим, что и n_3 и n_4 имеют отрицательный знак, а m_3 и m_4 — разные знаки. На основании этого физическую картину установления равновесия (в области высот, где справедливы сделанные допущения) можно представить в следующем виде. При создании стоячей волны в ее пучностях происходит уменьшение электронной концентрации, которое протекает с двумя скоростями. С более высокой скоростью τ_3 идет превращение электронов в ионы O_2^- , концентрация которых растет. С более медленной скоростью τ_4 происходит переход ионов O_2^- в ионы Y^- , при этом концентрация ионов O_2^- падает, а Y^- растет; одновременно с этим идет процесс убывания концентрации электронов, связанный с поддержанием равновесия между N и O_2^- ⁵.

Сопоставляя рассмотренные модели, отметим, что введение второго отрицательного иона Y^- "расщепляет" процесс установления равновесия на два слагаемых с амплитудами n_3 , n_4 и характерными временами

⁵ Аналогичная модель с двумя отрицательными ионами рассмотрена в работе [13], где дополнительно учтена скорость обратного перехода ϵ иона Y^- в O_2^- .

τ_3, τ_4 . При этом $n_3 + n_4 = n_1$, а τ_3 близко к τ_1 и $\tau_4 \simeq \tau_y$. Одновременно увеличивается λ на $\lambda_2 - \lambda_1 \simeq \lambda_0 \lambda_Y$. Эта величина может быть значительной при условии $\gamma_2 \ll \beta_2$, хотя влияние их на τ_3 будет незначительно. Физически такая ситуация вполне понятна. Действительно, долгоживущие ионы Y^- могут иметь большую концентрацию и вносить значительный вклад в λ , в то же время при $\tau_Y \gg \tau_0$ их вклад в скорость процесса установления равновесия между концентрациями электронов и ионов O^- будет ничтожен.

При учете третьего отрицательного иона Z^- λ_3 примет вид

$$\lambda_3 = \lambda_0 [1 + \lambda_Y (1 + \lambda_Z)] = \frac{\beta_1 [\beta_2 (\beta_3 + \gamma_3) + \gamma_3 (\beta_3 + \gamma_2)]}{\gamma_3 (\beta_2 + \gamma_1) (\beta_3 + \gamma_2)},$$

где $\lambda_Y = \beta_2 / (\gamma_2 + \beta_3)$ и $\lambda_Z = \beta_3 / \gamma_3$. Если $\gamma_3 < \gamma_2$, то $\lambda_2 > \lambda_1$, т. е. добавление еще одного долгоживущего иона увеличивает λ , что вполне понятно с физической точки зрения. Очевидно, что добавление иона Z^- приведет к появлению еще одного характерного времени $\tau_3 \simeq (\beta_3 + \gamma_3)^{-1}$. По аналогии с предыдущим можно написать приближенное выражение для всех величин a_i в уравнении (65) в порядке их убывания (возрастания τ):

$$a_1 \simeq \beta_1 + \gamma_1; \quad a_2 \simeq \beta_2 + \gamma_2; \quad a_3 \simeq \beta_3 + \gamma_3; \quad a_4 \simeq 2\alpha_{эф} N_0.$$

Помочь в уточнении величины λ могло бы измерение второго времени релаксации τ_2 . Однако на практике оно, как правило, не наблюдается. Причины этого, по нашему мнению, следующие: во-первых, амплитуда возмущения n_4 меньше, чем n_3 ; во-вторых, нестабильность фазы возмущающей волны и атмосферная турбулентность препятствуют созданию неоднородностей из долгоживущих ионов. Для наблюдения процесса релаксации ИПН из долгоживущих ионов необходимо находить периоды спокойной ионосферы, когда фаза отраженной от ионосферы волны стабильна на временах, больших или равных 10 с, и вести нагрев более длительными циклами.

2.2 Результаты исследований ИПН в области D

Впервые искусственные периодические неоднородности в нижней части области D были зарегистрированы в 1980 г. на нагревной установке "Ястреб", работающей на частоте 5,75 МГц с эквивалентной мощностью ~ 20 МВт [26]. Для регистрации рассеянных

сигналов использовалась установка частичных отражений, работающая на той же частоте. Рассеяние от неоднородностей наблюдалось с высот 55—75 км, а характерное время их жизни было в пределах 0,1—1 с. Подтверждением того, что неоднородности образуются за счет процессов прилипания, служили дополнительные эксперименты на частоте 3,0 МГц, которые дали такие же времена релаксации ⁶, а также сходство теоретических оценок τ с измеренными экспериментально величинами.

2.2.1 Вариации времени релаксации ИПН в D-области ионосферы

Исследования показали, что зависимость $\tau(h)$ претерпевает вариации с разными периодами от десятков секунд до года. Средние зависимости $\tau(h)$ для зимы и лета, взятые из работы [13], представлены на рис. 35, откуда видно, что значения $\tau(h)$ для зимы значительно ниже, чем для лета.

На рис. 36 представлены зависимости $\tau(h)$ для отдельных дней мая и июня 1980—1982 гг.; видно, что эти зависимости практически подобны, но несколько смещены по высоте. Для объяснения этих колебаний в рамках развитых представлений необходимо принять, что на этих высотах наблюдаются колебания плотности, достигающие фактора 60%, если температура постоянна, или 30%, если колебания носят адиабатический характер.

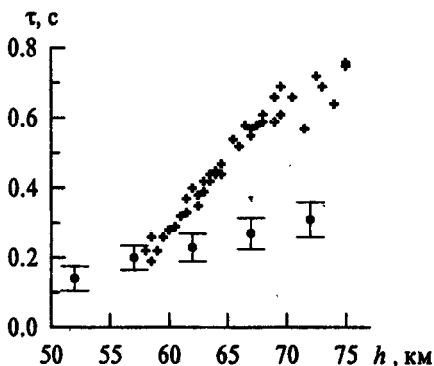


Рис. 35. Высотная зависимость времени релаксации ИПН в D-области ионосферы летом (крестики) и зимой (точки)

⁶ При диффузионных процессах время образования неоднородностей τ должно было возрасти почти в 4 раза.

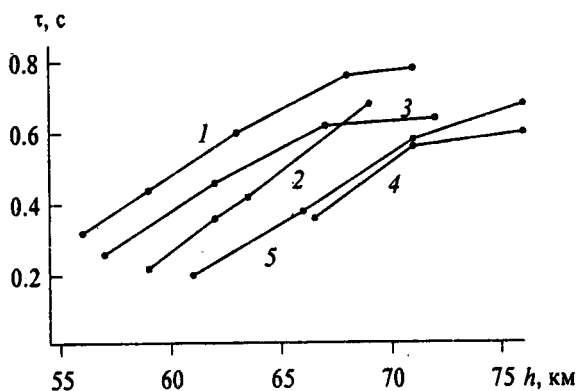


Рис. 36. Высотные зависимости времени релаксации для отдельных дней мая и июня 1980–1982 годов: 1 – 28.05.80, 2 – 12.06.80, 3 – 26.05.81, 4 – 25.05.82, 5 – 25.05.82

Естественно ожидать больших изменений структуры области D в периоды захода и восхода Солнца, когда значительно меняются скорости процессов отлипания электронов от ионов. Такого рода измерения описаны в работе [11], где приведены амплитуды сигнала и $\tau(h)$ в период захода Солнца 22 мая 1980 г. На рис. 37, взятом из этой работы, приведены значения $\tau(h)$ при зенитном угле Солнца $\chi = 89^\circ$ (крестики) и 93° (темные кружки). Как видно из рисунка, при $\chi \approx 93^\circ$ значение τ возрастает в 2–3 раза по отношению к предзаходному уровню, что можно объяснить соответствующим уменьшением γ_1 . Аналогичные явления наблюдались в период частного солнечного затмения с максимальной фазой 0,75, происшедшего 31.07.1981 г. [38, 90]. На рис. 38 приведены результаты измерений на высоте 65 км. Во время максимальной фазы затмения значение τ увеличилось в 1,6 раза, а амплитуда рассеянного сигнала — в 2,8 раза, последнее обусловлено главным образом уменьшением поглощения мощной волны в ионосфере.

Необходимо отметить, что колебания величины τ значительной амплитуды наблюдаются постоянно. Пример таких колебаний на высотах 57, 62, 67 и 72 км приведен на рис. 39 [12]. Как видно из рисунка, амплитуда колебаний растет с высотой. В работе [10] отмечена также корреляция величины τ на высоте 67 км с амплитудой рассеянного сигнала. Наличие таких вариаций должно быть связано с крупномасштаб-

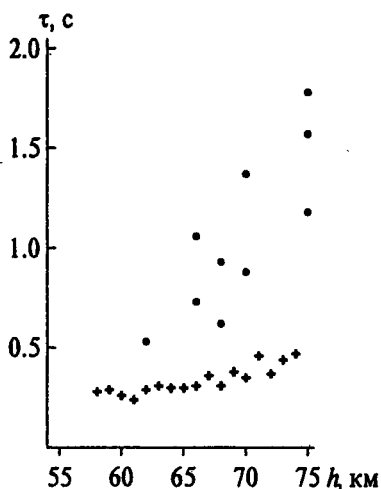


Рис. 37. Вариации времени релаксации в период захода Солнца 22.05.80: крестики — $\chi \approx 89^\circ$, темные кружки — $\chi \approx 93^\circ$

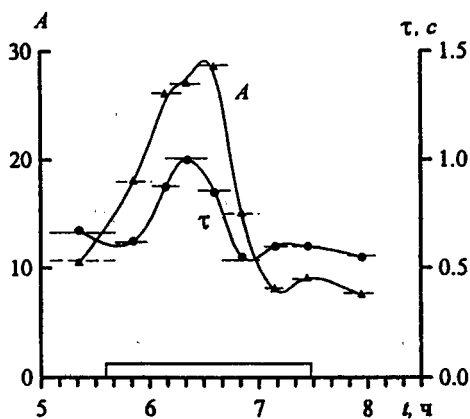


Рис. 38. Вариации времени релаксации и амплитуды сигнала на высоте 65 км во время солнечного затмения 31.07.81. На оси времени отмечен период затмения, горизонтальными отрезками показаны интервалы усреднения данных

ной (характерные размеры 1—10 км) неоднородной структурой области D . Такие неоднородности несомненно существуют в нижней ионосфере, однако удивляет величина отклонения их параметров от сред-

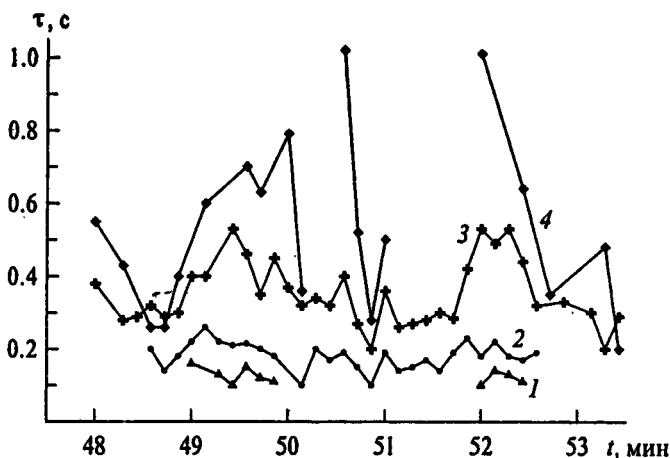


Рис. 39. Пример короткопериодных колебаний времени релаксации на разных высотах: 1 — 57 км, 2 — 62 км, 3 — 67 км, 4 — 72 км

него значения, которое для τ составляет более $\pm 30\%$. Это во много раз превышает обычные колебания параметров плазмы в ионосфере⁷.

Эксперимент с цифровой регистрацией сигнала. В августе 1996 г. на стенде "Сура" был проведен цикл исследования ИПН с цифровой регистрацией данных. Методика этого эксперимента описана в разд. 1.3.1 и работе [9].

На рис. 40 представлен пример высотно-временной регистрации амплитуды рассеянного сигнала 9.08.96 г. В этот день отмечался спорадический слой *E* с частотой экранирования $f_b > 4,7$ МГц, что не позволяло исследовать *E*-область ионосферы, но создавало благоприятные условия для регистрации сигналов, рассеянных от области *D*. Последние связаны с уменьшением потерь, обусловленных сферической расходимостью и поглощением мощной радиоволны, отраженной от ионосферы. На рисунке амплитуда дана в яркостном виде, темные участки соответствуют большей интенсивности сигнала; вертикальная темная линия — импульсная помеха; хорошо видны рост интенсивности и вре-

⁷ Заметим, что в работах [10—13] интерпретация экспериментальных данных проведена на основе модели *D*-области с двумя отрицательными ионами, при этом авторы считали, что измеренная ими величина τ соответствует τ_4 . На основании анализа, проведенного в предыдущем разделе, очевидно, что наблюдаемая на эксперименте величина соответствует τ_3 . В связи с этим количественные оценки скоростей аэрономических процессов, полученные в этих работах, требуют пересмотра.

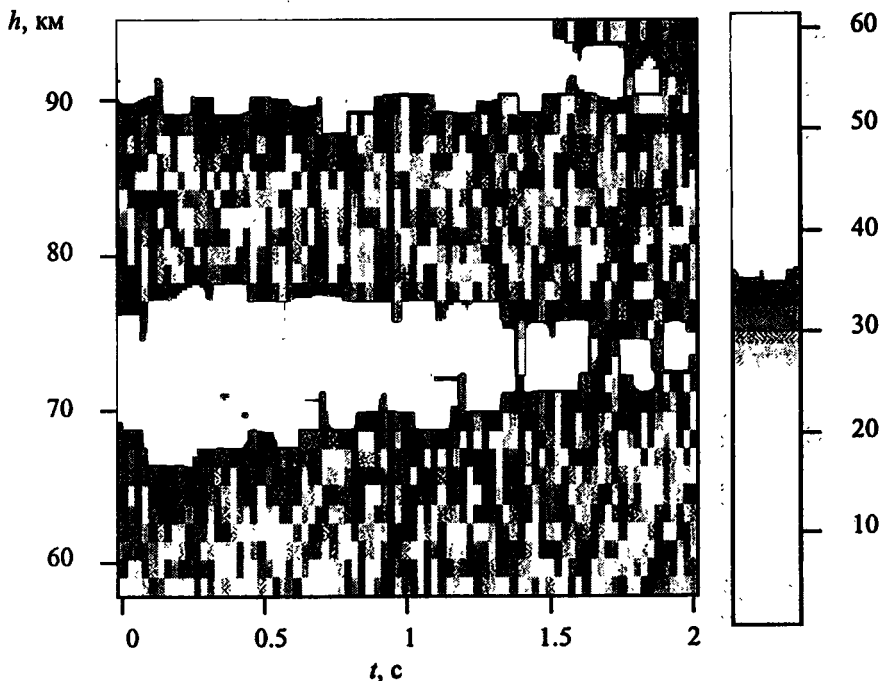


Рис. 40. Пример высотно-временной регистрации амплитуды сигнала в яркостном виде. Темные участки соответствуют большей интенсивности рассеянного сигнала. Черной вертикальной линией показана импульсная помеха

мени релаксации сигнала с высотой в интервале 60—75 км и практически полное отсутствие сигнала в интервале высот 80—90 км.

Как упоминалось ранее, дальнейшая обработка данных состояла в вычислении амплитуды и фазы сигнала на каждой высоте и аппроксимации их временной зависимости линейными функциями вида

$$\ln A(t) = \ln A_0 - \frac{t}{\tau} \quad \text{и} \quad \phi(t) = \phi_0 + bt .$$

Напомним, что τ характеризует время жизни неоднородностей после выключения мощного передатчика, а b — скорость их вертикального

движения $V = \frac{\lambda}{4\pi} b$ [22]. Нахождение параметров аппроксимации проводилось методом наименьших квадратов с весовой функцией $\exp(-2t/\tau_0)$, которая, согласно [8], позволяет минимизировать дисперсию находимых параметров (здесь τ_0 — первое приближенное значение параметра). При этом вычислялись дисперсии параметров τ и b , которые позволяли судить о степени надежности полученных данных. Как видно из рис. 41, где представлены высотные зависимости амплитуды рассе-

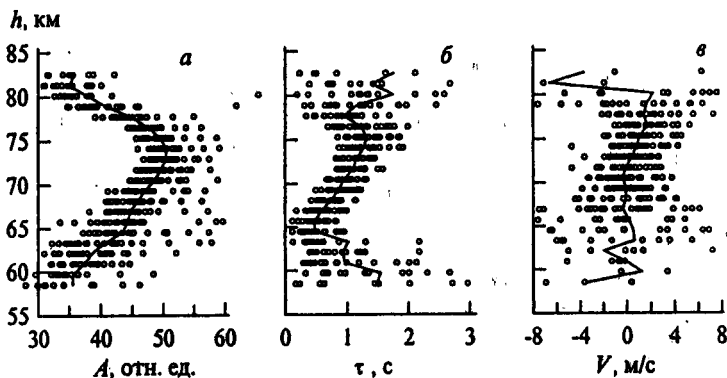


Рис. 41. Высотные профили амплитуды (а), времени релаксации (б) и скорости вертикального движения ИПН (в) для наблюдений 9.08.96

янного сигнала, время его релаксации и скорости вертикальных движений, средняя амплитуда рассеянного сигнала в интервале высот 64—78 км превышала уровень шума более чем на 10 дБ и достигала максимума на высоте 73 км. В этом интервале высот уверенно определялось время релаксации τ , средняя величина которого увеличивалась с высотой от 0,5 до 1,2 с. Средняя скорость вертикального движения была близка к нулю в нижней части исследуемого высотного интервала и возрастала до 3 м/с в верхней части, показывая движение вниз.

2.2.2 Интерпретация результатов измерений в рамках одноионной модели

Для количественного объяснения полученных данных воспользуемся моделью с одним отрицательным ионом, рассмотренной в разд. 2.1.1. В этой модели время релаксации ИПН $\tau(h)$, амплитуда

возмущения электронной концентрации ΔN и параметр $\lambda_0 = [O_2^-]/N$ определяются формулами

$$\tau = \frac{1}{\beta_1 + \gamma_1}; \quad \Delta N = \frac{1,5N_0\Delta T_e}{T_e} \frac{\lambda_0}{1 + \lambda_0}; \quad \lambda_0 = \frac{O_2^-}{N} = \frac{\beta_1}{\gamma_1}, \quad (76)$$

где β_1 и γ_1 — скорости прилипания и отлипания электронов, T_e и N_0 — невозмущенные значения температуры и концентрации электронов, ΔT_e — амплитуда периодического возмущения электронной температуры в стоячей радиоволне. В свою очередь, скорость прилипания электронов к молекулам кислорода определяется выражением [68]

$$\beta_1(h, T_e) = \{1,4 \cdot 10^{-29}[O_2]^2 + 7 \cdot 10^{-31}[O_2][N_2]\} \frac{300}{T_e} \exp\left(-\frac{600}{T_e}\right), \quad (77)$$

где $[O_2]$ и $[N_2]$ — концентрации соответствующих молекул (см^3). Для расчета отлипания электронов от отрицательных ионов O_2^- учтем фотоотлипание, реакции с возбужденными молекулами кислорода в состоянии $1\Delta g$ и озоном O_3 [67]. В результате получим

$$\gamma_1(h) = 0,38 + 6 \cdot 10^{-10}[O_3] + 2 \cdot 10^{-10}[O_2(1\Delta g)]. \quad (78)$$

Для объяснения высотной зависимости амплитуды сигнала, рассеянного ИПН, воспользуемся формулой (164), выведенной далее в разд. 4.1. При этом отбросим все множители, не зависящие от высоты, и сравним экспериментальную и расчетную зависимости с точностью до постоянного множителя.

Для проведения таких расчетов удобно все высотные зависимости выразить через плотность атмосферы $\rho(h)$. Учитывая постоянный состав основных компонент атмосферы на высотах области D , можно определить их концентрации простыми соотношениями:

$$[O_2] = \rho \cdot \delta_{O_2}/M_0, \quad \text{где } \delta_{O_2} = 0,21,$$

$$[N_2] = \rho \cdot \delta_{N_2}/M_0, \quad \text{где } \delta_{N_2} = 0,78,$$

$$[O_3] = \rho \cdot \delta_{O_3}/M_0, \quad \text{где } \delta_{O_3} = 0,45 \cdot 10^{-6},$$

$$[O_2(1\Delta g)] = \rho \cdot \delta_{O_{\Delta g}}/M_0, \quad \text{где } \delta_{O_{\Delta g}} = 0,45 \cdot 10^{-6}.$$

Здесь δ_X — относительные объемные концентрации соответствующих составляющих, M_0 — средняя масса молекул воздуха.

Аналогичным образом можно связать эффективную частоту электронно-молекулярных соударений $\nu(h)$ с плотностью. Действительно,

частота соударений моноэнергичных электронов ν_m пропорциональна давлению p : $\nu_m = b p$, где $b = 7,5 \cdot 10^5$, если давление в $\text{Н} \cdot \text{м}^{-2}$. Давление связано с плотностью уравнением газового состояния $p = \frac{R}{M} \rho T$, где $R = 8,314 \cdot 10^7$ эрг/(град \cdot моль) — универсальная газовая постоянная, $M = 29$ — молекулярный вес воздуха. Положим, что $\nu = 2\nu_m$ ⁸, и получим следующее соотношение:

$$\nu = 2b \frac{R}{M} T \rho.$$

После соответствующих подстановок при $T(h) = T_e = 240$ К получим следующие расчетные формулы, где ρ — в $\text{кг}/\text{м}^3$:

$$\beta_1(h) = 3,41 \cdot 10^7 \rho(h)^2, \quad (79)$$

$$\gamma_1(h) = 0,38 + 0,435 \cdot 10^{-19} \delta_{\Sigma}(h) \rho(h), \quad (80)$$

$$\nu(h) = 1,03 \cdot 10^{11} \rho(h). \quad (81)$$

Здесь $\delta_{\Sigma} = \delta_{O_{\Delta s}} + 3\delta_{O_3}$ — суммарная относительная концентрация возбужденного кислорода и озона. Для численных расчетов используем модель плотности атмосферы из [94] для 1 августа на широте 50° и высотный профиль электронной концентрации, измеренный методом частичных отражений в том же пункте 14.08.1997 г. в полуденные часы⁹ (рис. 42, б, звездочки). Результаты расчетов представлены на рис. 42, а сплошными линиями. Там же представлены экспериментальные значения τ (ромбики) и амплитуды рассеянного сигнала (точки). Как видно из рисунка, согласие между моделью и расчетом на высотах ниже 75 км достаточно хорошее. Отметим, что для такого согласия модельные значения плотности увеличены на 30%.

Заметное отклонение эксперимента от модели наблюдается на высотах более 78 км. Оно выражается в уменьшении величины τ и резком падении амплитуды сигнала до уровня шумов. Это объясняется ограниченностью принятой модели, которая не учитывает вклад в скорость отлипания атомного кислорода. Действительно, масс-спектрометрические измерения показывают рост концентрации атомного кислорода на высоте ~ 80 км [67], и реакция $O_2^- + O = O_3 + e$, имеющая константу скорости $1,5 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$, вполне объясняет наблюдаемое явление. Фактически возрастание концентрации атомного кислорода приводит

⁸ Известны два предельных соотношения: $\nu = 2,5\nu_m$ при $\nu_m \ll \omega$ и $\nu = 1,5\nu_m$ при $\nu_m \gg \omega$. Здесь выбрано среднее значение коэффициента, поскольку рассматривается промежуточная область.

⁹ Профиль электронной концентрации аппроксимирован экспонентой.

к росту скорости отлипания электронов от отрицательных ионов и соответствующему уменьшению τ . Одновременно происходит резкое падение λ_0 и фактическое прекращение образования ИПН за счет прилипания электронов. В свою очередь, возрастание концентрации атомного кислорода можно объяснить воздействием жесткого рентгеновского излучения Солнца, которое проникает на эти высоты.

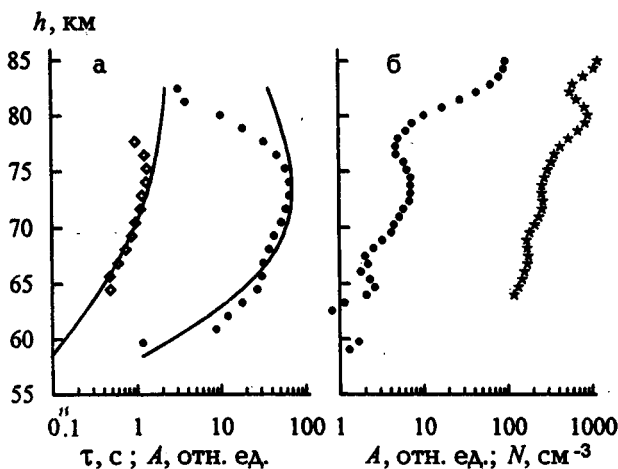


Рис. 42. Высотные профили времени релаксации ИПН (ромбы) и амплитуды рассеянного сигнала (точки) в сравнении с модельными расчетами (сплошные линии) — а; использованный в расчетах высотный профиль электронной концентрации, полученный методом частичных отражений (звездочки) и амплитуда частичных отражений (точки) — б

Профили амплитуды $A(h)$ и времени релаксации $\tau(h)$ в своей нижней части определяются плотностью атмосферы, а в верхней части — концентрацией атомного кислорода. При этом профили $\tau(h)$ определяются только плотностью атмосферы и концентрацией атомного кислорода, а профиль $A(h)$ зависит еще и от профиля электронной концентрации. Экспериментальное определение $A(h)$ и $\tau(h)$ может быть использовано для нахождения высотных профилей плотности атмосферы, электронной концентрации и нижней границы области, обогащенной атомным кислородом. Измерение фазы сигнала позволяет определять скорости вертикальных движений в атмосфере, а измерение высотной зависимости разности фаз сигналов обыкновенной и необыкновенной компонент дает высотный профиль электронной концентрации.

Таким образом, регистрация высотных профилей амплитуды и фазы сигналов, рассеянных ИПН, позволяет реализовать новый способ исследования средней атмосферы, который может дать новые сведения об области D и уточнить ее фотохимическую модель.

3 Искусственные периодические неоднородности в F -области ионосферы

3.1 Образование ИПН на высотах области F

В области F локальный нагрев электронной компоненты плазмы в поле стоячей радиоволны уменьшается с ростом длины свободного пробега электронов. В этих условиях образование ИПН происходит главным образом под действием ponderomotorной (называемой также стрикционной) силы [28, 30, 47, 48, 50, 77, 78]. Включение и выключение мощного радиоизлучения наземного передатчика возбуждает в F -области ионосферы ионно-звуковые колебания (волны) [28, 47, 48]. Время их затухания определяет характерные времена процессов установления и релаксации ИПН на этих высотах. Длина ионно-звуковых волн Λ равна периоду стоячей радиоволны, т. е. $\Lambda = \lambda/2 = c/(2fn)$, где f и λ — частота и длина мощной радиоволны, а n — ее коэффициент преломления в ионосферной плазме. Период и время затухания ионно-звуковых волн зависят от ряда параметров ионосферной плазмы, которые можно определить, анализируя переходные процессы.

3.1.1 Формирование ИПН в изотропной плазме

Впервые процессы формирования и релаксации ИПН в F -области ионосферы были рассмотрены в работах [28, 30, 48]. Задача решалась в квазигидродинамическом приближении. Известно (см., например, [52]), что основными критериями применимости этого

приближения являются

$$\tau \gg \Delta t, \quad L \gg l_{e,i}. \quad (82)$$

Здесь Δt — время между соударениями частиц плазмы, τ — характерное время изменения физических величин, L — характерный пространственный масштаб, $l_{e,i}$ — длины свободного пробега электронов и ионов. Характерными временами в данном случае являются времена развития и релаксации ИПН, и они для используемых частот ($f \sim 4 - 6$ МГц) составляют 30—300 мс в F -области и около 0,2—2 с в E -области. Характерный масштаб в данном случае — это пространственный период ИПН, т. е. $L = \lambda$. Известно, что условия квазигидродинамического приближения (82) хорошо выполняются в E -области ионосферы, но выше ~ 120 км длина свободного пробега электронов становится сравнимой с длиной нагревной волны. Вследствие уменьшения частот соударений ν с ростом высоты времена $\Delta t \sim 1/\nu$ также возрастают и превышают характерные времена процессов формирования неоднородностей. Тем не менее квазигидродинамические уравнения дают хорошее приближение для амплитуды ИПН, но при описании переходных процессов приводят к большим погрешностям, поскольку не учитывают бесстолкновительное затухание волн. Поэтому для описания кратковременных переходных процессов в F -области необходимо использовать метод кинетического уравнения. Однако и на высотах F -области для получения стационарных значений электронной концентрации в ИПН и качественного описания процессов их формирования и релаксации полезно воспользоваться достаточно простым квазигидродинамическим приближением. Отметим, что в области E вплоть до минимума концентрации в межслоевой $E - F$ -впадине условия применимости квазигидродинамического приближения (82) выполняются, поэтому решения соответствующих уравнений дают хорошее количественное описание и для переходных процессов.

В F - и верхней части E -области ионосферы при образовании ИПН необходимо в качестве внешних сил учитывать стрикционную силу и градиенты давления электронов и ионов из-за локального нагрева [28, 30]. В отсутствие магнитного поля Земли (изотропный случай) и при вертикальном падении мощной высокочастотной волны выражение для стрикционной силы F имеет простой вид:

$$F = -\frac{Ne^2}{4m_e\omega^2} \frac{\partial E^2}{\partial z}. \quad (83)$$

В работе [30] приведено следующее уравнение для электронной концентрации N в ИПН, образующихся в поле плоской стоячей волны вида $E = E_0 e^{i\omega t} \cos 2kz$ (k — волновое число мощной волны):

$$\begin{aligned} \kappa(T_e + T_i) \frac{\partial^2 N}{\partial z^2} - m_i \frac{\partial^2 N}{\partial t^2} - (\nu_{im} + \frac{m_e}{m_i} \nu_{em}) m_i \frac{\partial N}{\partial t} = \\ = - \frac{e^2 N_0}{4m_e \omega^2} \frac{\partial^2 E^2}{\partial z^2} - \kappa N_0 \frac{\partial^2 (T_e + T_i)}{\partial z^2}. \end{aligned} \quad (84)$$

Заметим, что уравнение (84) получено в приближении малых возмущений. Здесь для сокращения записи введем обозначение N для возмущения концентрации, при этом $N \ll N_0$, N_0 — невозмущенная величина концентрации, T_e и T_i — электронная и ионная температуры, m_e и m_i — массы электронов и ионов, ν_{em} и ν_{im} — частоты соударений электронов и ионов с молекулами. Полученное в [30] решение уравнения (84) выглядит следующим образом:

$$N(z, t) = A \exp\left(-\frac{\nu_{im}}{2} t\right) \left(\cos \Omega t + \frac{\nu_{im}}{2\Omega} \sin \Omega t\right) \cos 2kz. \quad (85)$$

В этом случае амплитуда A искусственных периодических неоднородностей равна

$$A = \left[1 + \frac{4}{3\delta'(1 + \nu_{em}^2/\omega^2)}\right] \frac{e^2 N_0 E^2}{4m_e \omega^2 \kappa (T_e + T_i)}. \quad (86)$$

Здесь

$$\delta' = \frac{4k^2 \kappa T_e}{m_e \nu_{em}^2} + \delta,$$

где δ — доля энергии, передаваемая электроном при одном соударении,

$$\Omega = \sqrt{4k^2 \kappa \frac{T_e + T_i}{m_i} - \left(\frac{\nu_{im}}{2}\right)^2}. \quad (87)$$

Переходные процессы образования и релаксации ИПН протекают по-разному, в зависимости от соотношения между $4k^2 \kappa (T_e + T_i)/m_i$ и $(\nu_{im}/2)^2$. Учтем, что $2k = K$. Тогда при выполнении условия

$$\frac{K^2 \kappa (T_e + T_i)}{m_i} > (\nu_{im}/2)^2, \quad (88)$$

которое иначе можно представить в виде $K^2 l_i^2 > 1$ или $l_i^2 > (\Lambda/2\pi)^2$, переходные процессы происходят в виде быстро затухающих колебаний

с частотой Ω и временем затухания амплитуды волны в ϵ раз, равным $2/\nu_{im}$. Полученная величина Ω соответствует одной из собственных частот плазмы: частоте ионно-звуковых волн. Условие (88) выполняется при частоте воздействия $f \sim 6$ МГц выше 130 км. Ниже этого уровня при образовании и релаксации ИПН имеет место аperiодический переходный процесс, характерное время τ которого определяется коэффициентом амбиполярной диффузии: $\tau = (K^2 D)^{-1}$ [30].

3.1.2 Формирование ИПН в магнитоактивной плазме в квазигидродинамическом приближении

В разд. 3.1.1 наличие магнитного поля Земли не было учтено. Между тем в F -области ионосферы плазма замагничена, и направление геомагнитного поля существенно влияет на коэффициент преломления нагревной волны и на процесс формирования неоднородностей. В работе [77] рассмотрена более сложная задача о формировании ИПН в магнитоактивной плазме. Выберем систему координат таким образом, чтобы ось z была направлена вдоль геомагнитного поля \vec{H}_0 , а волновой вектор \vec{k} лежал в плоскости xz , образуя угол θ с направлением магнитного поля. Система координат показана на рис. 43. Будем также полагать, что в поле плоской стоячей волны с частотой ω

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i\omega t} \cos 2(k_x x + k_z z) \quad (89)$$

возникают изменения температуры и концентрации электронов как под влиянием нагрева плазмы электрическим полем, так и под действием

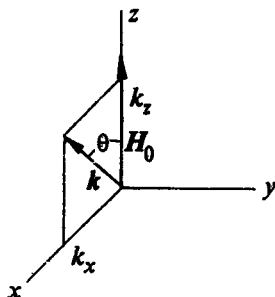


Рис. 43. Система координат

стрикционной силы. Стрикционная сила при наличии магнитного поля и отсутствии поглощения равна [57]

$$\vec{F} = \frac{1}{16} \nabla \left(E_i^* E_k \frac{\partial \varepsilon_{ik}}{\partial N} N \right) - \frac{E_i^* E_k}{16\pi} \nabla \varepsilon_{ik}, \quad (90)$$

где ε_{ik} — компоненты тензора диэлектрической проницаемости. При $\nu_e \ll \omega^2 - \omega_{He}^2$, ω_0^2 (ω_0 — плазменная частота, ω_{He} — гирочастота электронов)

$$\vec{F} = -\frac{e^2 N}{4m\omega^2} \nabla E_y^2 p_F^2 = -\frac{e^2 N}{4m\omega^2} \nabla E_x^2 \frac{p_F^2}{a_x^2}. \quad (91)$$

Здесь p_F^2 — фактор поляризации, который равен

$$p_F^2 = \frac{1}{1-u} [1 + a_x^2 + a_z^2 - u \sin^2 \theta (a_x + a_z \operatorname{ctg} \theta)^2 - 2\sqrt{u}(a_x + a_z \operatorname{tg} \theta) \cos \theta], \quad (92)$$

$u = (\omega_{He}/\omega)^2$, $v = (\omega_0/\omega)^2$ и

$$a_x = -\frac{2\sqrt{u}(1-v)\cos\theta}{u \sin^2 \theta \mp \sqrt{u^2 \sin^4 \theta + 4u(1-v)^2 \cos^2 \theta}}, \quad (93)$$

$$a_z = -\frac{(1 - a_x \sqrt{u} \cos \theta) v \sqrt{u} \sin \theta}{1 - u - v + uv \cos^2 \theta}. \quad (94)$$

Знаки \mp перед корнем соответствуют обыкновенной и необыкновенной волнам. Заметим, что при $\theta = 0$ $a_x = \pm 1$, $a_z = 0$ и

$$\vec{F} = -\frac{e^2 N}{2m_e \omega (\omega \pm \omega_{He})} \nabla E_y^2 = -\frac{e^2 N}{2m_e \omega (\omega \pm \omega_{He})} \nabla E^2.$$

При $\theta = \pi/2$ для обыкновенной волны имеет место известное выражение [57]:

$$\vec{F} = -\frac{e^2 N}{4m_e \omega^2} \nabla E^2,$$

причем $\vec{E} \parallel \vec{H}_0$. Для необыкновенной волны $\vec{E} \perp \vec{H}_0$ и

$$\vec{F} = -\frac{e^2 N}{4m_e \omega^2} \nabla E_y^2 \frac{(1-v)^2 - u(1-2v)}{(1-u-v)^2}.$$

Чтобы найти возмущения температуры и концентрации электронов, решались квазигидродинамические уравнения для электронов и ионов

(см., например, [56]). Предполагалось, что ионы мало нагреваются в поле волны и $T_i = T_m = T$. Плазма считалась квазинейтральной: $N = N_i$. Влияние электронно-ионных соударений в уравнениях движения предполагалось несущественным: в частности, ν_{ei} не влияет на изменения N для случая $\theta = 0$. Задача решалась в приближении малых возмущений: $T_e \ll T_{e0}$ и $N \ll N_0$. Учитывая сделанные предположения, получим уравнения для температуры и концентрации электронов в ИПН. Уравнение для температуры выглядит следующим образом:

$$\partial T_e / \partial t = \frac{\hat{\kappa}_e \nabla T_e}{N_0} + \frac{2Q'}{3\kappa} - \delta \nu_e \Delta T_e. \quad (95)$$

Здесь введены следующие обозначения: $\hat{\kappa}_e$ — компоненты тензора теплопроводности электронов; Q' — поглощение энергии при соударениях (джоулево тепло),

$$Q' = \frac{\hat{\sigma}_{ik}}{2N_0} E_i E_k^* = \frac{e^2 \nu_e}{2m\omega^2} p_Q^2 E_y^2 = \frac{e^2 \nu_e}{2m\omega^2} \cdot \frac{p_Q^2}{a_z^2} E_x^2,$$

где $\hat{\sigma}_{ik}$ — компоненты тензора электронной проводимости на частоте ω и p_Q — фактор поляризации, равный

$$p_Q^2 = \frac{1}{(1-u)^2} [(1+u)(1+a_x^2 + a_z^2) + u(u-3)(a_x - a_x \operatorname{ctg} \theta)^2 \sin^2 \theta - 4\sqrt{u} \cos \theta (a_x + a_x \operatorname{tg} \theta)]. \quad (96)$$

Решение уравнения теплопроводности выглядит следующим образом:

$$T_e = T_{e0} \frac{\delta}{2\delta'} \cdot \frac{E_{y0}^2}{E_p^2} p_Q^2 [1 - \exp(-\delta' \nu_e t)] \cos 2(k_x x + k_z z), \quad (97)$$

где $E_p = \sqrt{3mkT_e \delta \omega^2 / e^2}$ — плазменное поле,

$$\delta' = \delta + (4\pi l_e / \lambda)^2 \left(\frac{\nu_e^2}{\omega_{He}^2 + \nu_e^2} \sin^2 \theta + \cos^2 \theta \right). \quad (98)$$

В отсутствие магнитного поля выражения (97) и (98) совпадают с полученными в работе [30]. Для продольного случая $\theta = 0$ выражение (98) имеет вид

$$T_e = T_{e0} \frac{\delta}{\delta'} \cdot \frac{E_0^2}{E_p^2} \frac{1}{(1 \pm \sqrt{u})^2} [1 - \exp(-\delta' \nu_e t)] \cos 2kz. \quad (99)$$

При $\theta = \pi/2$ для обыкновенной волны

$$T_e = T_{e0} \frac{\delta}{2\delta'} \cdot \frac{E_0^2}{E_p^2} [1 - \exp(-\delta' \nu_e t)] \cos 2kx, \quad (100)$$

а для необыкновенной волны

$$T_e = T_{e0} \frac{\delta}{2\delta'} \cdot \frac{E_{y0}^2 (1-v)^2 + u}{E_p^2 (1-u-v)^2} [1 - \exp(-\delta' \nu_e t)] \cos 2kx. \quad (101)$$

Используя уравнения движения и непрерывности, получим следующее уравнение для N :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 N}{\partial t^2} + \nu_{im} \frac{\partial N}{\partial t} - \left(D_{i\parallel} \frac{\partial^2 N}{\partial x^2} + D_{i\perp} \frac{\partial^2 N}{\partial z^2} \right) \nu_{im} = \\ & = \frac{\nu_{im}^2}{m_i (\omega_{Hi}^2 + \nu_{im}^2)} \left(N_0 \kappa \frac{\partial^2 T_e}{\partial x^2} - \frac{\partial F_x}{\partial x} \right) + \frac{1}{m_i} \left(N_0 \kappa \frac{\partial^2 T_e}{\partial z^2} - \frac{\partial F_z}{\partial z} \right), \quad (102) \end{aligned}$$

где

$$D_{i\parallel} = \kappa \frac{T_e + T_i}{m_i \nu_{im}} \quad \text{и} \quad D_{i\perp} = \frac{\kappa (T_e + T_i) \nu_{im}}{m_i (\omega_{Hi}^2 + \nu_{im}^2)}$$

— коэффициенты продольной и поперечной диффузии. При этом предполагалось, что внутреннее поле потенциально, $\vec{E}_G = -\nabla\varphi$, и выполняется известное условие [52]:

$$\frac{\nu_{em}^2}{\omega_{He}^2} + \left(1 + \frac{\omega_{Hi}^2}{\nu_{im}^2} \right) \cos^2 \theta \gg \frac{m_e \nu_{em}}{m_i \nu_{im}}, \quad (103)$$

при котором векторы $\nabla\varphi$ и ∇N можно считать параллельными. Учитывалось также, что $m_e/m_i \ll 1$. Заметим, что в ионосферных условиях соотношение (103) выполняется почти при всех значениях угла θ , кроме очень узкой области углов вблизи $\theta = \pi/2$ ($|\pi/2 - \theta| \leq 1^\circ$). Для $\theta = \pi/2$ было получено следующее уравнение:

$$\frac{\partial N}{\partial t} - D_{e\perp} \frac{\partial^2 N}{\partial x^2} = \frac{D_{e\perp}}{(T_{e0} + T_i)} \left(N_0 \frac{\partial^2 T_e}{\partial x^2} - \frac{1}{\kappa} \frac{\partial F_x}{\partial x} \right), \quad (104)$$

$$D_{e\perp} = \frac{\kappa (T_{e0} + T_i)}{m_i \nu_{im} + m_e \omega_{He}^2 / \nu_{em}},$$

в котором опущен член с $\partial^2 N / \partial t^2$. Этот член мал по сравнению с остальными. Считалось также, что $\nu_{im} \gg \nu_{em} m_e / m_i$.

Решение уравнения (102) для величины электронной концентрации в ИПН ищем в виде

$$N(x, z, t) = N(t) \cos 2(k_x x + k_z z) \quad (105)$$

и получаем следующую зависимость возмущения концентрации от времени при включении мощного воздействия:

$$N(t) = -\frac{a}{d^2} + \exp\left(-\frac{\nu_{im}}{2}t\right) [C_1 e^{\Omega t} + C_2 e^{-\Omega t}] + \frac{b \exp(-\delta' \nu_e t)}{d^2 + (\delta' \nu_e)^2 + \delta' \nu_{im} \nu_e}. \quad (106)$$

Здесь введены обозначения:

$$\begin{aligned} a &= \frac{\nu_{im}^2 + \omega_{Hi}^2 \cos^2 \theta}{\nu_{im}^2 + \omega_{Hi}^2} 2k^2 N_0 \kappa \frac{\delta T_{e0}}{m_i} \left(\frac{p_Q^2}{\delta'} + \frac{3}{2} p_F^2 \right) \frac{E_{y0}}{E_p^2}, \\ b &= \frac{\nu_{im}^2 + \omega_{Hi}^2 \cos^2 \theta}{\nu_{im}^2 + \omega_{Hi}^2} 2k^2 N_0 \kappa \frac{T_{e0}}{m_i} \frac{\delta}{\delta'} p_Q^2 \frac{E_{y0}}{E_p^2}, \\ d^2 &= 4k^2 \nu_{im} (D_{i\parallel} \cos^2 \theta + D_{i\perp} \sin^2 \theta) = \\ &= 4k^2 \frac{\nu_{im}^2 + \omega_{Hi}^2 \cos^2 \theta}{\nu_{im}^2 + \omega_{Hi}^2} \cdot \kappa \frac{T_{0e} + T_i}{m_i}, \\ \Omega^2 &= \frac{\nu_{im}^2}{4} - d^2, \\ C_1(\Omega) &= \frac{a}{d^2} \frac{\nu_{im} + 2\Omega}{4\Omega} - \frac{b}{\Omega(\nu_{im} - 2\delta' \nu_e - 2\Omega)}, \\ C_2(\Omega) &= C_1(-\Omega). \end{aligned} \quad (107)$$

Значения постоянных C_1 и C_2 определялись исходя из начальных условий $N(0) = 0$ и $(\partial N / \partial t)_{t=0} = 0$. Заметим, что при описании процесса релаксации ИПН после выключения мощного воздействия первое из начальных условий выглядит иначе: $N(0) = N_\infty$, где N_∞ — стационарное значение концентрации. Стационарное значение получим из уравнения (106) при $t \rightarrow \infty$:

$$N_\infty = -a/d^2. \quad (108)$$

Аналогичным образом находим решение уравнения (104) для поперечного случая:

$$N(x, t) = \left\{ -\frac{a_\perp}{4k^2 D_{e\perp}} [1 - \exp(-4k^2 D_{e\perp} t)] + \frac{b_\perp}{4k^2 D_{e\perp} - \delta' \nu_e} [\exp(-\delta' \nu_e t) - \exp(-4k^2 D_{e\perp} t)] \right\} \cos 2kx. \quad (109)$$

При воздействии обыкновенной волны:

$$\begin{aligned} a_{\perp} &= \frac{\kappa T_{0e} N_0}{m_i \nu_{im} + m_e \omega_{He}^2 / \nu_{em}} 2k^2 \delta \left(\frac{1}{\delta'} + \frac{3}{2} \right) \frac{E_0^2}{E_p^2}, \\ b_{\perp} &= \frac{\kappa T_{0e} N_0}{m_i \nu_{im} + m_e \omega_{He}^2 / \nu_{em}} 2k^2 \frac{\delta}{\delta'} \frac{E_0^2}{E_p^2}. \end{aligned} \quad (110)$$

При воздействии необыкновенной волны:

$$\begin{aligned} a_{\perp} &= \frac{\kappa T_{0e} N_0}{m_i \nu_{im} + m_e \omega_{He}^2 / \nu_{em}} 2k^2 \delta \left\{ \frac{1}{\delta'} \frac{(1-v)^2 + u}{(1-u-v)^2} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{3}{2} \frac{(1-v)^2 + u(1-2v)}{(1-u-v)^2} \right\} \frac{E_0^2}{E_p^2}, \\ b_{\perp} &= \frac{\kappa T_{0e} N_0}{m_i \nu_{im} + m_e \omega_{He}^2 / \nu_{em}} 2k^2 \frac{\delta}{\delta'} \frac{(1-v)^2 + u}{(1-u-v)^2} \frac{E_0^2}{E_p^2}. \end{aligned} \quad (111)$$

Не останавливаясь подробно на релаксации неоднородностей при выключении внешнего поля, выпишем соответствующие решения для переходных процессов: при $\theta = 0$

$$\begin{aligned} N(x, z, t) &= \left\{ \frac{b \exp(-\delta' \nu_e t)}{d^2 + (\delta' \nu_e)^2 - \delta' \nu_e \nu_{im}} + \right. \\ &\quad \left. + (C_1 e^{\Omega t} + C_2 e^{-\Omega t}) \exp\left(-\frac{\nu_{im}}{2} t\right) \right\} \cos 2(k_x x + k_z z); \end{aligned} \quad (112)$$

при $\theta = \pi/2$

$$\begin{aligned} N(x, t) &= \left\{ -\frac{a_{\perp}}{k^2 D_{e\perp}} \exp(-k^2 D_{e\perp} t) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{b_{\perp}}{k^2 D_{e\perp} - \delta' \nu_e} \times [e^{-\delta' \nu_e t} - e^{-k^2 D_{e\perp} t}] \right\} \cos 2kx. \end{aligned} \quad (113)$$

Стационарное значение амплитуды возмущения (максимальной относительной концентрации) определяется из (108) следующим образом:

$$A = \frac{N_{\infty}}{N_0} = \frac{1}{2} \frac{T_{0e}}{T_{0e} + T_i} \delta \left(\frac{1}{\delta'} p_Q^2 + \frac{3}{2} p_F^2 \right) \frac{E_{y0}^2}{E_p^2}. \quad (114)$$

При $\theta = 0$

$$A = \frac{T_{0e}}{T_{0e} + T_i} \cdot \frac{\delta}{1 \pm \sqrt{u}} \left(\frac{1}{\delta' (1 \pm \sqrt{u})} + \frac{3}{2} \right) \frac{E_0^2}{E_p^2}. \quad (115)$$

Оценки показывают, что в диапазоне углов, в котором справедливо уравнение (102), $\delta' = [\pi(l_e/\lambda) \cos \theta]^2$. При больших значениях параметра $1/\delta'$ величина N_∞/N_0 определяется локальным нагревом и равна

$$A = \frac{T_{0e}}{2(T_{0e} + T_i)} \frac{\delta}{\delta'} \frac{E_{y0}^2}{E_p^2} p_Q^2. \quad (116)$$

Последнее соотношение справедливо в E -области ионосферы. Например, при рабочей частоте $f \sim 6$ МГц и $\theta = 0$ "нагревные" эффекты преобладают до высоты $h_0 \sim 125$ км; при $\theta \neq 0$ уровень h_0 возрастает с ростом угла θ (например, для $\theta = \pi/3$ $h_0 \sim 135$ км). Выше уровня h_0 более существенны эффекты, вызванные стрикционным расслоением, и

$$A = \frac{3}{4} \cdot \frac{T_{0e}}{T_{0e} + T_i} \cdot \frac{E_{y0}^2}{E_p^2} \delta p_F^2. \quad (117)$$

Характер переходных процессов, как это видно из (106), (107), зависит от соотношения параметров ν_{im} и d . При $\nu_{im} < 2d$ решение уравнения (106) описывает колебательный переходный процесс с частотой Ω :

$$\Omega = \sqrt{4k^2 \nu_{im} (D_{i\parallel} \cos^2 \theta + D_{i\perp} \sin^2 \theta) - \nu_{im}^2/4}. \quad (118)$$

При $\nu_{im} \geq 2d$, напротив, имеет место аperiodический переходный процесс. Критическая высота, на которой $\nu_{im} = 2d$, зависит, кроме ионосферных параметров, от направления распространения волны: например, при $\theta = 0$ $h_{кр} \sim 130$ км, при $\theta = \pi/3$ $h_{кр} \sim 136$ км, при $\theta = 85^\circ$ $h_{кр} \sim 160$ км. На высотах $h > h_{кр}$ возрастание амплитуды неоднородностей происходит следующим образом:

$$N(t) = -a/d^2 \left[1 - \left(\cos \Omega t + \frac{\nu_{im}}{2\Omega} \sin \Omega t \right) \exp \left(-\frac{\nu_{im}}{2} t \right) \right] + \frac{b}{\delta'^2 \nu_e} \left[\exp(-\delta' \nu_e t) - \left(\cos \Omega t - \delta' \frac{\nu_e}{\Omega} \sin \Omega t \right) \exp \left(-\frac{\nu_{im}}{2} t \right) \right]. \quad (119)$$

Второе слагаемое в выражении (119) существенно меньше первого, поэтому им можно пренебречь. При $\theta = 0$ и $H_0 = 0$ получим выражение для $N(t)$, соответствующее результату, представленному в разд. 3.1.1 и в работе [30]. Для F -слоя ионосферы справедливо соотношение $d^2 \gg \nu_{im}^2$ и

$$\Omega \simeq 2kC_s \cos \theta, \quad (120)$$

где $C_s = \sqrt{\kappa(T_{0e} + T_i)/m_i}$ — скорость ионного звука. В этом случае учет магнитного поля довольно прост и сводится, как видно из (120),

к поправке частоты колебаний на фактор $\cos \theta$. В E -слое на высотах 100 — 120 км, где справедливо обратное соотношение $d^2 \ll \nu_{im}^2$, получим

$$N(t) = -N_\infty \left[1 - \exp \left(-\frac{d^2}{\nu_{im}} t \right) \right], \quad (121)$$

если пренебречь малыми членами. Характерное время установления здесь равно

$$\tau = \frac{1}{4k^2 D_{ij}} \cdot \frac{\nu_{im}^2 + \omega_{Hi}^2}{\nu_{im}^2 + \omega_{Hi}^2 \cos^2 \theta}. \quad (122)$$

Пока $\nu_{im} \geq \omega_{Hi}$, влияние \vec{H}_0 на величину τ невелико; при уменьшении частоты соударений ($h \geq 110$ км) величина τ должна возрастать с увеличением угла θ .

Рассмотрим случай образования неоднородностей поперек магнитного поля. Из уравнения (97) следует, что при $\theta = \pi/2$ $\delta' = \delta$, поскольку $\nu_{em} \ll \omega_{He}$. Из уравнения (110) следует, что $N_\infty = a_\perp / k^2 D_{e\perp}$. Отсюда получим максимальную величину относительной электронной концентрации в неоднородностях, возникающих при воздействии обыкновенной волны

$$A = \frac{1}{2} \frac{T_{0e}}{T_{0e} + T_i} \left(1 + \frac{3}{2} \delta \right) \frac{E_0^2}{E_p^2} \quad (123)$$

и при воздействии необыкновенной волны

$$A = \frac{1}{2} \frac{T_{0e}}{T_{0e} + T_i} \left[\frac{(1-v)^2 + u}{(1-v-u)^2} + \frac{3}{2} \delta \frac{(1-v)^2 + (1-2v)u}{(1-v-u)^2} \right] \frac{E_{y0}^2}{E_p^2}. \quad (124)$$

В силу малости δ ($\delta \leq 10^{-3}$) преобладают тепловые эффекты, причем величина N_∞/N_0 превышает соответствующие величины для продольного случая в E -слое. На этот факт указывалось ранее в работе [69]. Времена установления $\tau_1 \sim (4k^2 D_{e\perp})^{-1}$ должны быть большими, чем в предыдущем случае, и достигать нескольких минут.

Из выражений (115) и (124) видно, что в случае воздействия необыкновенной волны на некоторых рабочих частотах должны наблюдаться резонансные возрастания относительной концентрации. Так, при $\theta = 0$ увеличение $A = N_\infty/N_0$ происходит при приближении ω к ω_H , а при $\theta = \pi/2$ — вблизи верхней гибридной частоты $\sqrt{(\omega_0^2 + \omega_H^2)}$. Следует отметить, что данные расчеты были проведены вне области резонансов, т. е. без учета пространственной дисперсии и диссипативных процессов. Однако приближение рабочей частоты к резонансным частотам ω_r до тех пор, пока $|\omega^2 - \omega_r^2| \gg \nu_e^2$, должно приводить к росту электронной плотности в неоднородностях.

Резюмируя вышеизложенное, отметим, что учет магнитного поля при анализе вопроса о формировании ИПН под действием внешнего поля стоячей волны приводит к следующим особенностям по сравнению с изотропным случаем.

- Амплитуды возмущения электронной концентрации в ИПН существенно отличаются при воздействии мощных полей с разной поляризацией. При воздействии необыкновенной волны приближение рабочей частоты к резонансным частотам плазмы приводит к возрастанию амплитуды.
- Амплитуда ИПН зависит от угла θ между вектором k возмущающей волны и направлением геомагнитного поля. С ростом угла θ вклад локального нагрева увеличивается по сравнению с вкладом стрикционной силы в изотропном случае. Высоты $h_{кр}$, на которой меняется характер переходных процессов, и h_0 , где сравниваются стрикционные и нагревные эффекты, возрастают с ростом угла θ .
- При поперечном распространении образование ИПН на всех высотах происходит под воздействием локального нагрева. Величина относительной электронной концентрации в ИПН в этом случае превышает амплитуду ИПН, возникающих в E -слое при продольном воздействии радиоволнами той же частоты и мощности.
- Времена установления в неоднородностях при включении и выключении внешнего поля зависят от угла θ между вектором k возмущающей волны и направлением геомагнитного поля. На высотах, где при формировании ИПН преобладают стрикционные эффекты, эти времена определяются быстрозатухающим ионным звуком, частота и скорость затухания которого уменьшаются с ростом угла θ . В E -области влияние магнитного поля на величину τ незначительно, пока $\nu_{im} \geq \Omega_H$. При обратном соотношении времена установления возрастают с ростом θ .

3.1.3 Дисперсионное уравнение для ионно-звуковых волн в магнитоактивной столкновительной плазме

Как показано выше, образование и релаксация ИПН в F -области ионосферы связаны с возбуждением быстрозатухающего ионного звука. Затухание ионного звука может происходить из-за передачи энергии волн молекулам при их соударениях с заряженными

частицами (характерные времена затухания $\tau_c \leq 0,2$ с) и при поглощении энергии электромагнитного поля волны заряженными частицами (бесстолкновительное затухание с $\tau_\gamma \sim 20$ мс при $\lambda \sim 50$ м). Заметим, что радиационное затухание, т. е. уход волн из исследуемой области, на релаксацию ИПН не влияет, так как его характерное время, составляющее несколько секунд, много больше первых двух. Основной вклад в ослабление волн в F -области ионосферы, как и указывалось в [28], должно давать бесстолкновительное затухание, величина которого, в частности, зависит от соотношения электронной (T_e) и ионной (T_i) температур ионосферной плазмы.

Обычно ионно-звуковые волны рассматриваются в условиях лабораторной плазмы при $T_e \gg T_i$. В этом случае дисперсионное соотношение для низкочастотных волн имеет простой вид, бесстолкновительное затухание ионного звука мало, частота Ω и декремент затухания γ выражаются аналитически (см., например, [70]). В F -области ионосферы $T_e/T_i \leq 2,5$ и ионно-звуковая волна затухает в течение одного-двух периодов. Кроме того, в нижней части F -области бесстолкновительное затухание сравнимо с затуханием в процессе соударений, и его также необходимо учитывать. Таким образом, дисперсионное уравнение для ионно-звуковых волн необходимо модифицировать для реальных ионосферных условий. Это было сделано в работах [20, 76].

В качестве исходной системы мы воспользовались кинетическими уравнениями для электронов и ионов и уравнениями электродинамики для электрического поля. Процесс соударений описывался с помощью модельного интеграла Батнагара — Гросса — Крука [54, 91]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + \vec{v}_\alpha \frac{\partial f_\alpha}{\partial \vec{r}} + \frac{e_\alpha}{m_\alpha} \left(\vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{v}_\alpha \vec{H}] \right) \frac{\partial f_\alpha}{\partial \vec{v}_\alpha} = \\ = - \nu_{\alpha m} \left(f_\alpha - \Phi_\alpha \int_{-\infty}^{\infty} f_\alpha d\vec{v}_\alpha \right), \end{aligned} \quad (125)$$

$$\Phi_\alpha = \left(\frac{m_\alpha}{2\pi T_\alpha} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{m_\alpha v_\alpha^2}{2T_\alpha} \right), \quad (126)$$

$$\operatorname{div} \vec{E} = 4\pi \sum_{\alpha=e,i} e_\alpha \int_{-\infty}^{\infty} f_\alpha d\vec{v}_\alpha. \quad (127)$$

Здесь f_α , T_α и m_α — функции распределения, температуры и массы электронов и ионов; $\nu_{\alpha m}$ — частоты соударений электронов и ионов с молекулами.

Будем считать возмущения слабыми, полагая, что $f_\alpha = f_{\alpha 0} + f_{\alpha 1}$ и $f_{\alpha 1} \ll f_{\alpha 0}$, где $f_{\alpha 0}$ — невозмущенная функция распределения. После линеаризации в цилиндрической системе координат (ось z направлена вдоль поля \vec{H}_0 , ϕ — азимутальный угол в плоскости xz и θ — угол между \vec{H}_0 и вектором \vec{k}) уравнения (125) и (127) принимают вид

$$-i(\Omega - \vec{k}\vec{v}_\alpha + i\nu_{\alpha m})f_{\alpha 1} + p_\alpha - \omega_{H\alpha} \frac{\partial f_{\alpha 1}}{\partial \phi} = 0,$$

$$p_\alpha = -\frac{e_\alpha}{m_\alpha} \vec{E} \frac{\partial f_{\alpha 0}}{\partial \vec{v}_\alpha} - \nu_{\alpha m} \Phi_\alpha \int_{-\infty}^{\infty} f_{\alpha 1} d\vec{v}_\alpha, \quad (128)$$

где Ω — частота возмущения, которое считалось пропорциональным $\exp[-i(\Omega t - \vec{k}\vec{r})]$, $\omega_{H\alpha}$ — гирочастоты электронов и ионов (ω_{He} берется с положительным знаком, ω_{Hi} — с отрицательным), $v_{T\alpha} = \sqrt{2T_\alpha/m_\alpha}$ — тепловые скорости.

Решая совместно уравнения (128) и уравнения Максвелла, найдем $f_{\alpha 1}$ и соответствующий тензор диэлектрической проницаемости ϵ_{ik} . Нас интересуют продольные волны. Однако выделение ветви продольных волн при $\theta \neq 0$ не является строгим. Для плоских волн требования продольности волн и их потенциальности совпадают. Вклад вихревых волн мал по сравнению с потенциальными, если выполняются следующие условия [52]:

$$v_\phi^2 \ll c^2, \quad v_\phi^2 |\epsilon_{ik}| \ll c^2, \quad (129)$$

где v_ϕ — фазовая скорость. Первое из этих условий означает, что рассматриваются медленные волны. Эти условия для ионно-звуковых волн приводят к критерию вида

$$\frac{\omega_{0e}^2}{k^2 c^2} \ll \frac{\omega_{He} \omega_{Hi}}{k^2 C_s^2 \sin^2 \theta}, \quad (130)$$

означающему, что плотность энергии низкочастотной волны значительно меньше плотности энергии геомагнитного поля.

Интегрируя уравнение (128), получим выражение для $f_{\alpha 1}$, аналогичное полученному в [54]:

$$f_{\alpha 1} = \exp \Psi_\alpha(\phi) \left(\frac{e_\alpha}{m_\alpha \Omega} \int_0^\phi \vec{E} \frac{\partial f_{\alpha 0}}{\partial \vec{v}_\alpha} e^{-\Psi_\alpha(\phi)} d\phi - \frac{\nu_{\alpha m} A_\alpha}{\omega_{H\alpha}} \int_0^\phi \phi e^{-\Psi_\alpha(\phi)} d\phi + C \right), \quad (131)$$

$$a_\alpha = \frac{\Omega - k_z v_{z\alpha} - i\nu_{\alpha m}}{\omega_{H\alpha}}, \quad b_\alpha = \frac{k_x v_\rho}{\omega_{H\alpha}},$$

$$A_\alpha \int_{-\infty}^{\infty} f_{\alpha 1} d\vec{v}_\alpha, \quad \Psi_\alpha(\phi) = -i(a_\alpha \phi - b_\alpha \sin \theta).$$

Постоянная C находится из условия $f_\alpha(\phi) = f_\alpha(\phi + 2\pi)$. Дисперсионное уравнение имеет наиболее простой вид в системе координат, в которой ось z' направлена вдоль вектора \vec{k} (k -система координат). В этом случае дисперсионное уравнение имеет вид

$$\epsilon_{z'z'} = 0. \quad (132)$$

Подставляя (131) в уравнение (127) и переходя затем в k -систему координат, после ряда преобразований получим дисперсионное уравнение $\epsilon_{z'z'} = 0$:

$$1 - \pi^{-1/2} \sum_{\alpha=e,i} \frac{1}{k^2 d_\alpha^2} L_\alpha^{-1} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left(G_{1n} - \frac{n\omega_{H\alpha}}{k v_{T\alpha} \cos \theta} G_{0n} \right) \times \\ \times \exp \left(-\frac{1}{2} k^2 r_{H\alpha}^2 \sin^2 \theta \right) I_n \left(\frac{1}{2} k^2 r_{H\alpha}^2 \sin^2 \theta \right) = 0, \quad (133)$$

$$L_\alpha = 1 - i \frac{\nu_{\alpha m}}{k v_{T\alpha} \cos \theta} \frac{1}{\sqrt{\pi}} \sum_n I_n G_{0n},$$

$$G_{kn} = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{t^k e^{-t^2} dt}{z_n - t}, \quad z_n = \frac{\Omega + i\nu_{\alpha m} + n\omega_{H\alpha}}{k v_{T\alpha} \cos \theta}. \quad (134)$$

В уравнении (133) I_n — модифицированная функция Бесселя, d_α — радиусы Дебая, $r_{H\alpha}$ — гирорадиусы.

В ионосфере $d_\alpha \leq 1$ см, $r_{Hi} \sim 0,5$ м; при $\lambda \sim 50$ — 100 м можно считать $\lambda \gg d_\alpha, r_{H\alpha}$. Предположим также, что выполняются условия

$$v_\phi = \frac{\Omega}{k} < v_{Te} \cos \theta \quad \text{и} \quad \nu_{em} \ll k v_{Te} \cos \theta. \quad (135)$$

Первое из этих условий означает, что рассматриваются медленные волны с фазовой скоростью, меньшей тепловой скорости электронов ($v_{Te} \sim 10^7$ см/с). Второе условие позволяет пренебречь электронно-молекулярными соударениями и выполняется выше ~ 150 — 160 км (при

$\theta \leq \pi/3$). Учитывая также, что $m_e \ll m_i$, из (133) получим следующее дисперсионное уравнение для ионно-звуковых волн в условиях F -области ионосферы [76]:

$$2 \frac{T_i}{T_e} [1 + isZ(\zeta)] - Z'(\zeta) = 0. \quad (136)$$

Здесь $Z(\zeta)$ — функция дисперсии:

$$\begin{aligned} Z(\zeta) &= \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-t^2)}{t - \zeta} dt \quad \text{при } \text{Im}\zeta < 0, \\ Z(\zeta) &= Z^*(\zeta^*) + 2i\sqrt{\pi} \exp(-\zeta^2) \quad \text{при } \text{Im}\zeta \geq 0, \\ Z'(\zeta) &= -2(1 + \zeta Z(\zeta)), \end{aligned} \quad (137)$$

$Z'(\zeta)$ — производная функции дисперсии, $\zeta = x - iy = (\Omega' + i\nu_{im})/\omega_i$, $\Omega' = \Omega - i\Gamma$ — комплексная частота, Γ — декремент затухания волны, $\omega_i \equiv kv_{Ti} \cos \theta$, $s = \nu_{im}/\omega_i$. Заметим, что величина ω_i не является частотой в физическом смысле; это краткое обозначение параметра, учитывающего тепловое движение ионов со средней скоростью $v_{Ti} = (2\kappa T_i/m_i)^{1/2}$. Когда выполняется условие $\nu_{im} \ll kv_{Ti} \cos \theta$, справедливо простое соотношение [76]:

$$2 \frac{T_i}{T_e} - Z'(\zeta) = 0. \quad (138)$$

В более общем виде дисперсионное уравнение имеет вид [20]

$$2 \frac{T_i}{T_e} \left[1 + k^2 d_e^2 + i(\zeta - is)\mu \left(\frac{T_e}{T_i} \right)^{1/2} \right] [1 + isZ(\zeta)] - Z'(\zeta) = 0, \quad (139)$$

где $\mu = (\pi m_e/m_i)^{1/2}$. В данном случае величина $k^2 d_e^2 \sim 10^{-7}$, т. е. существенно меньше остальных членов уравнения, и ею можно пренебречь.

Из дисперсионного уравнения видно, что частота Ω и декремент затухания Γ зависят от параметров ионосферной плазмы: температур электронов T_e и ионов T_i , частоты соударений электронов с молекулами ν_{im} и тепловой скорости ионов v_{Ti} . Приравнивая к нулю действительную и мнимую части в уравнении (139), можно определить параметры

$$x = \frac{\Omega}{\omega_i} \quad \text{и} \quad y = \frac{\Gamma}{\omega_i}, \quad (140)$$

характеризующие частоту и затухание ионно-звуковых волн в зависимости от отношения электронной и ионной температур и от величины $s = \nu_{im}/\omega_i$, пропорциональной частоте ионно-молекулярных соударений.

В результате решения модифицированного дисперсионного уравнения (139) мы получим возможность сопоставить определенные теоретически и измеренные экспериментально частоту и затухание ионно-звуковых волн в процессе образования и релаксации ИПН. На основе этого сопоставления можно определить отношение T_e/T_i и ν_{im} .

3.2 Диагностика F -области с помощью ИПН

В разд. 3.1 было показано, что при развитии и релаксации ИПН в верхней части ионосферы (выше 140—160 км) возбуждаются ионно-звуковые волны. Их характеристики зависят от физических условий в этой области и от характеристик возмущающей волны. Длина ионно-звуковых волн соответствует размерам периодической структуры $\Lambda = \lambda/2 = c/(2fn)$ и зависит не только от частоты возмущающей волны и ее поляризации, но также через коэффициент преломления от электронной концентрации на данной высоте и от величины геомагнитного поля. А частота Ω ионного звука и его декремент затухания Γ определяются такими параметрами среды, как соотношение электронной и ионной температур T_e/T_i , частота соударений электронов с молекулами ν_{im} и средний молекулярный вес ионов m_i .

3.2.1 Определение параметров ионосферной плазмы

Как видно из (140), решения модифицированного дисперсионного уравнения для ионно-звуковых волн дают значения Ω и Γ через безразмерные величины x и y . Численные расчеты этих величин были представлены в работе [20] для $0 \leq s \leq 1,5$ с шагом $\Delta s = 0,02$ и для $1 \leq T_e/T_i \leq 5$ с шагом $\Delta(T_e/T_i) = 0,2$ при значениях $\mu = 9,283 \cdot 10^{-3}$ (массовое число ионов $M = 20$) и $\mu = 1,038 \cdot 10^{-2}$ ($M = 16$). На рис. 44 из работы [20] показаны результаты расчетов x , y и отношения Γ/Ω для $M = 20$ и $1 \leq T_e/T_i \leq 2$, а в табл. 8 — для $T_e/T_i = 3, 4$ и 5 .

Таблица 8. Характеристики ионно-звуковых волн.

$$T_e/T_i = 3, 4, 5. M = 20$$

T_e/T_i	s	x	y	$y + s$	Γ/Ω
3	0	1,855	0,297	0,297	0,160
	0,1	1,830	0,268	0,368	0,201
	0,2	1,802	0,238	0,438	0,243
	0,3	1,773	0,207	0,507	0,286
	0,4	1,742	0,177	0,577	0,332
	0,5	1,708	0,146	0,646	0,379
	0,6	1,672	0,115	0,715	0,428
	0,7	1,632	0,085	0,783	0,480
	0,8	1,590	0,053	0,853	0,537
	0,9	1,553	0,0205	0,920	0,593
	1,0	1,494	-0,0125	0,988	0,662
	1,1	1,445	-0,045	1,055	0,730
	1,2	1,388	-0,082	1,118	0,806
	1,3	1,328	-0,107	1,193	0,898
	1,4	1,263	-0,140	1,260	0,998
1,5	1,191	-0,168	1,333	1,119	
4	0	2,004	0,2222	0,2221	0,111
	0,1	1,984	0,1905	0,2905	0,146
	0,2	1,962	0,1583	0,3583	0,183
	0,3	1,939	0,1257	0,4257	0,219
	0,4	1,910	0,0953	0,4953	0,259
	0,5	1,883	0,0622	0,5622	0,298
	0,6	1,853	0,0298	0,6298	0,340
	0,7	1,821	-0,0040	0,696	0,382
	0,8	1,789	-0,0377	0,7623	0,426
	0,9	1,753	-0,0718	0,8282	0,472
	1,0	1,713	-0,1030	0,897	0,524
	1,1	1,674	-0,1437	0,9563	0,571
	1,2	1,629	-0,1704	1,0296	0,632
	1,3	1,582	-0,2042	1,0958	0,693
	1,4	1,532	-0,2381	1,1619	0,758
1,5	1,474	-0,2635	1,2365	0,839	

Таблица 8 (продолжение)

T_e/T_i	s	x	y	$y + s$	Γ/Ω
5	0	2,131	0,1697	0,1697	0,079
	0,1	2,115	0,1368	0,2368	0,112
	0,2	2,097	0,1035	0,3035	0,145
	0,3	2,075	0,0713	0,3713	0,179
	0,4	2,054	0,0376	0,4376	0,213
	0,5	2,029	0,0050	0,5050	0,249
	0,6	2,006	-0,0310	0,5690	0,284
	0,7	1,980	-0,0660	0,6340	0,320
	0,8	1,951	-0,1004	0,6996	0,358
	0,9	1,923	-0,1386	0,7614	0,396
	1,0	1,888	-0,1692	0,8308	0,440
	1,1	1,854	-0,2044	0,8956	0,483
	1,2	1,817	-0,2396	0,9604	0,528
	1,3	1,778	-0,2748	1,0252	0,577
	1,4	1,737	-0,3100	1,0900	0,627
1,5	1,701	-0,3392	1,1610	0,682	

Из рис. 44, в частности, видно, что частота ионного звука увеличивается, а декремент затухания уменьшается с ростом отношения T_e/T_i при заданном значении параметра $s = \nu_{im}/(kv_{Ti} \cos \theta)$, характеризующего потери энергии волны при соударениях ионов с молекулами. Соответствующие величины в отсутствие соударений приведены в работе [28], а также рассчитаны в [88] для $1 \leq T_e/T_i \leq 10$. Значения x и y , полученные в [88], хорошо согласуются с приведенными в табл. 8 и на рис. 44. Заметим, что значения x и y слабо зависят от малого параметра μ ($m_e \ll m_i$), поэтому величины x и y , определенные для $M = 20$ и для $M = 16$, отличаются незначительно: при $s \leq 1$ это различие составляет доли процента. Таким образом, в ионосфере, где M меняется не более, чем в два раза на высотном интервале от 150 до 300 км, можно пользоваться для расчетов более простым уравнением (138). Оказалось, что зависимость Γ/ω_i можно аппроксимировать прямыми линиями:

$$\Gamma = \gamma + \alpha \nu_{im}, \quad (141)$$

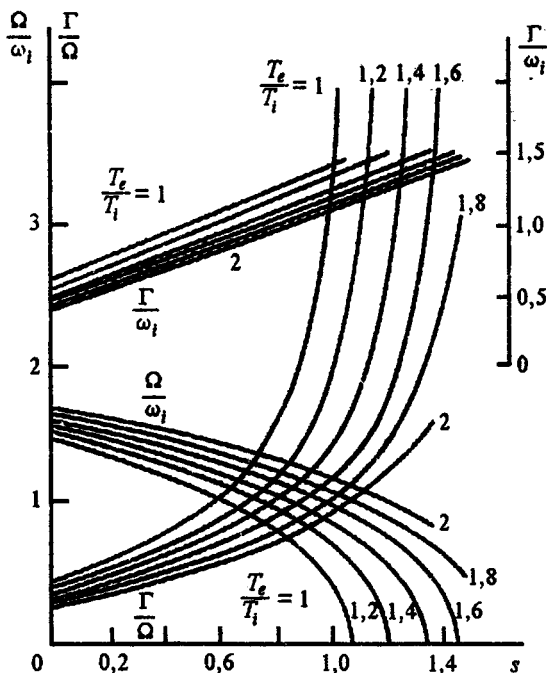


Рис. 44. Результаты расчетов x , y и отношения Γ/Ω для $M = 20$ и $1 \leq T_e/T_i \leq 2$ [20]

где γ характеризует затухание Ландау в отсутствие соударений, γ и α зависят от T_e/T_i .

Из рис. 45, где приведены зависимость коэффициента α от отношения T_e/T_i и зависимость γ/ω_i от T_e/T_i , видно, что значение α уменьшается от $\alpha = 0,81$ при $T_e/T_i = 1$ до $\alpha = 0,66$ при $T_e/T_i = 5$. При дальнейшем возрастании T_e/T_i значение α стремится к $0,5$, что соответствует предельному случаю $\Gamma = \gamma + \nu_{im}/2$. Заметим, что последнее соотношение полностью аналогично выражению для декремента затухания плазменных волн, приведенному в [56]: $\Gamma = \gamma + \nu_{эф}/2$, в котором $\nu_{эф}$ — эффективная частота соударений электронов.

С ростом s частота ионного звука уменьшается (см. рис. 44), а декремент затухания возрастает. При больших ν_{im} ($\nu_{im} \geq \omega_i$) ионный звук существовать не может, поскольку $\Gamma \geq \Omega$.

Как было показано, характеристики ионно-звуковых волн зависят от нескольких параметров ионосферной плазмы: T_e , T_i , M и ν_{im} .

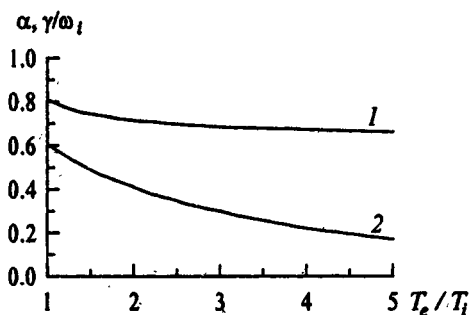


Рис. 45. Зависимости коэффициентов α (кривая 1) и γ/ω_i (кривая 2) от отношения T_e/T_i

Экспериментальным путем можно определить две величины: период волны T (или частоту $\Omega = 2\pi/T$) и время затухания волны, обратно пропорциональное декременту затухания. Если задать априорно величины T_i и массу ионов M , тогда, зная период и время затухания ионного звука, можно найти отношение T_e/T_i и частоту соударений ν_{im} [35]. Можно, напротив, считать известными T_e/T_i и M и тогда определять T_e и ν_{im} [20].

Если в физически однородном объеме создать ионно-звуковые волны с разными периодами и измерить два набора величин K , Ω и Γ , можно определить T_e , T_i и ν_{im} . Эта методика описана в работе [33].

3.2.2 Результаты измерений

Приведем некоторые примеры определения T_e , T_i и ν_{im} на основе экспериментальных данных, полученных на нагревном стенде "Сура" в 1982—1986 гг.

Первые результаты таких измерений представлены в работах [28, 20, 35]. Впоследствии методика измерений была усовершенствована [33]. В 1983 и 1985 гг. были проведены циклы измерений рассеянных от ИПН сигналов пробных волн [20, 35]. Воздействие на ионосферу осуществлялось с помощью двух передатчиков стенда "Сура", работавших синфазно на частоте $f_1 = 5,455$ МГц. Использовалась необыкновенная поляризация, так как при ее воздействии не развивается искусственная ионосферная турбулентность, разрушающая ИПН. Эффективная мощность излучения составляла около 80 МВт. Передатчики включались периодически в режиме: 0,4—1 с — излучение, а затем следовала пауза такой же продолжительности. Для диагностики ИПН использовался третий передатчик стенда Сура, излучавший пробные волны с обыкновенной поляризацией на частотах $f_2 = 4,66$ —4,7 МГц в импульсном

режиме. Длительность зондирующих импульсов составляла 50 мкс, частота повторения 100 Гц.

Регистрация обратно рассеянных сигналов проводилась на многоканальный самописец одновременно с нескольких действующих высот. На одном из каналов самописца записывался период работы нагревных передатчиков.

Обратно рассеянные сигналы приходили с высот, на которых выполнялось условие пространственного синхронизма для длин волн возмущающего и пробного излучений (см. разд. 1.2.1):

$$f_1 n_1^{o,x} = f_2 n_2^{x,o}, \quad (142)$$

где $n^{o,x}$ — коэффициенты преломления нагревной и пробной волн. Для приведенного соотношения частот это условие выполнялось для значений электронных концентраций $N = (2,19—2,65) \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$. Частота и декремент затухания наблюдавшегося ионного звука составляли $\Omega \simeq 10—70 \text{ с}^{-1}$ и $\Gamma \simeq 6—40 \text{ с}^{-1}$.

Обратно рассеянные ИПН сигналы регистрировались с действующих высот $h_d \sim 290—330 \text{ км}$ вблизи уровня зеркального отражения от слоя $F1$ ионосферы. Их амплитуда была на 40—70 дБ ниже уровня зеркального отражения.

Из рис. 46, на котором показан пример записи амплитуд рассеянных сигналов для 21.07.83 в 9.23 московского летнего времени, видно, что при включении и выключении возмущающего поля возникали быстро затухающие колебания амплитуды рассеянного сигнала, которые обусловлены ионно-звуковыми волнами. Период колебаний при $h_d = 300 \text{ км}$ составлял около 240 мс ($\Omega \simeq 26 \text{ с}^{-1}$). Интересной особенностью регистрируемых сигналов являлось возрастание амплитуды рассеянного сигнала сразу после выключения мощного передатчика (см. рис. 46). Это увеличение сигнала в среднем составляло 8—12% и обусловлено эффектом кроссмодуляции в нижней ионосфере.

Следует отметить, что определение истинной высоты h , с которой приходят рассеянные сигналы, является самостоятельной задачей, поскольку в F -области имеет место групповое запаздывание. С этой целью по стандартной программе из ионограмм определялся $N(h)$ -профиль, а затем вычислялся групповой путь, который сопоставлялся с действующей высотой $h_d(h)$ наблюдаемого сигнала.

По результатам этих измерений были определены величины T_e, T_i и ν_{im} . При этом предполагалось, что T_e/T_i и массы ионов известны заранее. В табл. 9 представлены полученные величины электронной и

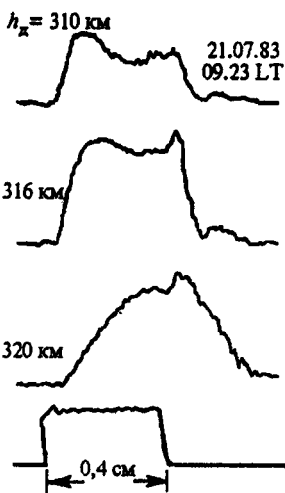


Рис. 46. Пример записи амплитуд рассеянных сигналов для 21.07.83 г. в 9.23 московского летнего времени

ионной температур и частоты соударений электронов с молекулами для летних периодов 1983—1985 гг. Показаны также принятые отношения T_e/T_i и массовые числа ионов M .

В первых трех строках табл. 9 показаны значения T_e , T_i и ν_{im} , полученные для нескольких дней июля 1983 года в утренние часы. В следующих двух — эти же параметры для февраля 1985 г. В последней строчке приведены для сопоставления значения T_e и T_i , полученные в Миллстоун

Хилл в феврале 1974 г. методом некогерентного рассеяния [105]. Показанные в табл. 9 величины согласуются также с другими экспериментальными данными [74, 93]. Определенные нами значения ν_{im} близки к данным работы [79]; лишь 21.07.83 величина ν_{im} была мала по сравнению с моделью [79].

Таблица 9. Ионосферные параметры в F-области в 1983—1985 гг.

Дата	Время	z , км	M	T_e/T_i	T_i , К	T_e , К	$\nu_{im}, \text{с}^{-1}$
20.07.83	08.15	210	20	1,7	740	1260	7,5
21.07.83	09.35	165	27	1,3	701	911	8
26.07.83	08.20	177	26	1,4	826	1156	7
21.02.85	11.40-12.06	180-200	24	1,9	800	1513	12,5
21.02.85	14.06-14.40	180-200	24	1,9	800	1526	8,4
14.02.74	день	215	—	1,9	823	1558	—

Ошибка в определении температуры могла достигать 30%. Это связано с неточностью вычисления высоты. Высотный интервал измере-

ний расположен близко к области отражения нагревной волны, где быстро уменьшается коэффициент преломления и возрастает групповое запаздывание.

Еще один фактор может внести дополнительную ошибку в определение T_e . Известно, что под воздействием мощного радиоизлучения температура электронов в ионосфере возрастает. Теоретические и экспериментальные оценки характерного времени возрастания T_e в F -области ионосферы [98, 33] дают величины около 15—20 с. При значительной напряженности поля возмущающей волны $E \sim E_p$ и непрерывном режиме нагрева электронная температура может возрастать на 40% по сравнению с первоначальной. Оценки соответствующих значений T_e для условий нашего эксперимента (импульсный режим работы нагревного передатчика, наблюдения в дневные часы, когда существенно поглощение радиоволн в ионосфере) дают значения $\Delta T_e/T_e$, не превышающие 4—8%. Эти величины меньше или порядка ошибок проведенных измерений.

Величину ошибки измерения $\Delta T_e/T_e$ можно уменьшить, совершенствуя методику измерений. При выборе оптимальных условий погрешность измерений может быть снижена до $\sim 10\%$.

Метод резонансного рассеяния обладает хорошим временным разрешением и дает возможность изучения временных вариаций ионосферных параметров [35]. Исследование вариаций T_e, T_i и ν_{im} было проведено в дневные часы 21.02.85. При анализе измерений предполагалось, что массовое число ионов $M = 24$ и средняя температура ионов $\bar{T}_i = 800$ К на всем интервале измерений. Измерения проводились в течение трех часов, близких к полудню: с 11.30 до 14.30 местного времени. Обнаружены временные вариации T_e, T_i и ν_{im} на высотах 180—200 км. При этом определялись минимальные изменения T_e, T_i и ν_{im} , удовлетворяющие значениям \bar{T}_i, Ω и Γ . Они показаны на рис. 47. Каждая точка соответствует двухминутному интервалу измерений, в котором для усреднения выбиралось 25—55 реализаций и по ним определялись значения Ω и Γ . Ошибки определения параметров составляли в среднем около 6% для T_i , 10% — для T_e и не более 20% — для ν_{im} . Вариации параметров относительно среднего уровня превышали ошибки измерений и составляли 6—13% для T_i , 8—16% для T_e и 10—40% для ν_{im} . Периоды вариаций лежали в интервале от 5 до 15 минут.

Изменения T_e, T_i и ν_{im} происходили в фазе друг с другом. Как уже отмечалось, измерения производились на уровне постоянной электронной концентрации, поэтому высотные вариации этого уровня со временем также могут вносить вклад в изменения T_e, T_i и ν_{im} . Однако

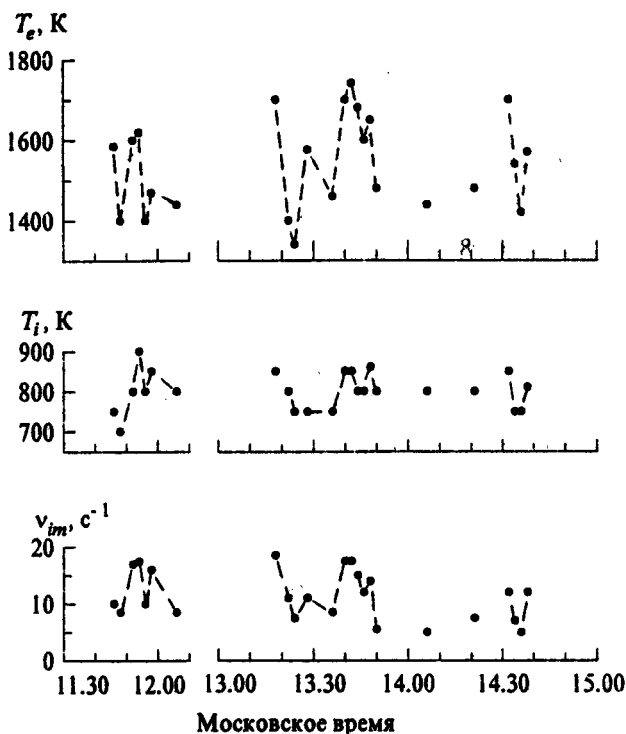


Рис. 47. Временные вариации T_e , T_i и ν_{im} в дневные часы 21.02.85 [35]

изменения высоты, с которой приходили обратно рассеянные ИПН сигналы, происходили существенно медленнее и не коррелировали с изменениями других параметров. Судя по периодам изменений, вариации температур могут быть связаны с распространением внутренних гравитационных волн.

3.2.3 Параметры ионосферной плазмы в области отражения мощной радиоволны

Описанная в разд. 3.2.1 методика определения ионосферных параметров в F -области была в дальнейшем усовершенствована [33]. Как упоминалось выше, измерялись частота и декремент затухания возбуждающихся в процессе установления ИПН ионно-

звуковых волн. Измеряя Ω и Γ , можно определить только два физических параметра, задавая два других из модели. Возможность определения трех величин — T_e , T_i и ν_{im} — появляется, если в исследуемом объеме возбудить ионно-звуковые колебания двух различных масштабов, определяя для них две пары значений Ω и Γ . Физическое объяснение состоит в том, что затухание Ландау и столкновительное затухание по-разному влияют на ослабление ионно-звуковых колебаний разных масштабов.

На практике организация двухмасштабных измерений при работе греющих передатчиков на двух частотах пока не реализована. Но осуществление этой идеи возможно при наблюдениях ИПН в области отражения мощной волны. Показатель преломления радиоволны $n_1 \ll 1$, и, следовательно, масштаб возмущения $\Lambda = \lambda_1/2 = c/(2f_1 n_1)$ быстро меняются с высотой. Регистрируя рассеянные сигналы с разных, но близких уровней, можно получить значения Ω и Γ для ионно-звуковых колебаний различных масштабов Λ , фактически относящихся к физически однородному объему (разница по высоте ~ 1 км, а параметры плазмы в F -области меняются на характерном масштабе в десятки километров).

Мы отобрали и проанализировали все измерения ИПН в области отражения мощной волны. На рис. 48 приведен типичный пример записи амплитуд обратно рассеянных сигналов 27.05.86 в 14.45 LT с высот $h_d = 340, 345, 350$ и 355 км. Воздействие на ионосферу осуществлялось на частоте $f_1 = 5,455$ МГц волнами с необыкновенной поляризацией, времена нагрева и последующей паузы были равны 1 с. В нижней части рис. 48 показан период работы нагревного передатчика. Передатчик пробных волн излучал на частоте $f_2 = 4,71$ МГц (обыкновенная компонента) импульсы длительностью 50 мкс с частотой повторения 100 Гц — видны характерные быстрозатухающие колебания, связанные с возбуждением ионного звука.

Точность измерений периода и времени затухания в одной реализации невелика, поэтому, как правило, производилось усреднение по 15—30 реализациям за 0,5—1 мин наблюдений. В среднем относительная ошибка измерений периода составляла $\delta T \sim 2\text{—}3\%$, а $\delta \tau \sim 5\text{—}10\%$.

Заметим, что представленные в разд. 3.2.1 численные расчеты относительных частоты $x = \Omega/\omega_i$ и декремента затухания $y = \Gamma/\omega_i$ ионного звука неудобны для практического использования. В связи с этим возникла потребность аппроксимировать рассчитанные характеристики аналитическими выражениями для интересующих нас интервалов изменения параметров: $1 \leq \eta \leq 3$ и $0 \leq s \leq 0,8$. Здесь $\eta = T_e/T_i$, а

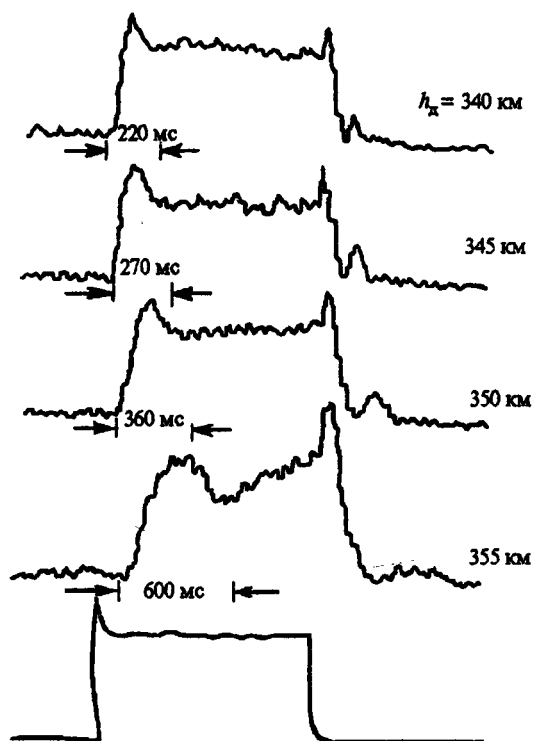


Рис. 48. Пример записи амплитуд рассеянных сигналов с высот $h_d = 340, 345, 350$ и 355 км 27.05.86 г. в 14.45 LT. Продолжительность нагрева и последующей паузы 1 с. Внизу показан период работы нагревного передатчика

$s = \nu_{im}/\omega_i$. Выражение для декремента затухания ионно-звуковых волн (141) дает линейную зависимость от частоты ионно-молекулярных соударений, а коэффициенты γ и α зависят, в свою очередь, от η . Обозначим $\gamma = \omega_i y_0$. Тогда y_0 можно аппроксимировать следующим образом:

$$y_0 = (h + f\eta)^{-1}, \quad (143)$$

где $h = 0,774$ и $f = 0,847$. Отношение $\theta = \Omega/\Gamma = 2\pi\tau/T$ оказалось возможным представить в виде

$$\begin{aligned} \theta &= (a_0 + b_0\eta) \exp[-s/s_0(\eta)], \quad a_0 = 0,38, \quad b_0 = 0,9 \text{ при } s \leq 0,2; \\ \theta &= (a_1 + b_1\eta) \exp[-s/s_1(\eta)], \quad a_1 = 0,819, \quad b_1 = 1,498 \text{ при } s > 0,2. \end{aligned} \quad (144)$$

Значения $s_0(\eta)$ и $s_1(\eta)$ представлены в табл. 10, они меняются в пределах 15—20%.

Таблица 10. Значения $s_0(\eta)$ и $s_1(\eta)$

T_e/T_i	s_0	s_1	T_e/T_i	s_0	s_1
1	0,642	0,640	2,2	0,558	0,764
1,2	0,642	0,697	2,4	0,540	0,759
1,4	0,628	0,733	2,6	0,522	0,752
1,6	0,615	0,752	2,8	0,500	0,747
1,8	0,597	0,762	3	0,481	0,733
2	0,578	0,765	—	—	—

Вводя новую переменную $\xi = s/s_0 = \nu_{im}/(\omega_i s_0)$ при $s \leq 0,2$ (или $\xi = s/s_1$ при $s > 0,2$), из уравнений (141) и (143) легко получить

$$\Gamma = \tau^{-1} = \frac{\omega_i}{h + f\eta} \left(1 + \xi \frac{\alpha s_{0,1}}{y_0} \right). \quad (145)$$

Факторы $m = y_0/(\alpha s_0)$ и $m_1 = y_0/(\alpha s_1)$ также аппроксимировались простыми соотношениями:

$$\begin{aligned} m_0 &= c_0 + d_0\eta, \quad c_0 = 1,264, \quad d_0 = -0,129 \quad \text{при } s \leq 0,2; \\ m_1 &= (c_1 + d_1\eta)^{-1}, \quad c_1 = 0,49, \quad d_1 = 0,412 \quad \text{при } s > 0,2. \end{aligned} \quad (146)$$

Аппроксимация проводилась методом наименьших квадратов по данным для x и y , полученным в работе [20]. Эти значения отбирались через интервалы $\Delta s = 0,02$ и $\Delta \eta = 0,2$. Точность аппроксимации составила 1—2%. Максимальные отклонения ~ 4 —6% имели место при $\eta = 3$, $s = 0,8$ и при $\eta = 1$, $s = 0,4$ —0,6.

Уравнения (144) и (145) с учетом (143) и (146) приводят к системам уравнений:

$$\begin{aligned} 2\pi\tau/T = \theta &= (a_0 + b_0\eta)e^{-\xi}, \\ (h + f\eta) &= \tau\omega_i[1 + \xi/(c_0 + d_0\eta)] \quad \text{при } s \leq 0,2, \end{aligned} \quad (147)$$

$$\begin{aligned} 2\pi\tau/T = \theta &= (a_1 + b_1\eta)e^{-\xi}, \\ (h + f\eta) &= \tau\omega_i[1 + \xi(c_1 + d_1\eta)] \quad \text{при } s > 0,2. \end{aligned} \quad (148)$$

При наличии результатов измерений периодов T_1 , T_2 и времен затухания τ_1 и τ_2 на близких высотах из системы четырех уравнений могут

быть определены параметры η , ξ и ω_i . Выпишем эту систему, например, при $s > 0,2$:

$$\begin{aligned}\theta_1 &= 2\pi\tau_1/T_1 = (a_1 + b_1\eta)e^{-\xi_1}, \\ \theta_2 &= 2\pi\tau_2/T_2 = (a_1 + b_1\eta)e^{-\xi_1 p}, \\ (h + f\eta) &= \tau_1\omega_{i1}[1 + \xi_1(c_1 + d_1\eta)], \\ p(h + f\eta) &= \tau_2\omega_{i1}[1 + \xi_1 p(c_1 + d_1\eta)].\end{aligned}\quad (149)$$

Здесь учтено, что

$$\xi_2/\xi_1 = \omega_{i1}/\omega_{i2} = T_2/T_1 \equiv p. \quad (150)$$

Система (149) является переопределенной. Целесообразно в качестве четвертой переменной определять отношение коэффициентов преломления p на близких высотах. В первом приближении величину p легко определить по отношению периодов $T_2/T_1 = p_0$, однако для решения системы (149) отношение p должно быть известно с более высокой точностью. Следует отметить также, что погрешность определения времени затухания τ больше, чем погрешность определения периода T . Поэтому для той из высот, где имеется меньшее число реализаций, в уравнении введена теоретическая ошибка измерений $\delta\tau$, чтобы система уравнений имела решение. Заметим, что $\delta\tau = p_0/p - 1$, а $\delta\theta = \delta\tau - \delta T$. С учетом ошибок измерений модифицированная система уравнений (149) выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned}\theta_1 &= (a_1 + b_1\eta)e^{-\xi_1}, \\ (1 + \delta\theta)\theta_2 &= (a_1 + b_1\eta)e^{-\xi_1 p}, \\ (h + f\eta) &= \tau_1\omega_{i1}[1 + \xi_1(c_1 + d_1\eta)], \\ p(h + f\eta) &= \tau_2\omega_{i1}(p_0/p + \delta\theta)[1 + \xi_1 p(c_1 + d_1\eta)].\end{aligned}\quad (151)$$

Аналогично могут быть модифицированы уравнения (148) при $s \leq 0,2$. Система уравнений (151) решается при условии минимальных $\delta\theta$, при которых это решение существует. Получив величины ξ_1 , η и ω_{i1} , легко определить T_e , T_i и ν_{im} при заданном m_i .

В табл. 11 приведены полученные таким путем значения T_e , T_i и ν_{im} по измеренным величинам T_1 , T_2 , τ_1 и τ_2 , частоты пробных волн f_2 , а также истинные высоты z , оцененные из ионограмм.

Величины m_i для соответствующих высот взяты из моделей [79]. Истинные высоты находились в интервале 180—200 км. Следует отметить, однако, что они известны с недостаточной точностью, поскольку

ионограммы снимались с пятнадцатипяти-, а иногда с тридцатиминутным интервалом.

Средние значения ионосферных параметров за 27 и 28 мая 1986 г. оказались равными $T_e = 884$ К, $T_i = 813$ К и $\nu_{im} = 10,6$ с⁻¹.

Полученные из уравнений ошибки δT составляли 1—2%, а $\delta \tau$, в среднем, — 10%. При этом $\delta \tau$ составляла 5—10% при числе реализаций $N \sim 20$ и возрастала до 10—15% при $N \sim 8—12$. Теоретические значения δT и $\delta \tau$ согласуются с экспериментальными оценками этих величин.

На основании расчетов был произведен анализ погрешности определения величин T_e , T_i и ν_{im} . Если ошибки измеренных значений периодов и времен затухания не превышают 2—3%, то $\delta T_e \leq 6\%$, а $\delta \nu_{im} \sim 10\%$. Если у одной из измеренных величин T и τ погрешность вдвое больше (до 6—7%), то $\delta T_e \sim 10\%$, а $\delta \nu_{im} \sim 15\%$; при возрастании погрешности у двух измеренных величин до 5—10% δT_e лежит в интервале 10—30%, а $\delta \nu_{im}$ может достигнуть 50%. Заметим, что погрешность определения δT_i всегда наименьшая из трех и лежит в интервале от 1 до 10%, а ошибка $\delta \nu_{im}$ — наибольшая из трех.

Таблица 11. Значения T_e , T_i и ν_{im} для летних периодов 1983—1986 гг.

Дата	Время	f_2 , МГц	z , км	T_1 , мс	τ_1 , мс	T_2 , мс	τ_2 , мс	T_e , К	T_i , К	ν_{im} , с ⁻¹
26.07.83	08.25	4,7	180	217,6	53,4	288,2	63,9	759	746,5	6,0
	08.29	4,7	180	202	50	224	56,5	902	859	6,7
22.05.84	17.50	4,713	210	193,5	55	247	70	1175	1088	4,8
27.05.86	13.18	4,66	200	141,6	29,7	174,3	37,3	834	818	13,6
	13.32	4,66	200	145,7	36,2	171,1	46,4	695	682	8,6
	14.43	4,71	210	221	82	400	133,5	931	625	3,9
28.05.86	15.28	4,7	200	193,5	54	278	79,4	722	720	4,2
	09.18	4,684	200	162,9	28,1	171,5	34,4	1146	1078	18,0
	09.30	4,66	180	144,5	27,9	162,2	33,2	976	957	25,0

Полученные величины T_e , T_i и ν_{im} близки к наблюдаемым на этих высотах другими методами [74, 79, 93]. Этот факт, а также соответствие теоретических и экспериментальных ошибок δT и $\delta \tau$ свидетельствуют об адекватности примененной методики.

Следует отметить, что полученные отношения $\eta = T_e/T_i \sim 1,1$ низки. Вполне возможно, что в умеренных широтах значения η ниже в летний сезон, чем в зимний. Как видно из табл. 9, в феврале 1985 г. наши оценки давали значения $\eta \sim 2$.

Наблюдавшиеся в двух случаях большие значения $\nu_{im} = 13,6$ и 18 с⁻¹ (27.05.86 и 28.05.86, табл. 11) могут быть связаны с распространением

ВГВ, подобных показанным на рис. 47, тем более что и величины T_e и T_i в эти моменты тоже увеличивались.

Разработанная методика позволяет определить три важных для ионосферной плазмы F -области параметра — T_e , T_i и ν_{im} . Поскольку частота ионно-молекулярных соударений связана с плотностью нейтральной атмосферы, на основе ее измерений возможны оценки плотности или состава атмосферы.

Благодаря хорошему временному разрешению метод резонансного рассеяния от искусственных периодических неоднородностей позволяет исследовать вариации измеряемых ионосферных параметров, связанные с распространением внутренних гравитационных волн.

4 . Экспериментальная база для исследования ионосферы с помощью ИПН

4.1 Создание и локация ИПН

Для создания ИПН необходим передатчик или установка, создающая в ионосфере электромагнитное поле, соизмеримое с плазменным. Для этого используются специальные нагревные стенды. Их основные параметры, взятые из работ [41, 62, 116], приведены в табл. 12. При помощи этих установок можно создавать ИПН, на пяти из них ИПН наблюдали экспериментально.

Заметим, что для создания ИПН можно использовать установки с относительно низким потенциалом. Так, на установке НИРФИ "Ястреб" успешно проведен длительный цикл исследования ИПН при эффективной мощности нагревного передатчика $\simeq 20$ МВт. Однако в этом случае для диагностики ИПН использовалась установка частичных отражений с потенциалом $PG \sim 100$ МВт. При еще более низкой мощности $PG \sim 5$ МВт проведены исследования с помощью ИПН на нагревном стенде "Гиссар" около г. Душанбе. Характеристики приемной аппаратуры и результаты наблюдений, полученные там, приведены в работах [37, 73].

Таблица 12. Характеристики нагревных стенов

	Платтевилл, Колорадо, США	Арсибо, Пуэрто- Рико, США	Тромсе, Норве- гия	НIPAS, Аляска, США	"Сура", Василь- сурск, Россия	"Ястреб", Зименки, Россия
Географи- ческие координаты	40, 18°N 104, 73°W	18, 3°N 66, 8°W	69, 6°N 19, 2°E	65°N 147°W	56, 1°N 46, 1°E	56, 1°N 44, 3°N
Магнитная широта	49, 1°N	32°N	67°N	76°N	50°N	51, 5°N
Частота, МГц	2,8-10	3-12	2,5-8	2,8-5	4,5-9	4,6-5,8
Излучаемая мощность, МВт	2	0,8	1,5	1,6	0,75	0,2
Усиление антенны, дБ	19	23-26	24	18-19	23-26	20
Эффективная излучаемая мощность, МВт	100	160	360	130	150-280	20

Иногда сигнал, рассеянный ИПН, имеет большую амплитуду. Подобный пример приведен в работе [27] для случая, когда частота нагревного передатчика была близка к критической частоте слоя E . Необходимо отметить, что рассеяние на ИПН обладает резонансными свойствами, т. е. интенсивный рассеянный сигнал появляется только тогда, когда волны, рассеянные отдельными неоднородностями, складываются синфазно. При обычной схеме эксперимента, когда стоячая волна создается в результате интерференции падающей и отраженной от ионосферы волн, нагревный стенд и локационная установка расположены в одном пункте, это условие выражается равенством $\lambda_1 = \lambda_2$, где λ_1 и λ_2 — длины волн в ионосфере нагревной и локационной соответственно. Выполнить это можно в двух случаях, приводящих к двум способам регистрации ИПН (см. подробнее разд. 1.2.1). Первый способ заключается в том, что для создания ИПН и их локации используют волны одной и той же частоты и поляризации $f_1 = f_2$. Эксперимент в этом случае ставится следующим образом. Нагревный стенд излучает вверх мощную радиоволну на частоте f_1 ниже критической частоты ионосферы. Отражаясь от ионосферы, мощная волна интерферирует с падающей и образует стоячую волну, в поле которой создаются температурные неоднородности. В течение некоторого времени (от десятой доли секунды до нескольких секунд) температурные

ИПН формируют неоднородности электронной концентрации. После этого мощный передатчик нагревного стэнда выключается, и на той же частоте начинает работать импульсный радиолокатор. Излученные радиоимпульсы рассеиваются ИПН и принимаются приемником. Амплитуда и фаза рассеянного сигнала регистрируются в зависимости от высоты. Зондирование неоднородностей происходит до тех пор, пока амплитуда рассеянного сигнала не упадет до нуля.

Положительными сторонами этого способа являются: во-первых, возможность регистрации рассеянного сигнала одновременно со всех высот ионосферы, поскольку равенство $\lambda_1 = \lambda_2$ выполняется независимо от величины электронной концентрации; во-вторых, возможность использования нагревного передатчика в качестве локационного, с переводом его в импульсный режим. Недостаток этого способа — невозможность или большие трудности в регистрации процесса развития ИПН.

Вторая возможность удовлетворить равенство $\lambda_1 = \lambda_2$ — это применение для создания ИПН и их локации радиоволн разных частот с разными поляризациями. В этом случае рабочие частоты должны удовлетворять уравнению (28):

$$f_1 n_1^{o,x} = f_2 n_2^{x,o},$$

где n^o и n^x — показатели преломления обыкновенной и необыкновенной магнитоионных компонент соответственно. Поскольку показатели преломления зависят от величины электронной концентрации, то это равенство является уравнением, связывающим f_1 , f_2 , плазменную частоту f_0 и гирочастоту электронов f_H . Выбрав рабочие частоты соответствующим образом, можно наблюдать рассеяние только с высот, где электронная концентрация удовлетворяет уравнению (28). При достаточном разnose рабочих частот f_1 , f_2 в этом режиме можно наблюдать как развитие, так и релаксацию неоднородностей.

4.2 Энергетические характеристики сигнала, рассеянного ИПН

Для регистрации параметров ИПН необходимо использовать импульсные радиолокаторы, работающие в том же частотном диапазоне, что и нагревный передатчик. Для этой цели наиболее удобны

установки для исследования ионосферы методом частичных отражений и ионозонды с повышенным потенциалом. При этом важно получить значительную амплитуду рассеянного сигнала, которую можно уверенно регистрировать. Для расчета напряжения на входе приемника используем формулу идеальной радиосвязи, дополнив ее предположениями, что ИПН является плоским зеркалом с коэффициентом отражения R и величина поглощения радиоволны в ионосфере до высоты h равна Γ :

$$U = \frac{\sqrt{P_2 G_2 S_2 r_0} R \exp(-2\Gamma)}{4\sqrt{\pi} h} \quad (152)$$

Здесь P_2 — пиковая мощность зондирующего импульса радиолокатора, G_2 и S_2 — коэффициент усиления передающей антенны и эффективная площадь приемной антенны радиолокатора, r_0 — входное сопротивление приемника. В работе [72] получено выражение для коэффициента отражения (по полю) от периодической структуры с синусоидальным возмущением диэлектрической проницаемости:

$$R = \operatorname{th} \frac{\pi p \Delta \epsilon}{8 \cos^2 \alpha}, \quad (153)$$

где p — число неоднородностей, $\Delta \epsilon$ — амплитуда возмущения диэлектрической проницаемости, α — угол падения волны на неоднородности. Выразим число неоднородностей, формирующих амплитуду рассеянного сигнала, через длительность импульса $p = c\tau/\lambda = \tau_p f$. Учтем, что при обратном рассеянии $\cos \alpha = 1$, $R \ll 1$ и гиперболический тангенс раскладывается в ряд, а также дополним знаменатель выражения величиной ϵ для учета отличия фоновой диэлектрической проницаемости от единицы. В результате $R = \pi \tau_p f \Delta \epsilon / 8 \epsilon$. Подставляя это выражение в (152), получим

$$U = \frac{\tau_p f \Delta \epsilon \sqrt{\pi P_2 G_2 S_2 r_0} \exp(-2\Gamma)}{32 \epsilon h} \quad (154)$$

В различных слоях ионосферы действуют разные механизмы образования ИПН, в соответствии с этим формула (154) распадается на три варианта. Во всех слоях амплитуда неоднородностей пропорциональна квадрату напряженности поля стоячей радиоволны E_{\sim}^2 (см. разд. 1.1.2, уравнение (1)):

$$E_{\sim}^2 = \frac{a^2 P_1 G_1 \exp(-2\Gamma_0)}{n h (2h_0 - h)} \quad (155)$$

В нижней ионосфере (области D и E) образование ИПН обусловлено неоднородным нагревом электронного газа в поле стоячей радиоволны.

При этом амплитуда температурных неоднородностей ΔT_e определяется из стационарного решения уравнения (3) (см. разд. 1.1.2):

$$\Delta T_e = \frac{2 \sigma_e E_{\sim}^2}{3 \kappa \delta \nu N_0 (1 + K^2 L^2)}, \quad (156)$$

где $L = \sqrt{\kappa T / (m \delta \nu^2)}$ — масштаб теплопроводности, $K = 2\tilde{\omega} / c$ — волновое число стоячей волны.

В области E можно принять следующие выражения для проводимости и модуля возмущения диэлектрической проницаемости, справедливые для продольного распространения радиоволн:

$$\sigma = \frac{e^2 N_0 \nu}{m[(\omega \pm \omega_H)^2 + \nu^2]}, \quad |\Delta \epsilon| = \frac{4 \pi e^2 \Delta N}{m \omega \sqrt{(\omega \pm \omega_H)^2 + \nu^2}}. \quad (157)$$

Используем формулу (12) из разд. 1.1.3, $\Delta N = N_0 \Delta T_e / (T_e + T_i)$ подставим в нее (156) и (155), результат — в (157) и получим

$$|\Delta \epsilon| = \frac{8 \pi e^4 N_0 E_{\sim}^2}{3 m^2 \delta \kappa (T_e + T_i) \omega [(\omega \pm \omega_H) + \nu^2]^{3/2} (1 + K^2 L^2)}. \quad (158)$$

Учтем, что на высотах E -области $T_i \simeq T_e$, $\nu^2 \ll \omega^2$, и $K^2 L^2 \gg 1$, и, подставляя (158) в (154), окончательно получим:

$$U = \frac{[a c e^2 \nu_e(h)]^2 N_0(h) \tau_p P_1 G_1 \sqrt{\pi P_2 G_2 S_2 r_0} \exp(-2\Gamma - 2\Gamma_0)}{24 m^2 [\kappa T_e]^2 n(h)^5 h^2 (2h_0 - h) \omega^2 (\omega \pm \omega_H)^3}. \quad (159)$$

Не останавливаясь на детальном анализе формулы (159), отметим следующее.

1. Напряжение на входе приемника зависит от частоты как ω^{-5} . Эта зависимость складывается из следующих факторов: выделения тепла, сглаживания температурного рельефа из-за теплопроводности электронной компоненты плазмы и зависимости диэлектрической проницаемости от частоты. Каждый из этих факторов имеет зависимость ω^{-2} , и только рост числа неоднородностей на длительности зондирующего импульса снижает эту степенную зависимость на единицу.

2. Высотная зависимость $U(h)$ определяется главным образом произведением $N_0(h) \nu^2(h)$, поскольку величина $h^2 (2h_0 - h)$ мало меняется в узком интервале 90—130 км.

3. Напряжение на входе приемника пропорционально эффективной мощности нагревного стенда $P_1 G_1$ и только корню квадратному из параметров диагностирующей установки $\sqrt{P_2 G_2 S_2}$.

Исходя из отмеченных моментов, для диагностики выгоднее применять возможно более низкие частоты (однако они должны быть выше $f_0 E$) и повышать эффективную мощность греющего стенда.

На высотах области D неоднородности температуры интенсивнее, чем в области E , поскольку теплопроводность электронной компоненты перестает играть существенную роль. На этих высотах $((KL)^2 \ll 1)$ формула (156) принимает вид

$$\Delta T_e = \frac{2 \sigma_e E_{\sim}^2}{3 \kappa \delta \nu N}. \quad (160)$$

Температурные неоднородности создают неоднородности коэффициента прилипания $\Delta \beta_1 = \beta_1 (600/T_e - 1) \Delta T_e / T_e$, которые вследствие нарушения фотохимического равновесия приводят к образованию неоднородностей электронной концентрации. Амплитуда последних на основании модели с одним отрицательным ионом (см. разд. 2.1.1) определяется формулой

$$\Delta N = \frac{N_0 \beta_1 (600/T_e - 1) \Delta T_e}{(\beta_1 + \gamma_1) T_e}. \quad (161)$$

Подставляем в эту формулу возмущение температуры и получаем

$$\Delta N = \frac{2 \sigma_e \beta_1 (600/T_e - 1) E_{\sim}^2}{3 (\beta_1 + \gamma_1) \kappa T_e \delta \nu}. \quad (162)$$

Подстановка в формулу (157) последовательно (162) и (155) дает выражение

$$|\Delta \epsilon| = \frac{8 \pi e^4 \beta_1 (600/T_e - 1) N_0 a^2 P_1 G_1 \exp(-2\Gamma_0)}{3 m^2 (\beta_1 + \gamma_1) \omega [(\omega \pm \omega_H)^2 + \nu^2]^{3/2} \kappa T_e \delta n h (2h_0 - h)}. \quad (163)$$

В этой формуле опущен коэффициент преломления среды, поскольку в области D он близок к единице. Объединяя равенства (163) и (154), окончательно получим:

$$U = \frac{e^4 \beta_1 (600/T_e - 1) N_0 \tau_p a^2 P_1 G_1 \sqrt{\pi P_2 G_2 S_2 r_0} \exp(-2\Gamma - 2\Gamma_0)}{24 m^2 (\beta_1 + \gamma_1) [(\omega \pm \omega_H)^2 + \nu^2]^{3/2} \delta \kappa T_e h^2 (2h_0 - h)}. \quad (164)$$

Особенностью этой формулы является:

- 1) более слабая зависимость от частоты, чем на высотах области E (менее, чем ω^3);
- 2) сильная зависимость от плотности атмосферы, которая входит двумя путями: через эффективную частоту электронных соударений ν

и через зависимость скоростей прилипания и отлипания электронов к молекулам кислорода. Конкретный вид последних зависимостей приведен в разд. 2.2.2.

Основным фактором создания ИПН в F -области является стрикционная сила. По оценкам она создает неоднородности в тысячу раз слабее, чем локальный тепловой нагрев в области D . Поэтому регистрация сигнала, рассеянного ИПН, из области межслоевой $E - F$ -впадины представляет определенные технические трудности. Исключением является область вблизи высоты отражения мощной радиоволны, где показатель преломления среды $n \rightarrow 0$ и амплитуда рассеянного сигнала увеличивается. В изотропной однородной плазме стрикционная сила

$$F = -\frac{Ne^2}{4m\omega^2} \frac{\partial E^2}{\partial h} \quad (165)$$

создает возмущение электронной концентрации, амплитуда которого выражается формулой

$$\Delta N = \frac{e^2 N_0}{4m\omega^2 \kappa(T_e + T_i)} \frac{\partial E_{\sim}^2}{\partial h}. \quad (166)$$

При подстановке в (166) $\partial E_{\sim}^2/\partial h$ учтем, что за создание ИПН ответственна только косинусоидальная составляющая высотной зависимости напряженности поля, и получим

$$\Delta N = \frac{e^2 N_0 a^2 P_1 G_1 \exp(-2\Gamma_0)}{4m c \omega \kappa(T_e + T_i) h_0^2}. \quad (167)$$

Используя простейшее выражение для диэлектрической проницаемости плазмы $\epsilon = 1 - 4\pi e^2 N_0/m\omega^2$, найдем

$$\Delta \epsilon = \frac{\pi e^4 N_0 a^2 P_1 G_1 \exp(-2\Gamma_0)}{m^2 c \omega^3 \kappa(T_e + T_i) h_0^2}. \quad (168)$$

Подставим (168) в (154) и окончательно получим:

$$U = \frac{e^4 N_0 a^2 P_1 G_1 \tau_p \sqrt{\pi P_2 G_2 S_2 r_0} \exp(-4\Gamma_0)}{64 m^2 c n^2 \omega^2 \kappa(T_e + T_i) h_0^3}. \quad (169)$$

Более точные формулы для расчета напряжения на входе приемника, создаваемого волнами, рассеянными ИПН в области F , можно получить, используя материалы разд. 3.1.

При выводе (159), (164) и (169) предполагается, что от всего объема рассеянные волны складываются синфазно, что соответствует регистрации ИПН первым способом. При регистрации ИПН вторым способом поля, рассеянные отдельными неоднородностями, не всегда будут синфазны и рассеянный сигнал будет слабее. Подробнее этот вопрос рассмотрен в работе [39], где получено выражение для гауссова импульса, рассеянного на ИПН, созданных в линейном слое. Там же указано, что рассеянный импульс получает внутриимпульсную фазовую модуляцию.

4.3 Блок-схема диагностического комплекса для исследований ионосферы с помощью ИПН

Из предыдущих разделов следует, что с помощью ИПН можно определять целый ряд параметров ионосферной плазмы. Естественно, что для этой цели разумно разработать методику, позволяющую определять их все сразу или, по крайней мере, большинство из них. Приведем пример методики и аппаратуры для исследования области E . Отметим, что для более точного определения ρ , T , V и V_i требуется знание профиля электронной концентрации. Поэтому первым шагом должно быть измерение $N(h)$. Этот момент необходимо подчеркнуть, поскольку измерения $N(h)$ требуют более сложной техники, потому что нагревные и диагностические излучения должны иметь разные частоты и поляризации. Остальные четыре параметра могут быть получены из одного эксперимента, поскольку для их нахождения используется только высотно-временная зависимость амплитуды $A(h, t)$ и фазы $\phi(h, t)$ рассеянного сигнала. Исходя из изложенного, алгоритм измерения должен состоять из двух частей: измерение $N(h)$; измерение $A(h, t)$ и $\phi(h, t)$ в процессе релаксации ИПН.

Временной алгоритм работы по первой части представлен на рис. 49, а. Он начинается с излучения пробных радиоимпульсов на обыкновенной компоненте с частотой $f_{2,i}$ и регистрации амплитуды рассеянных сигналов $A_i(h)$. Поскольку для определения $N(h)$ требуется изменение частоты в диапазоне $(f_1; f_1 + 1\text{МГц})$, частота $f_{2,i}$ меняется от импульса к импульсу с шагом $\delta f \simeq 20$ кГц. При частоте повторения $F \simeq 50$ Гц для пробега интервала в 1 МГц потребуется

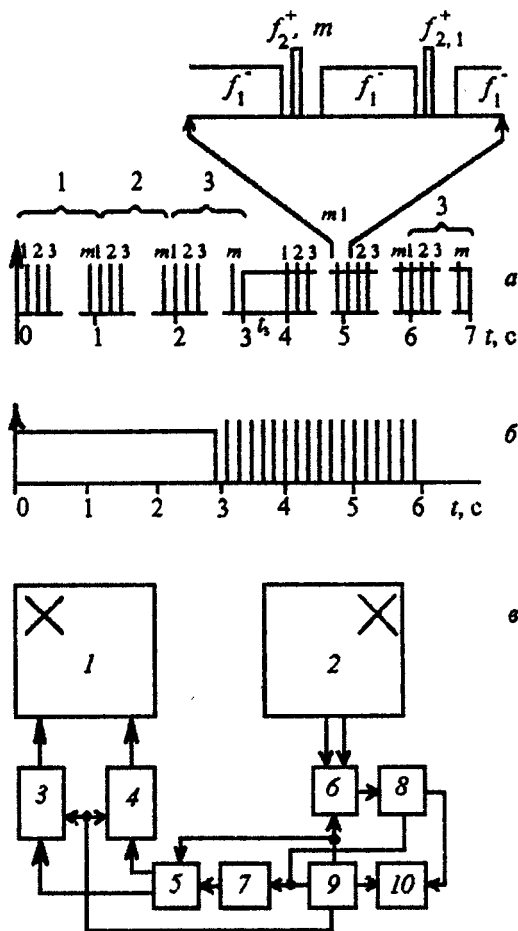


Рис. 49. Временная диаграмма работы комплекса в режимах а и б; в — блок-схема аппаратного комплекса, реализующая эти режимы

≈ 50 импульсов, и длительность цикла составит около одной секунды. Для получения надежных данных цикл зондирования повторяется несколько раз (например, три, как это показано на рис. 49, а). Далее излучается греющая радиоволна необыкновенной поляризации на частоте

f_i и в течение $t \geq 1с$ создаются ИПН. После этого циклы зондирования на частоте $f_{2,i}$ повторяются, и регистрируется амплитуда рассеянного сигнала $A_i^*(h)$. По окончании циклов зондирования греющее излучение выключается. Для определения высоты рассеянного сигнала находятся величины $y_i(h) = \Sigma A_i^*(h) - \Sigma A_i(h)$ и для каждой частоты $f_{2,i}$ определяется высота, на которой $y_i(h)$ достигает максимума, уверенно превышающего уровень шумов. В результате измеряется функция $h_d(f_i)$, которая используется для расчета $N(h)$ по формулам или соответствующей таблице. Таким образом, весь процесс измерений для определения $N(h)$ можно уложить во временной интервал $\approx 10 с$.

Временной алгоритм работы по второй части представлен на рис. 49, б. Он начинается с излучения греющей волны необыкновенной поляризации на частоте f_1 в течение $\approx 3 с$. Затем греющая волна выключается, и излучаются короткие диагностические импульсы той же частоты и поляризации. Длительность импульсов 20—50 мкс, частота повторения $F \approx 50 Гц$. Рассеянные сигналы принимаются после каждого зондирующего импульса и подаются на амплитудный и фазовый детекторы, после которых зависимости $A(h, i)$ и $\phi(h, i)$ (i — номер зондирующего импульса) регистрируются (или регистрируются синусная и косинусная составляющие сигнала). Зондирование продолжается $\sim 3 с$. Весь цикл повторяется 3—5 раз. Поскольку цикл нагрева и измерения не превышают 10 с, то суммарное время работы по второй части алгоритма не превышает 50 с, а общее время измерений по алгоритму в целом составит $\approx 1 мин$.

Подобный алгоритм работы может быть обеспечен аппаратным комплексом, блок-схема которого изображена на рис. 49, в. Комплекс включает в себя передающую и приемную антенны 1 и 2; два идентичных усилителя мощности (передатчики) 3 и 4; два поляризатора (блоки для управления излучаемой и принимаемой поляризациями сигналов) 5 и 6; задающий генератор передатчиков (например, синтезатор Ч6-31) 7; приемник 8; управляющая ЭВМ 9 для обеспечения временных алгоритмов работы аппаратуры; ЭВМ для регистрации, обработки и хранения первичной информации и результатов измерений 10. Заметим, что антенны должны состоять из двух ортогональных систем излучателей для обеспечения излучения и приема круговых поляризаций, а поляризаторы обеспечивать формирование двух равных по амплитуде и сдвинутых по фазе на $\pm 90^\circ$ напряжений.

Рассмотрим работу комплекса на примере выполнения первой части алгоритма. Управляющая ЭВМ выдает на синтезатор 7 и приемник 8 сигналы для установки частоты $f_{2,1}$ и управляющие напряжения

на поляризаторы 5 и 6 для излучения и приема обыкновенной компоненты. Через промежуток времени, необходимый для установления частоты (≈ 1 мс), на передатчики 3 и 4 подается импульс длительностью ≈ 20 —50 мкс для излучения диагностического импульса, одновременно подается сигнал на ЭВМ 10 для включения цикла регистрации амплитуды рассеянного сигнала $A(h, 1)$. По окончании регистрации система ожидает следующего импульса управляющей ЭВМ, тогда цикл работы повторится, но зондирование произойдет на частоте $f_{2,2}$ и далее до последней частоты $f_{2,m}$. После троекратного пробега по частоте управляющая ЭВМ выдает сигнал на синтезатор и приемник для установки частоты f_1 и излучения необыкновенной компоненты на поляризаторы 5 и 6. После времени, необходимого для установки частоты и поляризации, включается сигнал излучения передатчиков 3 и 4. В течение времени t_3 формируются ИПН в ионосфере. Через интервал времени t_3 с управляющей ЭВМ поступает сигнал на запаривание передатчиков, перестройку частоты синтезатора и приемника на $f_{2,1}$ и установку обыкновенной поляризации. После перестройки частоты на передатчики подается импульс излучения, а на ЭВМ 10 импульс включения цикла регистрации амплитуды принятого сигнала $A^*(h, 1)$. По окончании регистрации амплитуды рассеянных сигналов (примерно через 2 мс) синхронизатор выдает управляющие сигналы для установки частоты f_1 и нужной поляризации сигнала и после установления частоты включает излучение нагревной волны. Таким образом, для излучения диагностического импульса используются те же передатчики, что и для излучения греющей волны. Поскольку длительность "врезки" составляет около 4 мс, то при периоде повторения импульсов 20 мс "врезки" снижают эффективную мощность нагрева только на 20%.

Для реализации такого режима работы передатчики должны обладать полосой пропускания около 1 МГц, а остальная аппаратура — способностью к быстрой перестройке частоты. Для уверенной регистрации сигналов мощности передатчиков должны составлять не менее 100 кВт, а коэффициент направленного действия антенны ≈ 200 . При этом передающая антенна должна обладать высоким КПД. К приемной антенне это требование не предъявляется, поскольку отношение сигнала к шуму в диапазоне коротких волн определяется внешними помехами, а не шумами приемника. Подобный комплекс представляется наиболее экономичным, поскольку в нем совмещаются функции нагревного стенда и диагностической установки.

Заключение

За более чем 20-летний срок изучения ИПН рассмотрены физические процессы, приводящие к образованию периодических неоднородностей в поле мощной стоячей радиоволны. На этой основе разработано и опробовано более десятка способов определения параметров ионосферной плазмы. Отметим главные из них:

- определение профиля электронной концентрации,
- определение скоростей вертикальных движений,
- определение температуры и плотности атмосферы на высотах 90—120 км,
- определение интенсивности турбулентности на высотах 90—105 км,
- определение плотности атмосферы на высотах 55—75 км,
- определение температуры электронов и ионов в F -области ионосферы.

Искусственные периодические неоднородности позволяют проводить систематические исследования плазмы в нижней ионосфере. Способы определения параметров плазмы с помощью ИПН имеют высокое временное разрешение, чем выгодно отличаются, например, от метода некогерентного рассеяния. По информативности они могут соперничать с ракетными исследованиями, значительно превосходя их по экономичности и экологической чистоте. Все способы диагностики ионосферной плазмы с помощью ИПН легко объединить в одну комплексную методику, которая позволит проводить исследования и вести мониторинг ионосферы в широком интервале высот от области D до области F .

Установки для исследования ионосферы с помощью ИПН можно относительно просто создать на базе нагревных стендов НИРФИ, Арсибо и исследовательского комплекса HISCAT в Тромсе. Для этого требуется лишь некоторое дооборудование действующих установок, сводящееся к созданию приемного комплекса, оснащению его вычислительной техникой и разработке соответствующих алгоритмов и программ. До настоящего времени исследований ИПН за рубежом проведено очень мало [95, 97]. В последние годы интерес к исследованию ИПН на Западе усилился. При участии сотрудника НИРФИ Н. П. Гончарова проведены первые исследования этим методом в Тромсе [107].

Применение ИПН является перспективным как для дальнейшего изучения структуры ионосферы, так и для исследования динамических явлений. Наиболее интересные результаты могут быть получены при исследованиях в следующих направлениях:

- сезонные и суточные вариации различных параметров, в том числе в восходно-заходные периоды и во время солнечных затмений;
- неоднородная структура нижней ионосферы: расслоение регулярного E -слоя, спорадические слои, дополнительные слои в межслоевой $E - F$ -впадине;
- высотное распределение скоростей вертикальных движений в D - и E -областях ионосферы;
- высотно-временные параметры внутренних гравитационных волн и их спектральные характеристики;
- параметры турбулентности вблизи мезопаузы и их связь с волновой активностью в атмосфере;
- химия отрицательных ионов и аэрономическая модель области D .

Все перечисленные направления являются актуальными в области исследования ионосферы и верхней атмосферы. Комплексные измерения временных вариаций различных ионосферных параметров, в которых проявляются волновые движения, позволяют расширить наше понимание динамики верхней атмосферы и энергетической взаимосвязи между различными слоями ионосферы.

Литература

- [1] Альперт Я.Л. Распространение электромагнитных волн и ионосфера // М.: Наука, 1973. 563 с.
- [2] Базметьева Н.В., Беликович В.В., Бенедиктов Е.А., Бубукина В.Н., Гончаров Н.П., Игнатъев Ю.А. Сезонно-суточные вариации скорости вертикальных движений на высотах мезосферы и нижней термосферы // Геомагнетизм и аэрономия. 1996. Т. 36, N 5. С. 120–129.
- [3] Базметьева Н.В., Беликович В.В., Бенедиктов Е.А., Бубукина В.Н., Гончаров Н.П., Игнатъев Ю.А., Рубцов Л.Н. Вертикальные движения в нижней ионосфере во время промышленного взрыва // Геомагнетизм и аэрономия. 1996. Т. 36, N 6. С. 43–50.
- [4] Базметьева Н.В., Беликович В.В., Бенедиктов Е.А., Бубукина В.Н., Игнатъев Ю.А. Исследование волновых движений в нижней ионосфере методом резонансного рассеяния радиоволн на искусственных периодических неоднородностях // Изв. вузов. Радиофизика. 1997. Т. 40, N 3. С. 308–321.
- [5] Базметьева Н.В., Беликович В.В., Игнатъев Ю.А., Понятов А.А. Определение эффективного коэффициента рекомбинации и концентрации метеорных ионов в среднеширотном спорадическом слое E // Геомагнетизм и аэрономия. 1996. Т. 36, N 6. С. 36–42.
- [6] Базметьева Н.В., Беликович В.В., Игнатъев Ю.А., Понятов А.А. Вертикальные движения в нижней ионосфере и спорадический слой E // Изв. вузов. Радиофизика. 1999. Т. 37, N 1. С. 26–35.
- [7] Базметьева Н.В., Беликович В.В., Коротина Г.С. Определение скоростей турбулентных движений в нижней ионосфере с помощью искусственных периодических неоднородностей // Геомагнетизм и аэрономия. 1996. Т. 36, N 5. С. 180–183.
- [8] Беликович В.В. Аппроксимация экспериментальных данных экспонентой // Изв. вузов. Радиофизика. 1993. Т. 36, N 12. С. 1105–1112.

- [9] *Беликович В.В., Базметьева Н.В., Бубукина В.Н., Караштин А.А., Толмачева А.В.* Исследование нижней ионосферы с помощью искусственных периодических неоднородностей // Изв. вузов. Радиофизика. 1998. Т. 41, N 9. С. 1077–1085.
- [10] *Беликович В.В., Бенедиктов Е.А.* Влияние температуры на состояние плазмы в нижней части области *D* ионосферы // Геомагнетизм и аэрономия. 1986. Т. 26, N 5. С. 839–841.
- [11] *Беликович В.В., Бенедиктов Е.А.* Искусственные периодические неоднородности в нижней части области *D* на заходе и восходе Солнца // Геомагнетизм и аэрономия. 1986. Т. 26, N 5. С. 837–839.
- [12] *Беликович В.В., Бенедиктов Е.А.* О кратковременных вариациях параметров плазмы в нижней части *D*-области ионосферы // Геомагнетизм и аэрономия. 1986. Т. 26, N 4. С. 680–682.
- [13] *Беликович В.В., Бенедиктов Е.А.* Исследование нижней части *D*-области ионосферы с помощью искусственных периодических неоднородностей // Изв. вузов. Радиофизика. 1986. Т. 29, N 11. С. 1283–1296.
- [14] *Беликович В.В., Бенедиктов Е.А.* Влияние атмосферной турбулентности на релаксацию сигналов, рассеянных искусственными периодическими неоднородностями // Геомагнетизм и аэрономия. 1995. Т. 35, N 2. С. 91–99.
- [15] *Беликович В.В., Бенедиктов Е.А.* Способ определения времени рекомбинации электронов с ионами в *D*-области ионосферы. А.С. N 1762290 от 15.05.1992 (приоритет от 19.03.1991).
- [16] *Беликович В.В., Бенедиктов Е.А., Вязиров В.Д., Гребнев Ю.Н., Толмачева А.В.* Измерение профилей электронной концентрации в *D*- и *E*-областях ионосферы методами частичных отражений и резонансного рассеяния радиоволн // Геомагнетизм и аэрономия. 1993. Т. 33, N 1. С. 149–150.
- [17] *Беликович В.В., Бенедиктов Е.А., Вязиров В.Д., Лернер А.М.* Эмпирическая модель распределения электронной концентрации среднеширотной *D*-области ионосферы // Геомагнетизм и аэрономия. 1992. Т. 32, N 6. С. 554–561.

- [18] *Беликович В.В., Бенедиктов Е.А., Гетманцев Г.Г., Игнатьев Ю.А., Комраков Г.П.* О рассеянии радиоволн от искусственно возмущенной F -области ионосферы // Письма в ЖЭТФ. 1975. Т. 22, вып. 10. С. 497–499.
- [19] *Беликович В.В., Бенедиктов Е.А., Гетманцев Г.Г., Иткина М.А., Терина Г.И., Толмачева А.В.* О возможности измерения электронной концентрации в ионосфере по рассеянию радиоволн на искусственных неоднородностях плазмы // Изв. вузов. Радиофизика. 1978. Т. 21, N 8. С. 1220–1221.
- [20] *Беликович В.В., Бенедиктов Е.А., Гольцова Ю.К., Жислин Г.М., Комраков Г.П., Толмачева А.В.* Определение ионосферных параметров в F -области методом резонансного рассеяния // Изв. вузов. Радиофизика. 1986. Т. 29, N 2. С. 131–138.
- [21] *Бенедиктов Е.А., Беликович В.В., Гончаров Н.П.* Способ определения вертикальной составляющей скорости ветра в ионосфере. Патент РФ N 1253308 // Б.И. 1990, N 20. С. 275.
- [22] *Беликович В.В., Бенедиктов Е.А., Гончаров Н.П.* Вертикальные движения в D и E -областях ионосферы // Геомагнетизм и аэронаука. 1991. Т. 31, N 2. С. 381–383.
- [23] *Беликович В.В., Бенедиктов Е.А., Гончаров Н.П., Толмачева А.В.* Диагностика ионосферы и атмосферы на высотах области E с помощью искусственных периодических неоднородностей // Геомагнетизм и аэронаука. 1995. Т. 35, N 4. С. 64–81.
- [24] *Беликович В.В., Бенедиктов Е.А., Гуляева Т.Л., Терина Г.И.* Определение профиля электронной плотности по резонансному рассеянию радиоволн и ионограммам вертикального зондирования // Геомагнетизм и аэронаука. 1979. Т. 19, N 6. С. 1012–1015.
- [25] *Беликович В.В., Бенедиктов Е.А., Дмитриев С.А., Терина Г.И.* Искусственные квазипериодические неоднородности плазмы в нижней ионосфере // Изв. вузов. Радиофизика. 1981. Т. 24, N 4. С. 504–506.
- [26] *Беликович В.В., Бенедиктов Е.А., Дмитриев С.А., Терина Г.И.* Искусственные периодические неоднородности плазмы в нижней части D -области ионосферы // Изв. вузов. Радиофизика. 1981. Т. 24, N 7. С. 905–908.

- [27] *Беликович В.В., Бенедиктов Е.А., Дмитриев С.А., Терина Г.И.* Обратное рассеяние радиоволн от искусственно возмущенной E -области ионосферы // Изв. вузов. Радиофизика. 1981. Т. 24, N 5. С. 645–645.
- [28] *Беликович В.В., Бенедиктов Е.А., Иткина М.А., Митяков Н.А., Терина Г.И., Толмачева А.В., Шавин П.Б.* Рассеяние радиоволн на периодических искусственных неоднородностях ионосферы // Изв. вузов. Радиофизика. 1977. Т. 20, N 12. С. 1821–1825.
- [29] *Беликович В.В., Бенедиктов Е.А., Мареев Е.А., Терина Г.И.* Влияние движений ионосферной плазмы на процессы образования искусственных периодических неоднородностей // Изв. вузов. Радиофизика. 1983. Т. 26, N 5. С. 625–627.
- [30] *Беликович В.В., Бенедиктов Е.А., Терина Г.И.* Об образовании квазипериодических неоднородностей в ионосфере // Изв. вузов. Радиофизика. 1978. Т. 21, N 10. С. 1418–1423.
- [31] *Беликович В.В., Бенедиктов Е.А., Толмачева А.В.* Способ определения температуры атмосферы на высотах E -слоя ионосферы. Патент РФ N 1732309 от 16.03.1993 (приоритет от 28.02.1990).
- [32] *Беликович В.В., Бенедиктов Е.А., Толмачева А.В.* Способ определения плотности атмосферы на высотах E -слоя ионосферы. Патент РФ N 1732310 от 16.03.1993 (приоритет от 28.02.1990).
- [33] *Беликович В.В., Бенедиктов Е.А., Толмачева А.В.* Диагностика параметров ионосферной плазмы в F -области методом резонансного рассеяния на искусственных периодических неоднородностях // Геомагнетизм и аэронавигация. 1989. Т. 29, N 2. С. 270–274.
- [34] *Беликович В.В., Бенедиктов Е.А., Толмачева А.В.* Методика определения высотной зависимости атмосферной температуры с помощью искусственных периодических неоднородностей ионосферной плазмы // Геомагнетизм и аэронавигация. 1994. Т. 34, N 1. С. 141–143.
- [35] *Бенедиктов Е.А., Беликович В.В., Толмачева А.В.* Определение вариаций температуры и плотности в F -области ионосферы методом резонансного рассеяния // Исследование динамических процессов в верхней атмосфере. М.: Гидрометиздат, 1988. С. 125–127.

- [36] *Беликович В.В., Вязгирев В.Д.* Фазовый метод определения электронной концентрации при помощи искусственных периодических неоднородностей // *Геомагнетизм и аэрономия*. 1997. Т. 37, N 1. С. 180–183.
- [37] *Беликович В.В., Вязгирев В.Д., Гончаров Н.П., Ежов А.И., Кунтенкова Н.В., Ковалев В.Я., Марченко С.Ф., Рубцов Л.Н.* Диагностический комплекс на стенде "Гиссар" // *Геомагнетизм и аэрономия*. 1996. Т. 36, N 4. С. 135–141.
- [38] *Беликович В.В., Гончаров Н.П.* Исследование D-области ионосферы с помощью искусственных периодических неоднородностей // *Геомагнетизм и аэрономия*. 1994. Т. 34, N 6. С. 84–95.
- [39] *Беликович В.В., Мареев Е.А.* О рассеянии радиоволн на искусственных квазипериодических неоднородностях в ионосфере // *Изв. вузов. Радиофизика*. 1987. Т. 30, N 7. С. 852–856.
- [40] *Беликович В.В., Разин С.В.* Образование искусственных периодических неоднородностей в D-области ионосферы с учетом процессов прилипания и рекомбинации // *Изв. вузов. Радиофизика*. 1986. Т. 29, N 3. С. 251–256.
- [41] *Белов И.Ф., Бычков В.В., Гетманцев Г.Г., Митяков Р.Ф., Пашкова Г.Р.* Экспериментальный комплекс "Сура" для исследования искусственных возмущений ионосферы. Препринт N 167: НИРФИ. Горький, 1963. 25 с.
- [42] *Бенедиктов Е.А., Беликович В.В., Батметьева Н.В., Толмачева А.В.* Исследование динамических явлений в E-области ионосферы по измерениям электронной концентрации в осенне-зимние периоды 1990–1992 гг. // *Геомагнетизм и аэрономия*. 1997. Т. 37, N 5. С. 88–98.
- [43] *Бенедиктов Е.А., Беликович В.В., Батметьева Н.В., Толмачева А.В.* Исследование ионосферы и атмосферы с помощью искусственных периодических неоднородностей // 18-я Всесоюзная конференция по распространению радиоволн: Тез. докл. М., 1996. Т. 1. С. 150.
- [44] *Бенедиктов Е.А., Беликович В.В., Гребнев Ю.Н., Толмачева А.В.* Определение температуры и плотности атмосферы на высотах E-слоя ионосферы // *Геомагнетизм и аэрономия*. 1993. Т. 33, N 5. С. 170–174.

- [45] *Бенедиктов Е.А., Беликович В.В., Толмачева А.В.* Некоторые результаты измерений температуры и плотности атмосферы выше турбопаузы с помощью искусственных периодических неоднородностей // Изв. вузов. Радиофизика. 1997. Т. 40, N 3. С. 308–321.
- [46] *Бенедиктов Е.А., Вязиров В.Д., Толмачева А.В.* Результаты измерений электронной концентрации в *E*-области ионосферы в период 1990–1992 гг. // Геомагнетизм и аэрoномия. 1997. Т. 37, N 5. С. 79–87.
- [47] *Борисов Н.Д., Варшавский И.И.* Переходные процессы в ионосферной плазме, возникающие в поле мощной стоячей радиоволны // Геомагнетизм и аэрoномия. 1979. Т. 19, N 5. С. 806–811.
- [48] *Варшавский И. И.* Влияние стрикционных и тепловых эффектов при возмущении плазмы мощной радиоволной // Геомагнетизм и аэрoномия. 1978. Т. 18, N 6. С. 1022–1027.
- [49] *Виленский И.М.* Об одном нелинейном эффекте при распространении радиоволн в ионосфере // Доклады АН.СССР. 1970. Т. 191, N 5. С. 1041–1043.
- [50] *Виленский И.М., Израилева Н.П., Капельзон А.А., Плоткин В.В., Фрейман М.Е.* Искусственные квазипериодические неоднородности в нижней ионосфере. Тр. ин-та геол. и геофиз. Вып. 685. Новосибирск: Наука, 1987. 188 с.
- [51] *Виленский И.М., Плоткин В.В.* Об отражении мощных радиоволн от нижней ионосферы // Изв. вузов. Радиофизика. 1973. Т. 16, N 6. С. 886–891.
- [52] *Гершман Б.Н.* Динамика ионосферной плазмы. М.: Наука, 1974. 256 с.
- [53] *Гершман Б.Н., Григорьев Г.И.* Перемещающиеся ионосферные возмущения и их связь с ионосферными волнами // Ионосферные исследования. 1978, N 25. С. 5–15.
- [54] *Гершман Б.Н., Игнатъев Ю.А., Каменецкая Г.Х.* Механизмы образования ионосферного спорадического слоя на различных широтах. М.: Наука, 1976. 108 с.

- [55] Гершман Б.Н., Рыжов Ю.А. О турбулентном расплывании искусственных периодических неоднородностей в нижней ионосфере // Изв. вузов. Радиофизика. 1983. Т. 26, N 10. С. 1210–1213.
- [56] Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967. 683 с.
- [57] Гуревич А.В., Пятаевский Л.П. ЖЭТФ. 1963. Т. 45, вып. 4 (10).
- [58] Гуревич А.В., Шварцбург А.Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. М.: Наука, 1973. 272 с.
- [59] Данилов А.Д., Власов М.Н. Фотохимия ионизованных и возбужденных частиц в нижней ионосфере. Л.: Гидрометеиздат, 1973. 190 с.
- [60] Игнатьев Ю.А. Расчет распределения ионизации в среднеширотном спорадическом слое E // Изв. вузов. Радиофизика. 1971. Т. 14, N 4. С. 554–561.
- [61] Ионосфера Земли. Модель глобального распределения концентрации, температуры и эффективной частоты соударений. ГОСТ 25645.146-89.
- [62] Митяков Н.А., Грач С.М., Митяков С.Н. Возмущение ионосферы мощными волнами // Итоги науки и техники. Геомагнетизм и высокие слои атмосферы. М.: ВИНТИ, 1989. Т. 9. 138 с.
- [63] Калгин Ю.А., Данилов А.Д. Определение параметров вихревой диффузии в мезосфере и нижней термосфере // Геомагнетизм и аэрономия. 1993. Т. 33, N 6. С. 119–125.
- [64] Камке Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. М.: Наука, 1965. 703 с.
- [65] Квавадзе Д.С., Шарадзе З.С. Возмущенности в области E и F и спорадический слой E // Ионосферные исследования. 1972. N 20. С. 166–168.
- [66] Лапин В.Г., Тамойкин В.В. О влиянии искривления фазовых фронтов мощной и пробной волн на рассеяние от искусственной периодической решетки // Изв. вузов. Радиофизика. 1984. Т. 27, N 2. С. 154–162.

- [67] *Мак-Иван Н., Филлипс Л.* Химия атмосферы. М.: Мир, 1978. 378 с.
- [68] *Месси Г.* Отрицательные ионы. М.: Мир, 1979. 754 с.
- [69] *Митяков Н.А.* 12-я Всесоюзная конференция по распространению радиоволн: Тез. докл. Ч. 1. М.: Наука, 1978. С. 109.
- [70] *Мизайловский А.В.* Теория плазменных неустойчивостей. I. М.: Атомиздат, 1975. 272 с.
- [71] *Отнес Р., Энноксон Л.* Прикладной анализ временных рядов. М.: Мир, 1982. 428 с.
- [72] *Попов А.В., Черкашин Ю.Н., Шанкин Ю.П.* Об одном механизме дальнего распространения радиоволн // Исследование сверхдальнего распространения коротких радиоволн. М.: ИЗМИРАН, 1975. С. 71–80.
- [73] *Рубцов Л.Н., Блохин А.В., Ковалев В.Я., Марченко С.Ф., Беликович В.В., Бенедиктов Е.А., Гончаров Н.П., Ежов А.И., Толмачева А.В.* Исследование нижней ионосферы с помощью искусственных периодических неоднородностей // Геомагнетизм и аэрономия. 1991. Т. 31, N 4. С. 743–746.
- [74] *Таран В. И.* Наблюдения ионосферы методом некогерентного рассеяния // Ионосферные исследования. 1979. N 27. С. 7–18.
- [75] *Тихонов В.И.* Статистическая радиотехника. М.: Сов. Радио, 1966. 687 с.
- [76] *Толмачева А.В.* К вопросу о затухании ионно-звуковых волн в F -области ионосферы // Изв. вузов. Радиофизика. 1980. Т. 23, N 4. С. 499–502.
- [77] *Толмачева А.В.* Образование искусственных периодических неоднородностей в магнитоактивной ионосферной плазме // Изв. вузов. Радиофизика. 1980. Т. 23, N 3. С. 278–286.
- [78] *Толмачева А.В.* Образование искусственных периодических неоднородностей ионосферной плазмы и диагностика F -области ионосферы. Препринт N 433: НИРФИ. Нижний Новгород, 1997. 63 с.

- [79] *Фаткуллин М.Н., Зеленова Г.И., Козлов В.К., Легенька А.Д., Соболева Т.Н.* Эмпирические модели среднеширотной ионосферы. М.: Наука, 1981. 256 с.
- [80] *Фрейман М.Е., Руда Л.Г.* К теории температурной дифракционной решетки в нижней ионосфере // *Геомagnetизм и аэрoномия.* 1982. Т. 22, N 4. С. 548–553.
- [81] *Хайнс К.О.* Атмосферные гравитационные волны // *Термосферная циркуляция /* Под ред. У.Уэбба. М.: Мир, 1975. 85 с.
- [82] *Шарадзе З.С.* Вертикально перемещающиеся возмущенности и нижние слои ионосферы // *Ионосферные исследования.* 1969. N 17. С. 201–205.
- [83] *Шарадзе З.С.* Явления в ионосфере средних широт, связанные с атмосферными волнами. Диссертация на соискание ученой степени доктора ф.-м. наук. Тбилиси, 1990. 475 с.
- [84] *Bakhmet'eva N.V., Belikovich V.V., Benediktov E.A., Bubukina V.N., Goncharov N.P., Ignat'ev Yu.A.* The investigation of acoustic gravity waves in the upper atmosphere by artificial periodic inhomogeneities method at Nizhny Novgorod. // *Изв. вузов. Радиофизика.* 1996. Т. 39, N 3. С. 329–334.
- [85] *Bakhmet'eva N.V., Belikovich V.V., Benediktov E.A., Vyakhirev V.D., Goncharov N.P., Tolmacheva A.V., Korotina G.S.* Studies of the ionosphere and neutral atmosphere using artificial periodic inhomogeneities in the ionospheric plasma // *Radio Sci.* 1998. V. 33, N 3. P. 583–595.
- [86] *Belikovich V.V., Benediktov E.A., Goncharov N.P., Tolmacheva A.V.* Diagnostics of the ionosphere and neutral atmosphere at E-region heights using artificial periodic inhomogeneities // *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.* 1997. V. 59, N 18. P. 2447–2460.
- [87] *Banks P. M., Kockarts G.* Aeronomy. Part A. Academic. New York, 1973. 243 p.
- [88] *Barnard A. J., Gulicia K.* Can. J. Phys. 1980. V. 58, N 4. P. 565.
- [89] *Belikovich V.V., Benediktov E.A., Tolmacheva A.V.* Measurements of electron density profiles in the ionosphere using artificial periodic inhomogeneities // *AGU Geophysical Monograph 87, The Upper Meso-*

sphere and Lower Thermosphere: A Review of Experiment and Theory (Ed. Killeen) American Geophysical Union, Washington, 1995. P. 251-254.

- [90] *Belikovich V.V., Benediktov E.A., Terina G.I.* Diagnostics of the lower ionosphere by the method of resonance scattering of radio waves // *J. Atmos. Terr. Phys.* 1986. V. 48, N 11-12. P. 1247-1253.
- [91] *Bhatnagar P.L., Gross E.P., Krook M.* *Phys. Rev.* 1954. V. 94, N 3.
- [92] *Biel N.A., Flood W.A., Gamnitz H.G.* Differential-phase partial-reflection technique for determination of *D*-region ionization // *J. Geophys. Res.* 1970. V. 75, N 25. P. 4863-4870.
- [93] *Buonosanto M.J.* Comparison of incoherent scatter observation of electron density, and electron and ion temperature at Millstone Hill with the International Reference Ionosphere // *J. Atmos. Terr. Phys.* 1989. V. 51, N 5. P. 441-468.
- [94] CIRA-1972. COSPAR International Reference Atmosphere. Akademik-Verlag, Berlin, DDR, 1972.
- [95] *Fejer J.A., Djuth F.T., Gonzales C.A.* Bragg backscatter from plasma inhomogeneities due to a powerful ionospherically reflected radio wave // *J. Geophys. Res.* 1984. V. 89. P. 9145-9147.
- [96] *Dingle R.B., Arndt D., Roy S.K.* The integrals $C_p(X) = (p!)^{-1} \int_0^{\infty} \frac{\varepsilon^p \exp(-\varepsilon)}{\varepsilon^2 + X^2} d\varepsilon$ and $D_p(X) = (p!)^{-1} \int_0^{\infty} \frac{\varepsilon^p \exp(-\varepsilon)}{(\varepsilon^2 + X^2)^2} d\varepsilon$ and their tabulation // *Applid scientific research. The Hague Martinus Nijhoff.* 1957. V. B6. P. 155-164.
- [97] *Djuth F.T., Groves K.M., Elder J.H., Shinn E.R., Quinn J.M., Vil-lasenor J., Wong A.Y.* Measurements of artificial periodic inhomogeneities at HIPAS observatory // *J. Geophys. Res.* 1997. V. 102, N A11. P. 24,023-24,035.
- [98] *Duncan L.M., Gordon W.E.* Ionospheric modification by high power radio waves // *J. Atmos. Terr. Phys.* 1982. V. 44, N 12. P. 1009-1017.
- [99] *Fla T.S., Kirkwood S., Schlegel K.* Collision frequency measurements in the high-latitude *E*-region with EISCAT // *Radio Sci.* 1985. V. 20. P. 785-793.

- [100] *Hines C.O.* Gravity waves in the Atmosphere // *Nature*. 1972. V. 239. P. 73-78.
- [101] *Hocking W.K.* Dinamical coupling processes between the middle atmosphere and lower ionosphere // *J. Atmos. Terr. Phys.* 1996. V. 58, N 6. P. 735-752.
- [102] *Kirkwood S.* Seasonal and tidal variations of neutral temperatures and densities in the high latitude lower thermosphere measured by EISCAT // *J. Atmos. Terr. Phys.* 1986. V. 48, N 9. P. 817.
- [103] *Lubken F.J., U. von Zahn, Manson A. et. al.* Mean state densities, temperatures and winds during the MAC/SINE and MAC/EPSILON Campaign // *J. Atmos. Terr. Phys.* 1990. V. 52, N 10/11. P. 955-970.
- [104] *Mitra A.P., Rowe J.N.* Ionospheric effects of solar flares VI, Changes in D-region ion chemistry during solar flares // *J. Atmos. Terr. Phys.* 1972. V. 34, N 5. P. 795-806.
- [105] *Roble R.G., Stewart A.I., Torr M.R., Rusch D.W., Wand R.H.* The calculated and observed ionospheric properties during Atmospheric Explorer-C satellite crossings over Millstone // *J. Atmos. Terr. Phys.* 1978. V. 40, N 1. P. 21-33.
- [106] *Phelps A.V., Rack J.L.* Electron collision frequencies in nitrogen and in the lower ionosphere // *Rhys. Rev. Lett.* 1959. V. 3, N 7. P. 340-342.
- [107] *Rietveld M.T., Turunen E., Matveinen H., Goncharov N.P., Pollari P.* Artificial periodic irregularities in the auroral ionosphere // *Ann. Geophys.* 1996. N 14. P. 1437-1453.
- [108] *Seliga T.N.* Phenomena associated with very high power high frequency F-region modification below the critical frequency // *J. Atmos. Terr. Phys.* 1972. V. 34, N 10. P. 1827-1841.
- [109] *Sen H.K., Wyller A.A.* On the generalization of the Appleton-Hartree magnetoionic formulas // *J. Geophys. Res.* 1960. V. 65, N 12. P. 3931-3950.
- [110] *Tanenbaum B.S., Shapiro J.H., Reed J.E.* Phase-difference distribution in a D-region partial-reflection experiment // *Radio Sci.* 1973. V. 8, N 5. P. 437-448.

- [111] *Terina G.I.* Variations of the lower ionosphere parameters measured by the resonance scattering method // *J. Atmos. Terr. Phys.* 1996. V. 58, N 6. P. 645–653.
- [112] *Tomko A.A., Ferraro A.G., Lee H.S., Mitra A.P.* A theoretical model *D*-region ion chemistry, modification during high-power wave heating // *J. Atmos. Terr. Phys.* 1980. V. 42, N 3. P. 273–285.
- [113] *Wisembery J., Kockarts G.* Negative ion chemistry in the terrestrial *D*-region and signal flow graph theory // *J. Geophys. Res.* 1980. V. 85, N 9. P. 4642–4652.
- [114] *Whitehead J.D.* The formation of the sporadic layers in the temperature zones // *J. Atmos. Terr. Phys.* 1961. V. 20, N 1. P. 49–54.
- [115] *Whitehead J.D.* Recent work on mid-latitude and equatorial sporadic-*E* // *J. Atmos. Terr. Phys.* 1989. V. 51, N 5. P. 401–424.
- [116] *Wong A.V., Brandt R.G.* Ionospheric modification - An outdoor laboratory for plasma and atmospheric science // *Radio Sci.* 1990. V. 25, N 6. P. 1251–1267.

Summary

The book acquaints readers with a new remote method of the research of the ionospheric plasma and atmosphere using the artificial periodic inhomogeneities (API). It summarizes more than twenty-years experience on the API studies and uses them for the diagnostics of the ionospheric plasma and atmosphere.

API have been discovered in 1975 at Radiophysical Research Institute (Nizhny Novgorod, Russia) in the experiments on the ionospheric plasma modification by powerful high frequency radio waves. API are formed in the field of a powerful standing radio wave, produced as a result of the interference of waves incident and reflected from the ionosphere.

Diagnostics of the ionospheric plasma using API is realized in the following way. API are formed by the action of the powerful standing radiowave. The API are sounded by the pulse probe radio waves and reception and registration of amplitudes and phases of Bragg backscatter signals from API are carried out. Finally, the parameters of the ionospheric plasma and atmosphere are excerpted from the data.

A number of ways of measurements of the ionospheric and atmospheric parameters have been worked out on the basis of API phenomenon. They are the electron density profiles from the *D*-region up to the top of the *F*-layer, including the interlayer valley, the neutral atmosphere density and temperature, the vertical motion velocity and the vertical component of the turbulent velocity at the top of the *E*-region and the electron and ion temperatures in the *F*-region.

In the book the results of measurements have been broadly presented, including the measurements of the electron density in the valley, the vertical velocity height profile, the neutral density and temperature. It has been shown that internal gravity waves cause the variations of the vertical motion velocities and neutral density and temperature at the top of the *E*-region and also the appearance of the additional layers in the valley.

The book has been written by scientists which take part in the development and application of the method. It can be of interest to specialists in the field of radiophysics, geophysics, physics of the ionosphere and atmosphere.