

УДК 551.510.536

ИСКУССТВЕННЫЕ ПЕРИОДИЧЕСКИЕ НЕОДНОРОДНОСТИ, ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ И ДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В МЕЗОСФЕРЕ—НИЖНЕЙ ТЕРМОСФЕРЕ

Н. В. Бахметьева, Г. И. Григорьев, А. В. Толмачёва

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

В работе приведены результаты измерения характеристик ионосферы и нейтральной атмосферы методом резонансного рассеяния радиоволн на искусственных периодических неоднородностях ионосферной плазмы в области высот 90÷120 км. Показано, что высотно-временные вариации измеряемых характеристик во многом обусловлены распространением атмосферных волн. Выполнен анализ гидродинамических неустойчивостей в мезосфере—нижней термосфере. Приведены критерии развития неустойчивостей различного типа. На основе результатов измерений сделаны оценки вклада различных процессов в динамику среды.

ВВЕДЕНИЕ

Физические параметры, описывающие состояние земной атмосферы, изменяются во времени и пространстве. Это касается и высот мезосферы—нижней термосферы, на которых отмечаются значительные вариации температуры, плотности и скорости движения нейтральной компоненты [1]. Динамика атмосферы на этих высотах во многом определяет общую картину её состояния и влияет на энергетический обмен между ниже- и вышележащими слоями [2].

Одним из эффективных методов исследования динамических явлений в верхней атмосфере является метод резонансного рассеяния радиоволн на искусственных периодических неоднородностях ионосферной плазмы [3]. Длительные измерения характеристик ионосферы и нейтральной атмосферы на высотах 90÷120 км, проведённые этим методом в 1990–1992 годах, показали, что волновые движения с периодами от 10÷15 минут до нескольких часов отчётливо проявляются во временных вариациях амплитуды, фазы и времени релаксации сигнала, рассеянного на искусственных периодических неоднородностях, а также в вариациях температуры, плотности и скорости вертикального движения плазмы. В качестве примера можно привести результаты измерений скорости вертикального движения плазмы, проведённых в феврале–марте 1991 года. На рис. 1, заимствованном из [3], приведены временные изменения вертикальной скорости плазмы за 27 февраля 1991 года. На рис. 1а показаны минутные (средние за минуту) вариации скорости с характерным периодом 30÷40 минут и аппроксимирующая кривая, дающая период более длительных вариаций около 6 часов. На рис. 1б приведены только аппроксимирующие кривые для шести высот, характеризующие длительные вариации, которые иллюстрируют трансформацию крупномасштабного возмущения по высоте.

Волновые движения влияют и на высотно-временные изменения электронной концентрации. На рис. 2, также заимствованном из [3], на примере изолиний электронной концентрации показаны её волнообразные вариации, а также нестабильный характер области межслоевой впадины (долины) между слоями *E* и *F*. В дальнейшем приведённые результаты были использованы для моделирования характеристик внутренних гравитационных волн на основе линейной теории их свободного распространения в безграничной изотермической невозмущённой атмосфере [4, 5]. По измеренным вариациям вертикальной скорости определялись преобладающие периоды и амплитуды волновых движений. Далее с использованием поляризационных соотношений для внутренних гравитационных волн были рассчитаны относительные амплитуды температуры и плотности

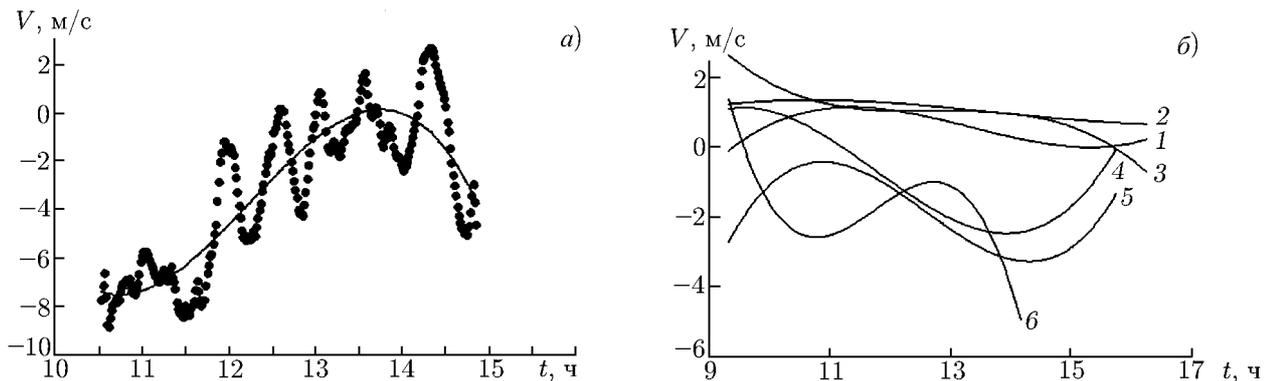


Рис. 1. Временная зависимость скорости вертикального движения плазмы на высоте 117 км, полученная в измерениях методом искусственных периодических неоднородностей 27.02.1991. На панели (а) точки соответствуют минутным значениям, а smoothed кривая характеризует более крупные флуктуации. На панели (б) приведены smoothed высотно-временные вариации вертикальной скорости для шести высот от 97 км (кривая 1) до 117 км (кривая 6) с интервалом 5 км для 06.12.1991

атмосферы при распространении волн с периодами от 15 минут до 4 часов и показано, что удовлетворительное соответствие измеренных величин и результатов расчётов в указанном приближении имело место только для короткопериодных волн с периодом $15 \div 30$ минут. Показано, что в ряде случаев наблюдался рост амплитуды периодических колебаний измеряемых параметров во времени и по высоте, что может свидетельствовать о неустойчивом характере распространения волн или о развитии гидродинамических неустойчивостей в среде.

В последние годы для исследования мезосферы—нижней термосферы был использован метод создания искусственных периодических неоднородностей на двух частотах (с двумя пространственными масштабами) [6] и получен большой массив результатов измерений электронной концентрации, скорости вертикального движения, температуры и плотности атмосферы на высотах E -области. Определены также скорости турбулентных движений на высотах ниже высоты турбопаузы. На основе этих данных был проведён анализ динамических явлений, которые могли влиять на характер высотно-временных вариаций параметров ионосферы и нейтральной атмосферы. Важным фактором является распространение внутренних гравитационных волн и их влияние на искусственную периодическую структуру, а также неустойчивость среды, возникающая под действием волн. В настоящей работе приведены данные о температуре и плотности нейтральной атмосферы и скоростях регулярного вертикального и турбулентного движений по результатам измерений, проведённых в апреле 2006 года и сентябре 2007 года. Выполнен анализ гидродинамических неустойчивостей в мезосфере—нижней термосфере. Приведены критерии появления неустойчивостей различного типа. На основе результатов измерений сделаны численные оценки вклада различных процессов в динамику среды.

1. МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ИОНОСФЕРЫ И НЕЙТРАЛЬНОЙ АТМОСФЕРЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Способы измерений атмосферных параметров с помощью резонансного рассеяния радиоволн на искусственных периодических неоднородностях подробно описаны в работах [3, 7–9]. Они были разработаны в процессе исследования воздействия на ионосферу мощными высокочастотными радиоволнами. При таком воздействии в результате интерференции падающей на ионосферу и отражённой от неё радиоволн возникает стоячая волна. В поле стоячей волны формируется пе-

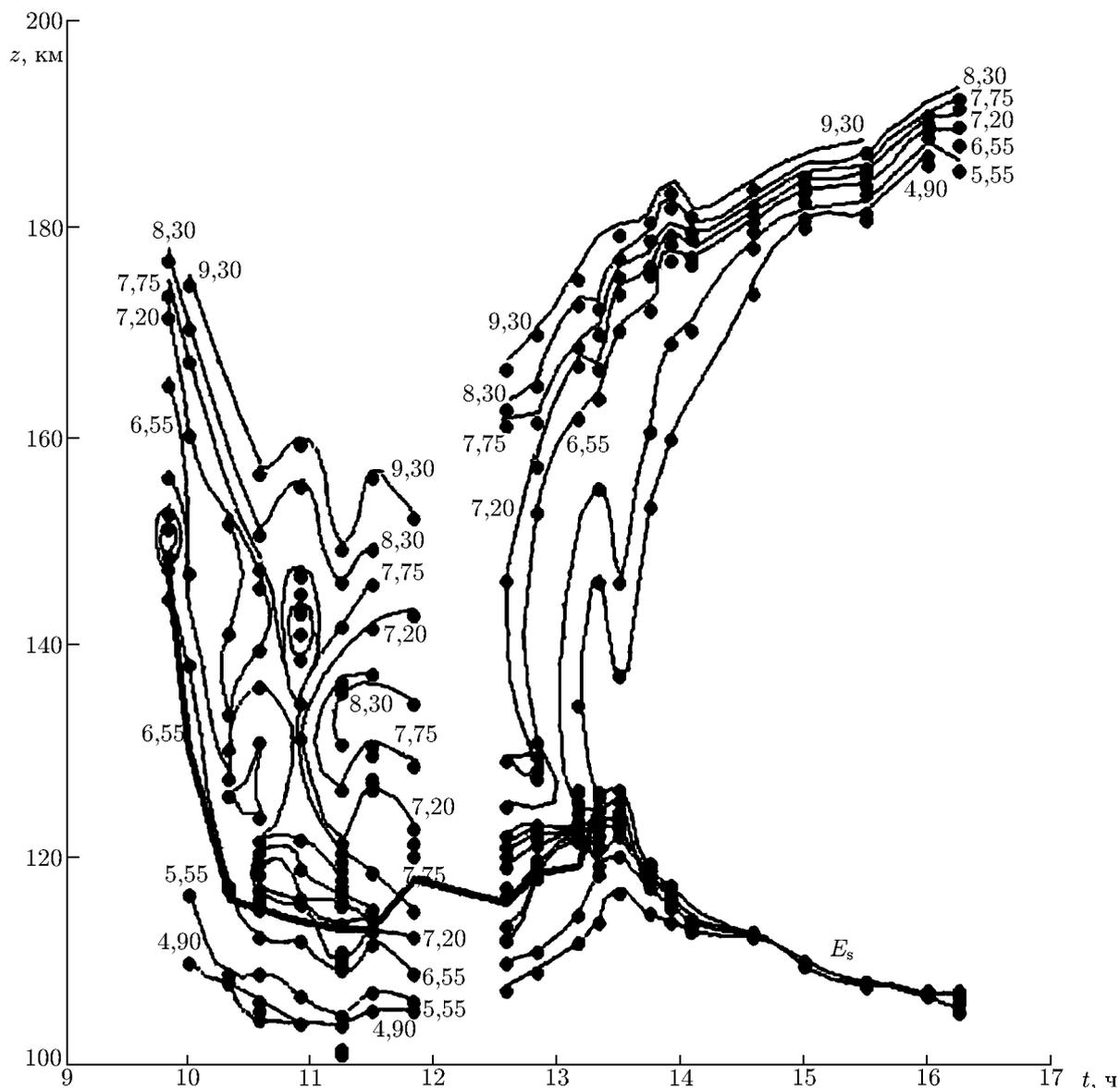


Рис. 2. Изолинии электронной концентрации в координатах высота—время в единицах 10^{-4} см^{-3} (значения приведены рядом с изолиниями) для 17.12.1991. Жирной кривой показана высота максимума E -области [3]

риодическая структура возмущений электронной концентрации. Искусственные периодические неоднородности образуются в высотном интервале примерно от 60 км до точки отражения мощной радиоволны от ионосферы. При зондировании искусственных периодических неоднородностей короткими радиоимпульсами происходит резонансное (брэгговское) рассеяние из области высот, где равны длины возмущающей и пробной волн. Амплитуды и фазы рассеянных сигналов регистрируются во время релаксации неоднородностей после прекращения воздействия мощных радиоволн на ионосферу.

По высотным и временным зависимостям амплитуд и фаз рассеянных сигналов получают информацию о различных параметрах ионосферной плазмы и атмосферы. Наибольший объем информации может быть получен для E -области ионосферы. Это данные об электронной концен-

трации, температуре и плотности нейтральной атмосферы, скорости вертикальных движений [3]. С помощью полученных данных об ионосферных и атмосферных параметрах в E -области ионосферы можно изучать динамику среды, в том числе исследовать неоднородности ионизации, включая спорадические слои, определять характеристики волновых движений и естественной турбулентности нижней ионосферы [10].

В E -области (90÷130 км) искусственные периодические неоднородности формируются вследствие диффузионного перераспределения плазмы. Их пространственный масштаб по высоте равен длине стоячей волны Λ . Релаксация искусственных неоднородностей после прекращения мощного воздействия происходит в процессе амбиполярной диффузии с диффузионным временем релаксации:

$$\tau = (K^2 D_a)^{-1}, \quad (1)$$

где $K = 2\pi/\Lambda$, D_a — коэффициент амбиполярной диффузии, $\Lambda = \lambda_0/(2n)$, λ_0 — длина возмущающей волны в вакууме, n — показатель преломления волны, зависящий от её частоты и от концентрации плазмы. Коэффициент амбиполярной диффузии определяется характеристиками окружающей среды: электронной T_e и ионной T_i температурами и частотой соударений ионов с молекулами ν_{im} :

$$D_a = \frac{\kappa (T_e + T_i)}{M_i \nu_{im}}, \quad (2)$$

где κ — постоянная Больцмана, M_i — масса ионов.

Остановимся кратко на применяемых методах диагностики E -области.

1.1. Способ измерений температуры и плотности атмосферы

Этот способ описывался нами ранее, наиболее подробно в [3, 11]. Основные результаты, полученные этим методом при создании периодической структуры на одной частоте, представлены в работах [12, 13].

Величины температуры и плотности в локально изотермическом приближении и при условии $T_e = T_i = T$ определяются следующим образом:

$$T = MgH/\kappa, \quad \rho(z) = \frac{8K^2 \kappa T \tau(z)}{\beta} \frac{M}{M_i}. \quad (3)$$

Здесь M_i и M — средние массы ионов и молекул соответственно, H — высота однородной атмосферы, $\nu_{im} = \beta\rho/M$, β — коэффициент пропорциональности, имеющий значение $\beta = 0,38 \cdot 10^{-16} \text{ м}^3/\text{с}$ [3]. Из соотношений (1) и (2) следует, что время релаксации искусственных периодических неоднородностей зависит не только от атмосферных параметров, но и, через показатель преломления стоячей волны, от электронной концентрации.

Описанный способ определения температуры и плотности атмосферы применяется следующим образом. По измеренной высотной зависимости времени релаксации $\tau(z)$ выбирается начальная высота. В небольшом высотном интервале атмосфера считается локально изотермической. Тогда по зависимости $\tau(z)$ находят высоту однородной атмосферы и далее из соотношений (3) температуру и плотность нейтральной атмосферы на конкретной высоте. Далее процедура повторяется с переходом на более высокие уровни, что позволяет получить профили $T(z)$ и $\rho(z)$. В силу принятого локально изотермического приближения метод определения атмосферных параметров хорошо работает при плавных изменениях с высотой ионосферных и атмосферных параметров; в таких условиях ошибки измерений температуры не превышают 10%, а плотности — 15%. При погрешности определения температуры больше 15÷20% данные считались малодостоверными и отбрасывались.

1.2. Двухчастотный метод определения характеристик ионосферы и нейтральной атмосферы на высотах области E

Этот метод основан на создании искусственных периодических неоднородностей с помощью излучения мощных радиоволн на двух частотах, разнесённых на 1 МГц. В этом случае создаются периодические структуры с двумя разными пространственными масштабами [6, 7]. Неоднородности зондируются пробными радиоволнами на этих же частотах и на каждой частоте определяются их времена релаксации по уменьшению амплитуды рассеянного сигнала в e раз. Поскольку параметры невозмущённой среды на конкретной высоте не зависят от частоты воздействия, то отношение времён релаксации рассеянных сигналов $\theta = \tau_1/\tau_2$, измеренных на двух частотах, является функцией высоты и однозначно определяется этими частотами, гирочастотой электронов и электронной концентрацией. По величине $\theta(z)$ определяется электронная концентрация $N(z)$. После вычисления показателей преломления волн на каждой из рабочих частот определяются температура и плотность атмосферы в зависимости от высоты.

1.3. Способ определения скорости вертикального движения плазмы

Скорость вертикального движения плазмы V_z , совпадающая вплоть до высоты 120÷130 км со скоростью нейтральной компоненты, т. к. плазма в нижней ионосфере является малой примесью в нейтральной среде [14], определяется по измерениям фазы сигнала, рассеянного искусственными периодическими неоднородностями [3]. Временные вариации фазы рассеянного сигнала φ аппроксимируются линейной зависимостью $\varphi(t) = \varphi_0 + bt$, где $b = 4\pi V_z/\lambda$, λ — длина мощной волны в среде, $V_z = (\lambda/4\pi) d\varphi/dt$. Положительные значения скорости соответствуют движению вниз. Поскольку в области E для рабочих частот 4,7 и 5,6 МГц показатель преломления n , как показывает расчёт профиля электронной концентрации, незначительно отличается от единицы, коррективы, которые вносит его учёт в величину скорости, составляют не более 10÷15% в сторону её увеличения. Это обстоятельство не влияет на характер высотно-временных вариаций вертикальной скорости.

1.4. Турбулентная скорость

Вертикальная составляющая скорости турбулентного движения определяется по отличию времени релаксации от его диффузионного значения. Дело в том, что мелкомасштабные движения, обусловленные турбулентностью, влияют на характеристики сигнала, рассеянного искусственными периодическими неоднородностями, т. к. нарушают их упорядоченную структуру. Турбулентные движения приводят к расфазировке сигналов, рассеянных различными частями объёма рассеяния, что естественным образом вызывает уменьшение амплитуды принимаемого сигнала и уширение его углового спектра. Время релаксации рассеянного сигнала под действием турбулентности уменьшается по сравнению с диффузионным. Применение двухчастотного способа создания искусственных периодических неоднородностей и регистрации рассеянного сигнала позволяет использовать для турбулентной скорости выражение

$$V_t = \left(\frac{K_1}{K_2\tau_2} - \frac{K_2}{K_1\tau_1} \right) / (K_1 - K_2), \quad (4)$$

где $K_1 = 4\pi/\lambda_1$, $K_2 = 4\pi/\lambda_2$, τ_1 и τ_2 — времена релаксации рассеянного сигнала на каждой из частот [3]. Для определения турбулентной скорости используется измеренный профиль электронной концентрации и времена релаксации на двух частотах. По высотному профилю турбулентной скорости $V_t(h)$ можно оценить высоту турбопаузы, т. е. высоту, на которой сравниваются

коэффициенты амбиполярной и турбулентной диффузии, а скорость турбулентных движений уменьшается практически до нуля.

1.5. Результаты определения характеристик атмосферы при создании искусственных периодических неоднородностей на двух частотах

В работе обсуждаются результаты измерений характеристик атмосферы двухчастотным методом, проведённых в апреле 2006 года и сентябре 2007 года на базе нагревного стенда ФГНУ НИРФИ «Сура» (56,1° с. ш., 46,1° в. д.). Два передатчика стенда работали на частоте 4,7 МГц, третий — на частоте 5,6 МГц с эффективной мощностью 70 и 15 МВт соответственно. Передатчики работали попеременно на каждой из двух частот циклами с длительностью 15 с. Каждый цикл начинался с непрерывной работы передатчика в течение 3 с, за которой следовала 12-секундная пауза. Во время паузы излучались импульсы длительностью 30 мкс с частотой повторения 50 Гц. В нечётные циклы работа велась на частоте 4,7 МГц, в чётные — на частоте 5,6 МГц. Приём рассеянных сигналов осуществлялся с помощью установки для исследования ионосферы методом частичных отражений. Высотный шаг регистрации составлял 1,4 км. Сигналы регистрировались

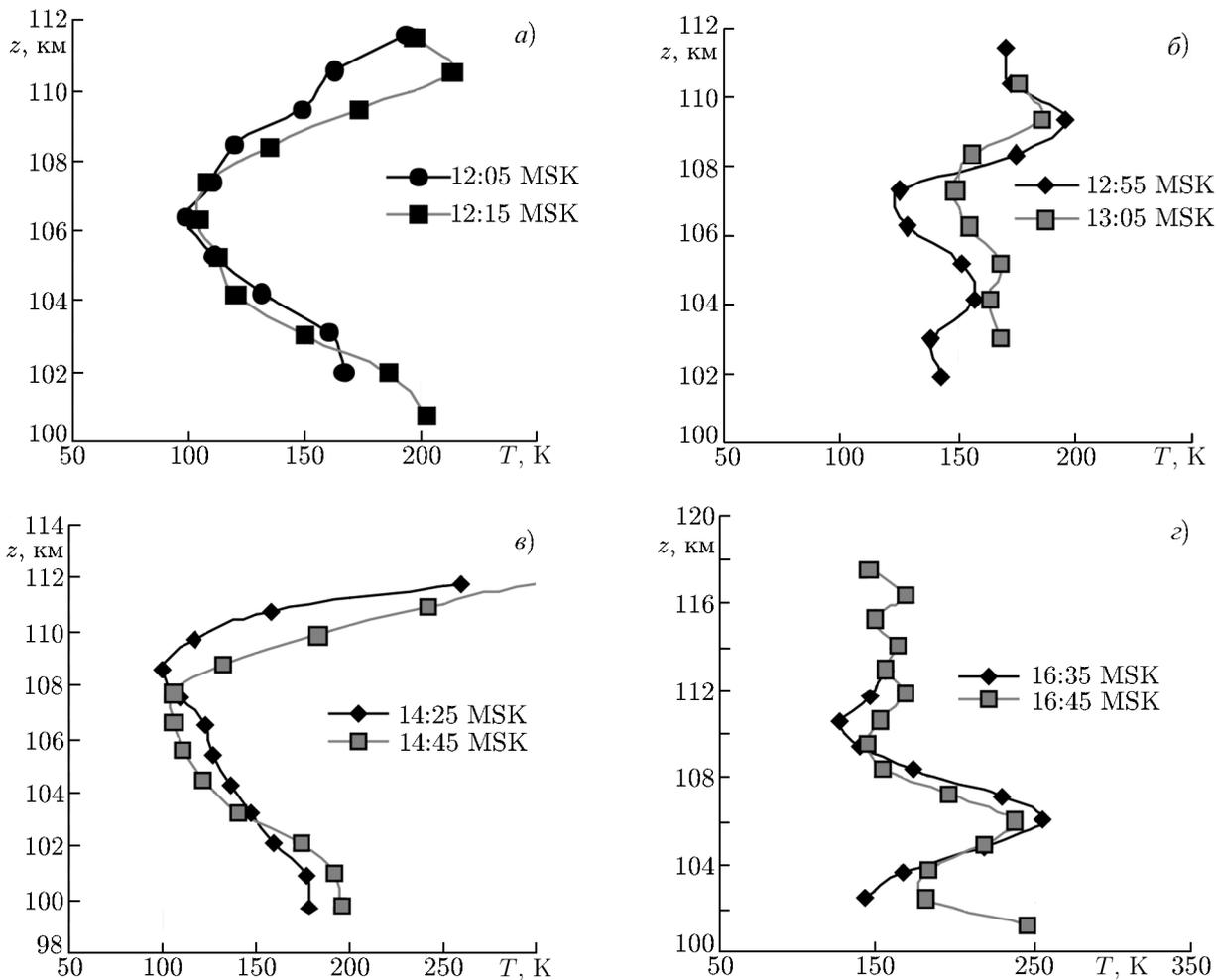


Рис. 3. Высотные профили температуры нейтральной компоненты за несколько последовательных сеансов измерений 04.04.2006

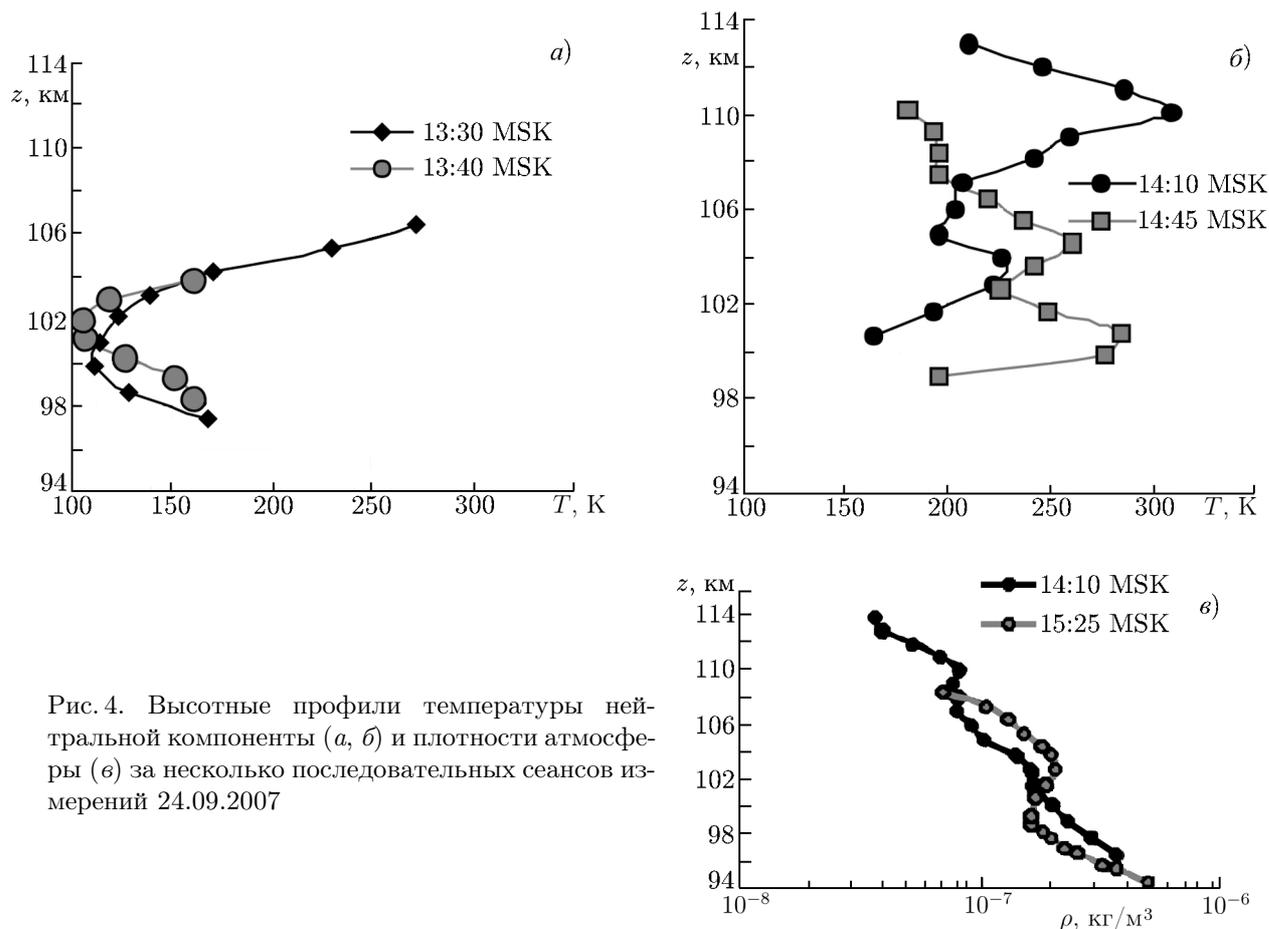


Рис. 4. Высотные профили температуры нейтральной компоненты (а, б) и плотности атмосферы (в) за несколько последовательных сеансов измерений 24.09.2007

в течение 6 с после выключения непрерывного излучения передатчиков стенда. Этого времени было достаточно для полной релаксации неоднородностей. Измерения проводились в дневные периоды в течение нескольких часов. На каждой высоте измерялись амплитуды A и фазы φ сигналов, рассеянных на искусственных периодических неоднородностях, определялись времена релаксации τ . Для уменьшения статистической погрешности при определении электронной концентрации индивидуальные значения времён релаксации усреднялись на каждой из высот по 10÷20 реализациям (в течение 5÷10 минут).

Высотные профили температуры и плотности нейтральной атмосферы определялись согласно (3). На рис. 3 приведены примеры профилей $T(z)$ для 4 апреля 2006 года. На рис. 3а и в показаны типичные гладкие «спокойные» профили с минимумом температуры на высоте 106÷108 км.¹ На рис. 3б и г показаны «возмущённые» профили температуры, появившиеся в последующие периоды времени — в сеансах 12:55÷13:05 MSK на рис. 3б и 16:35÷16:45 MSK на рис. 3г. С течением времени подобные возмущения пропадали, а затем могли появиться вновь. Подобное поведение $T(z)$ наблюдалось и в других экспериментах. Так, на рис. 4 приведён профиль $T(z)$ с теми же особенностями для 24.09.2010.

По нижней ветви «спокойного» профиля температуры был определён отрицательный градиент dT/dz при аппроксимации $T(z)$ линейной функцией. Полученная величина dT/dz составила $-(17\div 20)$ К/км для 04.04.2006 и порядка -25 К/км для профилей 24.09.2007. На рис. 4б по-

¹ Заметим, что минимум температуры может быть обусловлен вариациями атмосферных параметров, вызываемыми распространением внутренних гравитационных и приливных волн.

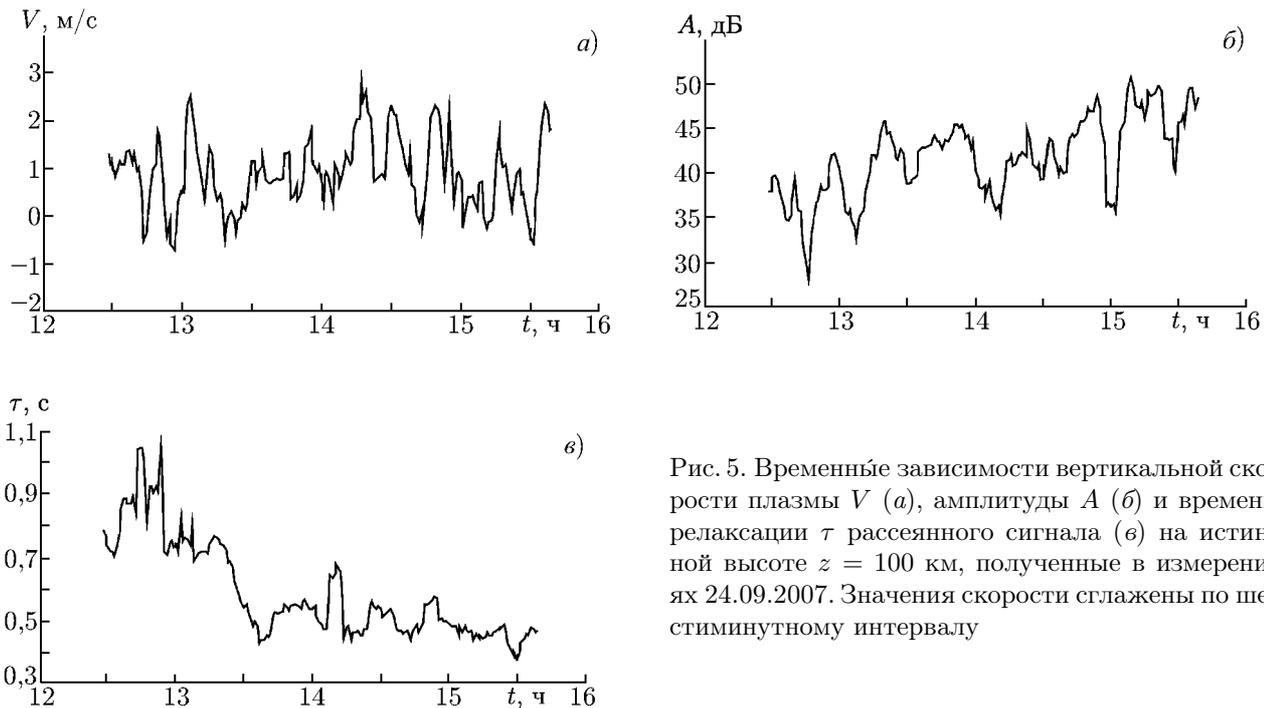


Рис. 5. Временные зависимости вертикальной скорости плазмы V (а), амплитуды A (б) и времени релаксации τ рассеянного сигнала (в) на истинной высоте $z = 100$ км, полученные в измерениях 24.09.2007. Значения скорости сглажены по шестиминутному интервалу

казаны появившиеся возмущения в 14:10 и 14:45, которые в дальнейшем в 15:15 и 15:25 MSK значительно усиливаются. На рис. 4б, где показаны высотные зависимости плотности $\rho(z)$ для 14:10 и 15:25 MSK, видно увеличение размаха колебаний в 15:25 по сравнению с 14:10.

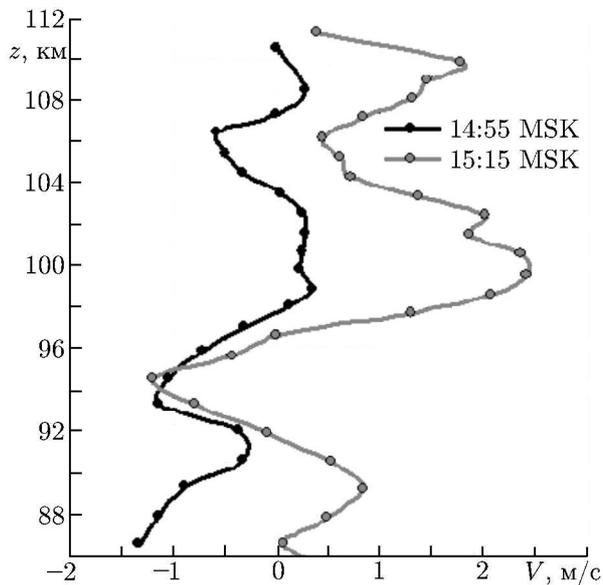


Рис. 6. Высотные профили скорости вертикального движения, полученные в сеансах 14:55 и 15:15 MSK 24.09.2007

в целом соответствуют приведённым на температурных профилях рис. 4а, б. Усиление колебаний видно также на высотных профилях скорости вертикального движения для сеансов 14:45 MSK

Скорости вертикального движения определялись в случае, когда временная зависимость фазы рассеянного сигнала хорошо аппроксимировалась линейной функцией. По техническим (аппаратурным) причинам это не всегда было возможно. Так, например, для 04.04.2006 данных по вертикальным скоростям не получено. Результаты измерения V_z в сентябрьском эксперименте 2007 года подробно обсуждались в [15]. Отмечалось, в частности, что в высотных интервалах 60÷80 и 95÷110 км наблюдался наименьший разброс вариаций скорости, который значительно возрастал на высотах 85÷90 км вследствие влияния турбулентности. На рис. 5 представлены графики временного хода вертикальной скорости, амплитуды и времени релаксации рассеянного сигнала на высоте $z = 100$ км, сглаженные методом скользящего среднего за 6 минут. Видно, особенно на графиках амплитуды и скорости, что их колебания в отдельные интервалы времени усиливаются и эти времена в

и 15:15 MSK, показанных на рис. 6. Видно, во-первых, что имеет место распространение волны в исследуемом интервале высот, а во-вторых, в сеансе 15:15 MSK размах колебаний скорости сильно возрастает, что свидетельствует о возрастании амплитуды внутренних гравитационных волн и, возможно, о развитии неустойчивости.

Скорости турбулентных движений оценивались согласно (4). Для этой цели использованы значения времени релаксации рассеянного сигнала на частотах 4,7 и 5,6 МГц и рассчитанный на основе отношения этих времён $\theta = \tau_1/\tau_2$ высотный профиль электронной концентрации $N(z)$. Оценки дали довольно высокие значения турбулентной скорости до $7\div 10$ м/с на высотах ниже высоты турбопаузы на $5\div 10$ км. Получено, что наиболее вероятной высотой турбопаузы для осени 2007 года была высота $100\div 105$ км.

2. АТМОСФЕРНЫЕ ГРАВИТАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ И ВОПРОСЫ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ УСТОЙЧИВОСТИ. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Как показано в разделе 1, при анализе динамических процессов в мезосфере с помощью искусственных периодических неоднородностей приходится учитывать влияние внутренних гравитационных волн на периодическую структуру (см. также [3]). Вблизи мезопаузы плотности потоков энергии, переносимой этими волнами, оцениваются величинами от единиц до сотен эрг \cdot см $^{-2} \cdot$ с $^{-1}$, что сопоставимо с плотностью потока коротковолнового излучения Солнца (порядка 10 эрг \cdot см $^{-2} \cdot$ с $^{-1}$) [2]. Важную роль в динамике нижней ионосферы играют гидродинамические неустойчивости. Рассмотрим те из них, которые могут влиять на вариации атмосферных параметров.

2.1. Изотермическая атмосфера

В изотермической атмосфере колебания частиц среды являются устойчивыми. Если в атмосфере с плотностью $\rho_0(z)$ выделить частицу массы M_0 на высоте z и сместить её на величину ζ от положения равновесия, то, предоставленная самой себе, она будет совершать колебания под действием сил тяжести и Архимеда. Эти колебания описываются уравнениями [16]:

$$\frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} + \omega_g^2 \zeta = 0, \quad (5)$$

$$\omega_g^2 = -g \left(\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho_0}{\partial z} + \frac{g}{c_s^2} \right), \quad (6)$$

где ω_g — частота Брента–Вяйсяля, g — ускорение свободного падения, c_s — скорость звука. Для модели изотермической атмосферы ($T_0 = \text{const}$), в которой равновесные давление p_0 и плотность ρ_0 меняются по экспоненциальному закону $p_0/p_s = \rho_0/\rho_s = \exp(-z/H)$, где $H = \kappa T_0/(Mg)$ — масштаб высоты однородной атмосферы, из соотношения (6) получим выражение для частоты Брента–Вяйсяля в виде $\omega_g^2 = (\gamma - 1)g^2/c_s^2$. В этом случае $\omega_g^2 > 0$, а численное значение частоты ω_g при отношении теплоёмкостей $\gamma = 1,4$, $g = 10$ м/с 2 и $H = 8$ км равно $\omega_g \approx 1,7 \cdot 10^{-2}$ с $^{-1}$ (период, соответствующий этой частоте, равен $T_g = 2\pi/\omega_g \approx 6$ мин).

2.2. Атмосфера с линейным профилем температуры

Для другой модели нейтральной атмосферы, в которой температура линейно изменяется с высотой z ,

$$T_0(z) = T_s (1 + \alpha z), \quad (7)$$

где $\alpha = \text{const}$, а плотность $\rho_0(z)$ и давление $p_0(z)$ определяются формулами

$$\rho_0(z) = \rho_s (1 + \alpha z)^{-(\eta+1)}, \quad p_0(z) = p_s (1 + \alpha z)^{-\eta}, \quad (8)$$

где T_s , P_s и ρ_s — постоянные величины, $c^2 = c_s^2 (1 + \alpha z)$ — скорость звука, $\eta = 1/(\alpha H_s)$, где индекс s характеризует величины при $z = 0$ ($H_s = \kappa T_s / (Mg)$). В этих условиях для ω_g^2 из (6) получаем соотношение

$$\omega_g^2 = \frac{g}{1 + \alpha z} \left(\alpha + \frac{\gamma - 1}{\gamma H_s} \right). \quad (9)$$

Из уравнений (5) и (9) следует, что колебания воздушной частицы с массой M_0 могут нарастать во времени, если температура среды убывает с высотой, т. е. α является отрицательной величиной. В этом случае должно выполняться условие развития неустойчивости:

$$|\alpha| > \alpha_s = \frac{\gamma - 1}{\gamma H_s}. \quad (10)$$

На высоте $80 \div 85$ км (высоты мезопаузы) численное значение величины α_s при $\gamma = 1,4$ и $H_s = 5$ км ($T_s = 175$ К) равно $\alpha_s \approx 5,7 \cdot 10^{-2}$ км $^{-1}$, что соответствует адиабатическому градиенту температуры $\partial T_0 / \partial z = \alpha_s T_s \approx -10$ К \cdot км $^{-1}$. Для других T_s и H_s значения α_s легко определяются по формуле (10). Например, на высотах нижней термосферы $110 \div 120$ км при $H_s = 10$ км ($T_s = 350$ К) получим $\alpha_s \approx 2,85 \cdot 10^{-2}$ км $^{-1}$.

Таким образом, если в каком-либо интервале высот в атмосфере температура убывает быстрее, чем следует из формулы (7), то любые возмущения (в том числе и внутренних гравитационных волн) со временем нарастают. Это означает, что можно говорить о неустойчивости среды по отношению к этим возмущениям.

Линейный профиль температуры является определённой идеализацией. Дисперсионное уравнение внутренних гравитационных волн и анализ их устойчивости для более реальной кусочно-линейной зависимости $T(z)$ даны в работе [17]. В случае, когда равновесная температура атмосферы задана линейной функцией высоты, волновое уравнение для внутренних гравитационных волн сводится к гипергеометрическому. В [17] найдены аналитические выражения для полей возмущений, а также получено характеристическое уравнение, решение которого позволило определить дисперсионные характеристики волн на частоте, близкой к частоте Брента—Вяйсяля. Детальный анализ характеристического уравнения в [17] выполнен для больших по сравнению с толщиной слоя горизонтальных масштабов волн. Численный анализ характеристического уравнения для заданных горизонтальных волновых чисел позволяет найти зависимость $\omega(k)$ на всей плоскости комплексных частот и определить условия устойчивости полученного решения относительно градиента температуры и других параметров задачи. Результаты численного анализа характеристического уравнения приведены в [17] для отрицательного градиента $(\alpha H_s)^{-1} = -3,3$ и высоты слоя $z = 1,2 H_s$. В итоге получены комплексные частоты в зависимости от горизонтальных волновых чисел.

Найдено, что частотам $\omega_1 = 0,835 \omega_{gs}$ и $\omega_2 = 0,957 \omega_{gs}$ отвечают устойчивые решения с $k_1 \approx 2 H_s^{-1}$ и $k_2 \approx 5 H_s^{-1}$.

2.3. Стратификация горизонтального ветра

Другим фактором, приводящим к неустойчивости возмущений в атмосфере, является наличие горизонтальных ветровых движений, зависящих от высоты. В этом случае важно учитывать высотный градиент скорости. Необходимо оценить число Ричардсона, значение которого служит

критерием устойчивого состояния либо возможного развития неустойчивости. При определённом высотном профиле скорости горизонтального ветра, когда существует её высотный градиент, развивается так называемая сдвиговая неустойчивость [18]. Вопрос об устойчивости возмущений в этом случае можно проанализировать на примере полуограниченной модели изотермической атмосферы с плотностью $\rho_0(z) = \rho_s \exp(-z/H)$ и линейного профиля горизонтальной скорости движения среды $u(z) = u_0 z/d$, где d — вертикальный масштаб горизонтальной скорости ветра. Для этого случая в [18] получено уравнение для вертикальной компоненты скорости возмущений V_z , определяющее её изменение по вертикали. Было принято, что V_z меняется во времени t и по горизонтальной координате x по гармоническому закону

$$V_z \propto \exp(ikx - i\omega t). \quad (11)$$

При помощи ряда преобразований это уравнение приводится к уравнению Уиттекера для вырожденной гипергеометрической функции $W_{j,m}(\xi)$, для индексов которой использованы обозначения $j = (1 + 4k^2 d^2)^{-1/2}$, $m^2 = (1/4) - \text{Ri}$. Число Ричардсона $\text{Ri} = -(g/\rho_0) (\partial\rho_0/\partial z) (\partial u_0/\partial z)^{-2}$ для данной задачи имеет вид $\text{Ri} = gd^2/(Hu_0^2)$, а переменная $\xi = [z/d + \omega d/(kHu_0)] (1 + 4k^2 H^2)^{1/2}$. Асимптотическое поведение функции $W_{j,m}(\xi)$ на бесконечности при $\xi \rightarrow \infty$ определяется формулой $W_{j,m} \approx \xi^j \exp(-\xi/2)$. Граничное условие $V_z = 0$ при $z = 0$ выполняется в случае, если выражение $\omega d/(kHu_0) (1 + 4k^2 H^2)^{1/2}$ совпадает с нулями функции $W_{j,m}(\xi)$. При условии $m^2 < 0$ гипергеометрическая функция $W_{j,m}(\xi)$ имеет лишь действительные корни $\xi = \xi_n$, при которых $W_{j,m}(\xi) = 0$. Это означает, что достаточным условием устойчивости среды по отношению к возмущениям малой амплитуды, когда мнимая часть частоты $\text{Im } \omega = 0$, является требование $m^2 < 0$ или эквивалентное ему условие

$$\text{Ri} > 1/4. \quad (12)$$

Выражение (12) представляет собой хорошо известный в физике атмосферы критерий устойчивости Ричардсона. В [19] такое же условие устойчивости получено для сдвиговых течений в неоднородной безграничной среде. В многочисленных исследованиях установлено, что устойчивость сдвиговых течений в неоднородных средах имеет место в случае, когда локальное число Ричардсона всюду превышает его критическое значение $\text{Ri}_c = 1/4$ (см., например, [20]).

Физический смысл условия (12) состоит в том, что стабилизирующая роль поля тяжести и связанного с ним расслоения среды преобладает над дестабилизацией из-за сдвига скорости течения, ведущего к перемешиванию смежных слоёв [18]. Можно показать, что при выполнении условия $-g d\rho dz > \rho (du)^2/4$, т. е. когда $\text{Ri} = -(g/\rho_0) (d\rho_0/dz) (du/dz)^{-2} > 1/4$ сдвига горизонтальной скорости du/dz не хватает для перемешивания соседних слоёв, т. е. имеет место устойчивость — среда устойчиво стратифицирована.

Для возникновения неустойчивости в устойчиво стратифицированной среде необходимо, чтобы условие на число Ричардсона $\text{Ri} < 1/4$ выполнялось где-либо внутри интервала изменения горизонтальной скорости $u_0(z)$ по высоте. В случае, когда условие устойчивости не выполняется, можно оценить показатель роста возмущения из-за сдвиговой неустойчивости, воспользовавшись для этого выражением для её инкремента (см. ниже).

2.4. Нестационарность движения среды

Движение среды может быть не только неоднородным в пространстве, но и нестационарным во времени. Такой характер ветровых движений приводит к параметрической неустойчивости слабых возмущений и генерации волн. Если из вариаций горизонтального ветра $u_0(t)$ выбрать

одну гармоническую составляющую в форме

$$u_0(t) = u_1 + u_2 \sin(\Omega t), \quad (13)$$

то для периодического по координатам отклонения вертикального смещения $\xi \propto \exp(ik_x x + ik_y y - ik_z z + k_0 z)$ можно определить временную зависимость $\xi(t)$ из уравнения Матье [21, 22]:

$$\frac{d^2 \xi}{d\tau^2} + (\delta + \varepsilon \cos \tau) \xi = 0, \quad (14)$$

где $\delta = (4k^2 \omega_g^2) / [\Omega^2 (k^2 + k_z^2 + k_0^2)]$, $k^2 = k_x^2 + k_y^2$, $k_0^2 = 1/(4H^2)$, $\tau = \Omega t/2$, $\varepsilon = [4k_0 k_x u_2 (k_z - ik_0)] / [\Omega (k_x^2 + k_y^2 + k_0^2)]$. Общее решение уравнения (14) записывается в виде [21]:

$$\xi(\tau) = D_1 A(\tau) \exp(\mu \tau) + D_2 B(\tau) \exp(-\mu \tau), \quad (15)$$

где D_1 и D_2 — константы, A_1 и A_2 — периодические функции. Заметим, что для уравнения (14) на плоскости (δ, ε) существуют области, в которых реализуются устойчивые и экспоненциально растущие во времени решения для смещения ξ и других физических характеристик атмосферы. Характеристический показатель μ определяет устойчивость или неустойчивость решения. Вблизи оси $\varepsilon = 0$ неустойчивость возникает при значении параметра $\delta = n^2/4$, где n — целые числа для обозначения номеров гармоник. Границы областей устойчивости при $\varepsilon \ll 1$ грубо определяются равенствами $\delta = 1/4 \pm \varepsilon/2$. Для внутренних гравитационных волн, распространяющихся в среде с переменным горизонтальным ветром, это условие даёт следующее выражение для инкремента неустойчивости [21]:

$$\gamma_1 = \operatorname{Re} \mu = \frac{u_2}{H} \sin \vartheta \cos \vartheta, \quad (16)$$

где ϑ — угол, определяющий направление волнового вектора $\mathbf{k} = (k \sin \vartheta, 0, k \cos \vartheta)$. Отношение инкремента γ_1 к частоте распространяющейся волны ω даёт приближённым равенством $\gamma_1/\omega \approx \approx (k_0 u_2/\omega_g) \cos \vartheta$. Для выбранных значений $\vartheta \ll 1$, $u_2 \approx 30$ м/с, $H = 8$ км, $\omega_g = 1,89 \cdot 10^{-2}$ с⁻¹ получаем $\gamma_1/\omega \approx 0,2$. Тогда для волн с периодом 30 минут время развития неустойчивости составит $\tau_{\text{разв}} \approx 24$ мин.² Время развития неустойчивости сокращается с уменьшением периода волны и ростом пульсационной составляющей u_2 горизонтальной скорости ветра.

Таким образом, распространение внутренних гравитационных волн в атмосфере при наличии переменного по высоте горизонтального ветра может сопровождаться их параметрической неустойчивостью. Источником переменного ветра могут быть приливные колебания атмосферы или распространяющиеся волны больших масштабов [22, 23].

2.5. Некоторые дополнительные замечания

Условия линейной устойчивости горизонтально распространяющихся внутренних волн с конечной амплитудой проанализированы в [23]. На примере стационарных орографических волн показано, что такие волны являются неустойчивыми, если их амплитуда достаточно велика, а длина волны мала. Критическая амплитуда для возникновения неустойчивости убывает как

² Отметим, что взятые для оценки значения горизонтальной скорости $u_2 = 30$ м/с являются вполне реальными. В работе [15] приведены результаты наблюдения спорадического слоя E за 26.09.2010. Этот слой образовался в стороне от места регистрации искусственных периодических неоднородностей и «проплывал» через диаграмму направленности приёмной аппаратуры с горизонтальной скоростью 20÷25 м/с.

квадрат длины волны. Для оценки показателя роста возмущения во времени из-за сдвиговой неустойчивости можно воспользоваться выражением для инкремента γ_1 в виде [24, 25]:

$$\gamma_1 \leq \max \left[\frac{1}{4} \left(\frac{\partial u_0}{\partial z} \right)^2 - \omega_g^2 \right]^{1/2}. \quad (17)$$

Для линейного профиля горизонтальной скорости $u_0(z) = u_1 + u_2 z/L$ и фиксированной температуры $T_0 = \text{const}$ ($\omega_g = \text{const}$) при значениях параметров $u_2 = 50$ м/с, $L = 10^3$ м, $\omega_g = 2 \cdot 10^{-3}$ с⁻¹ получим $\text{Ri} = 0,16$, т. е. имеет место неустойчивость с инкрементом $\gamma_1 \leq 1,5 \cdot 10^{-2}$ с⁻¹, так что характерное время развития неустойчивости составляет несколько минут.

Более подробное обсуждение различных аспектов гидродинамической неустойчивости и волновых движений различных масштабов в атмосфере содержится в монографии [24], где дан обзор теоретических моделей и результаты натуральных экспериментов.

Укажем также, что при распространении внутренних гравитационных волн на высотах динамо-области возможна токовая неустойчивость, приводящая к ослаблению диссипации и нарастанию амплитуды волны [26]. Неустойчивость в атмосфере может возникать и как следствие нелинейных эффектов. Так, например, в [27] показано, что в формировании неустойчивости атмосферы значительную роль может играть струйное течение, создаваемое нелинейной гравитационной волной.

Отметим, что параметрическая неустойчивость в гидродинамике имеет аналогию в случае распространения электромагнитных волн. В [28] рассматривается аналитический подход к вопросам физики волновых процессов в средах, диэлектрические параметры которых зависят от времени. Приводятся точные решения уравнений Максвелла для электромагнитных волн в модельных средах с переменным во времени показателем преломления, причём рассматриваются как движущиеся фронты ионизации, так и нестационарные эффекты взаимодействия электромагнитных волн со слоями плазмы при переменной степени ионизации последних.

3. ВАРИАЦИИ ХАРАКТЕРИСТИК НЕЙТРАЛЬНОЙ АТМОСФЕРЫ И ОЦЕНКИ УСТОЙЧИВОСТИ ВОЗМУЩЕНИЙ

На основе результатов измерений характеристик нейтральной атмосферы и теоретического анализа условий устойчивости среды и распространяющихся в ней возмущений сделаем оценки двух типов. Во-первых, выясним, могло ли выполняться и в каком случае условие устойчивости при распространении внутренних гравитационных волн в проведённых экспериментах. Во-вторых, найдём, при каких условиях могла бы развиваться неустойчивость, характеризующаяся нарастанием вариаций параметров (например, температуры нейтральной компоненты) при существовании горизонтального ветра с вертикальным сдвигом скорости.

Оценим число Ричардсона при распространении внутренних гравитационных волн, используя характерные значения параметров, полученные в эксперименте методом искусственных периодических неоднородностей, а именно: амплитуда вариаций вертикальной скорости $V_z = 2$ м/с, период внутренних гравитационных волн $T_B = 30$ мин, частота Брента–Вяйсяля $\omega_g = 1,7 \cdot 10^{-2}$ с⁻¹ (соответствующий ей период равен $T_g \approx 6$ мин). Необходимые для оценки значения сдвига скорости ветра отсутствуют — горизонтальная скорость движения нейтральной компоненты нами не измерялась, для этого необходим разнесённый приём рассеянных сигналов. Но при выполнении определённых условий сдвиг горизонтальной скорости можно оценить по имеющимся экспериментальным данным.

Так, используя укороченное дисперсионное уравнение внутренних гравитационных волн в форме $\omega^2 \approx \omega_g^2 \lambda_z^2 / \lambda_x^2$ [29, 30], где λ_x и λ_z — горизонтальная и вертикальная длина волны, а также условие несжимаемости среды $\text{div } \mathbf{V} = 0$, где \mathbf{V} — полный вектор скорости, получим для горизонтальной скорости ветра выражение $u_x \approx -k_z V_z / k_x = -\lambda_x V_z / \lambda_z$. Горизонтальную длину волны определяем из соотношения $\lambda_x \approx \lambda_z \omega_g / \omega = \lambda_z T_B / T_g$. Это соотношение справедливо, когда горизонтальная длина волны много больше вертикальной и для частоты существенно меньшей, чем частота Брента—Вяйсяля [29, 30]. Тогда для сдвига горизонтальной скорости u будем иметь соотношение $du_x/dz \approx k_z u_x = 2\pi T_B V_z / (\lambda_z T_g)$, а для числа Ричардсона получим выражение $\text{Ri} = \omega_g^2 / (du_x/dz)^2 = \lambda_z^2 / (V_z T_B)^2$. Для приведённых выше значений вертикальной длины волны λ_z , вертикальной скорости V_z и периода волны T_B , получаем число Ричардсона $\text{Ri} = 4$. Отсюда следует вывод, что распространение внутренних гравитационных волн с периодом 30 минут в устойчиво стратифицированной среде не приводит к её неустойчивости. Спектральный анализ временных вариаций амплитуды и времени релаксации, сигнала, рассеянного искусственными периодическими неоднородностями, показал, что наибольшую интенсивность в спектре внутренних гравитационных волн имели волны с получасовым и часовым периодами [15], как правило, стабильно регистрируемые.

Далее приведём некоторые оценки, показывающие возможность развития неустойчивостей в среде по результатам измерений, представленным в разделе 1. Используем высотные профили температуры (см. рис. 3 и 4). Характер зависимости $T(z)$ с убывающим с высотой участком изменения температуры позволяет предполагать развитие неустойчивости среды, которая со временем может приводить к значительному изменению профиля $T(z)$. В разделе 1 приведены определённые по зависимости $T(z)$ значения отрицательных высотных градиентов $\partial T / \partial z$ на высоте ниже $106 \div 108$ км 04.04.2006 и ниже $100 \div 102$ км 24.09.2007, изменявшиеся от -17 К/км до -24 К/км. В разделе 2.2 для линейного профиля показано, что величины градиента температуры $\partial T / \partial z < -(10 \div 12)$ К/км являются достаточными для возникновения неустойчивости в соответствии с (9), (10). При этом можно ожидать турбулизации среды из-за возбуждения внутренних гравитационных волн различных периодов и роста их амплитуды [29, 30].

С этой точки зрения рассмотрим приведённую на рис. 3 последовательность высотных профилей температуры. На наш взгляд, подобная динамика профилей может свидетельствовать как о развитии неустойчивости, так и об определённой турбулизации среды. Так, наличие необходимого для развития неустойчивости градиента температуры (профили для 11:45 и 12:05 MSK, рис. 3а) приводит к развитию неустойчивости как согласно критерию Ричардсона, так и, возможно, вследствие сдвига горизонтальной скорости и изменения со временем характеристик среды. В результате достаточно гладкий профиль температуры трансформируется в профиль, приведённый для сеансов 12:55 и 13:05 MSK на рис. 3б. Напомним, что эти данные получены усреднением по 10-минутному интервалу. Следующие два профиля температуры, полученные для сеансов 14:25 и 14:45 MSK и показанные на рис. 3в, по-видимому, соответствуют условиям рис. 3а — в результате изменения состояния ионосферы на высотах нижней термосферы, т. е. изменения профиля электронной концентрации, горизонтальной и вертикальной скоростей и других параметров, возможно восстановление «спокойного» профиля температуры, который, как следует из рис. 3, имеет тот же необходимый для развития неустойчивости градиент $\partial T / \partial z$, которая через некоторое время и развивается, что отражено на рис. 3г для сеансов 16:35 и 16:45 MSK. Отметим, что подобная картина с переходом «спокойного» профиля в «возмущённый» зафиксирована и для наблюдений 24.09.2007 на рис. 4а, б.

Отметим также, что для сдвигов горизонтальной скорости $\partial u_0 / \partial z$, превышающих значение $\partial u_0 / \partial z = 2\omega_g \approx 3,4 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$, существует большая вероятность развития динамической неустойчивости и турбулизации атмосферы. Такие градиенты $\partial u_0 / \partial z$ наблюдались в экспериментах (см.,

например, [31–33]).

Косвенно на возможность развития неустойчивостей на высотах области E свидетельствует рост в определённые периоды времени вариаций характеристик рассеянного сигнала, его амплитуды и времени релаксации. Кроме того, определённые согласно (4) по измерениям на двух частотах значения турбулентной скорости для 24.09.2007 оказались довольно высоки и достигали $7 \div 10$ м/с на высотах $90 \div 95$ км. Таким образом, по результатам исследования динамики нижней ионосферы методом резонансного рассеяния радиоволн на искусственных периодических неоднородностях зарегистрированы как волновые, так и турбулентные движения, которые привели к временным изменениям высотного профиля температуры нейтральной компоненты.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Методом резонансного рассеяния радиоволн на искусственных периодических неоднородностях определены пространственно-временные зависимости параметров нейтральной атмосферы: температуры, плотности и скоростей вертикальных движений, включая турбулентные, на высотах мезосферы—нижней термосферы. Во многих случаях наблюдаются возмущения этих параметров, часто имеющие нестабильный характер. Они могут быть обусловлены распространением внутренних гравитационных волн, а также нарушением условий гидродинамической устойчивости. Приведены критерии развития гидродинамических неустойчивостей в этом высотном интервале, которые сопоставлены с экспериментальными результатами. Сделаны следующие выводы.

1) Распространение внутренних гравитационных волн с периодами $30 \div 60$ мин в устойчиво стратифицированной среде не приводит к её неустойчивости. Спектральный анализ временных вариаций амплитуды и времени релаксации сигнала, обратно рассеянного искусственными периодическими неоднородностями, показал, что наибольшую интенсивность в спектре имели внутренние гравитационные волны с такими периодами, и они стабильно регистрировались.

2) Причиной возникновения неустойчивости может служить отрицательный градиент температуры атмосферы. Достаточным условием её развития является критерий $\partial T / \partial z < -(10 \div 12)$ К/км. Отрицательные температурные градиенты неоднократно наблюдались в экспериментах, достигая -20 К/км, а в последующие моменты времени фиксировались возмущения атмосферных параметров, проявляющиеся в виде высотно-временных вариаций.

3) Причиной неустойчивости в изотермической атмосфере может быть также сдвиг горизонтальной скорости движения среды $\partial u_0 / \partial z$, превышающий значение $\partial u_0 / \partial z = 2\omega_g \approx 3,4 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$. Такие ветровые сдвиги неоднократно наблюдались в различных экспериментах, и могли приводить к сдвиговой гидродинамической неустойчивости.

4) Вследствие возбуждения внутренних гравитационных волн с различными периодами и роста их амплитуды можно ожидать турбулизации среды. Действительно, 24 сентября 2007 года были получены повышенные значения турбулентной скорости до $7 \div 10$ м/с на высотах $90 \div 95$ км при высоте турбопаузы $100 \div 105$ км.

Таким образом, сделанные в работе теоретические оценки критериев развития гидродинамических неустойчивостей и их сопоставление с развитием пространственно-временных вариаций наблюдаемых атмосферных параметров, характеристиками волновых и турбулентных движений позволяют подтвердить вывод о заметном влиянии неустойчивостей и атмосферных волн на динамику мезосферы—нижней термосферы в высотном интервале $90 \div 120$ км.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 08–02–97036 и 09–05–00450).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кошелев В. В., Климов Н. Н., Сутырин Н. А. Аэрономия мезосферы и нижней термосферы. М.: Наука, 1983. 184 с.
2. Шефов Н. Н., Семёнов А. И., Хомич В. Ю. Излучение верхней атмосферы — индикатор её структуры и динамики. М.: Геос, 2006. 740 с.
3. Бенедиктов Е. А., Беликович В. В., Толмачёва А. В., Бахметьева Н. В. Исследование ионосферы с помощью искусственных периодических неоднородностей. Нижний Новгород: ИПФ РАН, 1999. 156 с.
4. Бахметьева Н. В., Беликович В. В., Григорьев Г. И., Толмачёва А. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 2002. Т. 45, № 3. С. 233.
5. Belikovich V. V., Benediktov E. A., Tolmacheva A. V., Bakhmet'eva N. V. Ionospheric research by means of artificial periodic irregularities. Katlenburg-Lindau: Copernicus GmbH, 2002. 160 p.
6. Беликович В. В., Бахметьева Н. В., Калинина Е. Е., Толмачёва А. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 2006. Т. 49, № 9. С. 744.
7. Бахметьева Н. В., Беликович В. В., Толмачёва А. В. // Докл. XXII Всерос. конф. по распространению радиоволн, 22–26 сентября 2008 г., Ростов-на-Дону, п. Лоо. Т. 2. С. 129.
8. Толмачёва А. В., Беликович В. В., Калинина Е. Е. // Геомагнетизм и аэрономия. 2009. Т. 49, No. 2. P. 254.
9. Bakhmet'eva N. V., Belikovich V. V., Benediktov E. A., et al. // Radio Sci. 1998. V. 33, No. 3. P. 583.
10. Бенедиктов Е. А., Беликович В. В., Бахметьева Н. В., Толмачёва А. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 2002. Т. 45, № 5. С. 375.
11. Бенедиктов Е. А., Беликович В. В., Гребнев Ю. А., Толмачёва А. В. // Геомагнетизм и аэрономия. 1993. Т. 33, № 5. С. 170.
12. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Толмачёва А. В. // Изв. АН. Физика атмосферы и океана. 2002. Т. 38, № 1. С. 102.
13. Belikovich V. V., Tolmacheva A. V. // Int. J. Geomag. Aeronomy. 2004. V. 5. P. G11008.
14. Гершман Б. Н. Динамика ионосферной плазмы. М.: Наука, 1974. 256 с.
15. Бахметьева Н. В., Беликович В. В., Егерев М. Н., Толмачёва А. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 2010. Т. 53, № 3. С. 77.
16. Бреховских Л. М., Гончаров В. В. Введение в механику сплошных сред. М.: Наука, 1982. 336 с.
17. Григорьев Г. И., Савина О. Н. // Изв. вузов. Радиофизика. 2002. Т. 45, № 8. С. 664.
18. Chandrasekhar S. Hydrodynamic and hydromagnetic stability. London: Oxford University Press, 1961. 652 p.
19. Дикий Л. А. Гидродинамическая устойчивость и динамика атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1976. 110 с.
20. Миропольский Ю. З. Динамика внутренних гравитационных волн в океане. М.: Гидрометеиздат, 1981. 302 с.
21. Григорьев Г. И. Распространение акустико-гравитационных волн в нестационарно движущихся средах (обзор): Препринт № 482 НИРФИ. Нижний Новгород, 2005. 10 с.
22. Sridharam S., Sathishkumar S., Gurubaran S. // Ann. Geophys. 2008. V. 26. P. 3781.
23. Williams B. R., Fritts D. C., She C. Y., Goldberg R. A. // Ann. Geophys. 2006. V. 24. P. 1199.
24. Шакина Н. П. Гидродинамическая неустойчивость в атмосфере. Л.: Гидрометеиздат, 1990. 309 с.
25. Miles J. W. // J. Fluid Mech. 1961. V. 10. P. 496.
26. Курганский М. В. // Изв. АН. Физика атмосферы и океана. 1979. Т. 15, № 10. С. 1911.

27. Кшевцевский С. П., Гаврилов Н. М. // Геомагнетизм и аэрономия. 2003. Т. 43, № 1. С. 1.
28. Шварцбург А. Б. // УФН. 2005. Т. 75, № 8. С. 833.
29. Хайнс К. О. // Термосферная циркуляция / Под ред. У. Уэбба. М.: Мир, 1975. С. 85.
30. Госсард Э., Хук У. Волны в атмосфере. М.: Мир, 1978. 532 с.
31. Wu Y.-Fu, Widdel H. V. // J. Atm. Terr. Phys. 1992. V. 54, No. 2. P. 143.
32. Казимировский Э. С., Кокоуров В. Д. Движения в ионосфере. Новосибирск: Наука, Сиб. отделение, 1979. 344 с.
33. Измерение ветра на высотах 90÷100 км наземными методами / Под ред. Ю. И. Портнягина, К. Шпренгера. Л.: Гидрометеиздат, 1978. 343 с.

Поступила в редакцию 24 ноября 2010 г.; принята в печать 20 декабря 2010 г.

**ARTIFICIAL PERIODIC IRREGULARITIES, HYDRODYNAMIC INSTABILITIES,
AND DYNAMIC PROCESSES IN THE MESOSPHERE — LOWER
THERMOSPHERE**

N. V. Bakhmet'eva, G. I. Grigor'ev, and A. V. Tolmacheva

We present the results of measuring characteristics of the ionosphere and neutral atmosphere by the method of resonant scattering of radio waves by artificial periodic irregularities of the ionospheric plasma in the altitude range 90–120 km. It is shown that the altitude–time variations of the measured characteristics are in many respects stipulated by the propagation of atmospheric waves. Hydrodynamic instabilities in the mesosphere — lower thermosphere are analyzed. Criteria of development of different-type instabilities are presented. Contribution of different processes to the dynamics of the medium is estimated on the basis of the measurement results.