

УДК 551.510; 551.511.31

Е. И. Крючков, О. К. Черемных, А. К. Федоренко

Институт космических исследований Национальной академии наук Украины
и Государственного космического агентства Украины
пр. Академика Глушкова 40, корп. 4/1, Киев, 03680
oleg.cheremnykh@gmail.com, aurora28@i.ua

Особенности акустико-гравитационных волн в полярной термосфере Земли

Исследованы особенности акустико-гравитационных волн (АГВ) в полярных областях термосферы Земли. Показано, что на фоне крупномасштабных вращательных движений среды, возникающих в полярной термосфере, происходит изменение амплитуд АГВ. При распространении АГВ в направлении против движения среды амплитуды волн увеличиваются, а при распространении волн по направлению вращения — уменьшаются. Получено аналитическое выражение для коэффициента усиления амплитуд АГВ-возмущений и оценен эффект усиления волн во встречном ветре при характерных параметрах термосферы. Полученные результаты согласуются с данными измерений параметров АГВ в полярных областях на спутнике «Дайнемик Эксплорер-2».

ОСОБЛИВОСТІ АКУСТИКО-ГРАВІТАЦІЙНИХ ХВИЛЬ У ПОЛЯРНІЙ ТЕРМОСФЕРІ ЗЕМЛІ, Крючков Є. І., Черемних О. К., Федоренко А. К. — Досліджено особливості акустико-гравітаційних хвиль у полярних областях термосфери Землі. Показано, що на тлі великомасштабних обертальних рухів середовища, що виникають у полярній термосфері, відбувається зміна амплітуд АГХ. При поширенні АГХ у напрямку проти руху середовища амплітуди хвиль збільшуються, а при поширенні хвиль у напрямку обертання — зменшуються. Отримано аналітичний вираз для коефіцієнта посилення амплітуд АГХ-збурень та оцінено ефект посилення хвиль у зустрічному вітрі при характерних параметрах термосфери. Отримані результати узгоджуються з даними вимірювань параметрів АГХ у полярних областях на супутнику «Дайнемік Експлорер-2».

THE FEATURES OF AGW IN THE EARTH'S POLAR THERMOSPHERE, by Kryuchkov E. I., Cheremnykh O. K., Fedorenko A. K. — The features of acoustic-gravity waves in the polar regions of the Earth's thermosphere are studied. It is shown that the change of AGW amplitudes occurs in the polar thermosphere against the background of large-scale rotational movements of the medium. The amplitudes of waves amplifies with AGW propagation against moving and reduces when AGW propagates towards rotation. An analytical expression for the gain coefficient of AGW perturbations is obtained, with which the numerical evaluation of the wave's amplification effect in headwind with the characteristic parameters of the thermosphere is realized. These results are consistent with measurements of AGW parameters in the polar regions on the Dynamic Explorer 2 satellite.

ВВЕДЕНИЕ

Акустико-гравитационные волны (АГВ) играют важную роль в динамике планетных атмосфер, и в значительной мере определяют многие процессы в ионосфере Земли. Они переносят импульс и энергию значительных масс среды, что приводит к возникновению конвекции и атмосферной турбулентности. Исследование АГВ имеет не только фундаментально научный, но и значительный практический интерес. Являясь источником нерегулярностей в ионосфере, эти волны могут влиять на «космическую погоду». АГВ являются важными агентами воздействий «снизу», и согласно современным представлениям формируют ионосферный отклик на тропосферную и сейсмическую активность. Несмотря на значительный прогресс, достигнутый в экспериментальных и теоретических исследованиях этих волн [7, 10, 12—14, 17, 18—22], вопрос о механизмах их генерации и распространения на ионосферных высотах во многих аспектах остается открытым.

В данной работе основное внимание будет сосредоточено на изучении особенностей распространения АГВ в полярных областях Земли. Особенностью полярной термосферы является наличие ветровых движений пространственно неоднородного характера. В полярных областях на ветровую циркуляцию, обусловленную поглощением солнечного ультрафиолетового излучения, накладываются ионосферные эффекты: 1) вовлечение нейтральной атмосферы в конвективное движение ионосферной плазмы; 2) локальный нагрев атмосферы высыпавшимися частицами, а также магнитосферно-ионосферными токами в области аврорального овала. В результате воздействия этих процессов структура ветров в полярной термосфере является пространственно неоднородной, зависящей не только от условий инсоляции, но и от процессов магнитосферно-ионосферного взаимодействия. Скорости ветров в полярной термосфере достигают максимально возможных в земной атмосфере значений и составляют 300...700 м/с в зависимости от геомагнитной активности [15, 16]. Отметим, что основ-

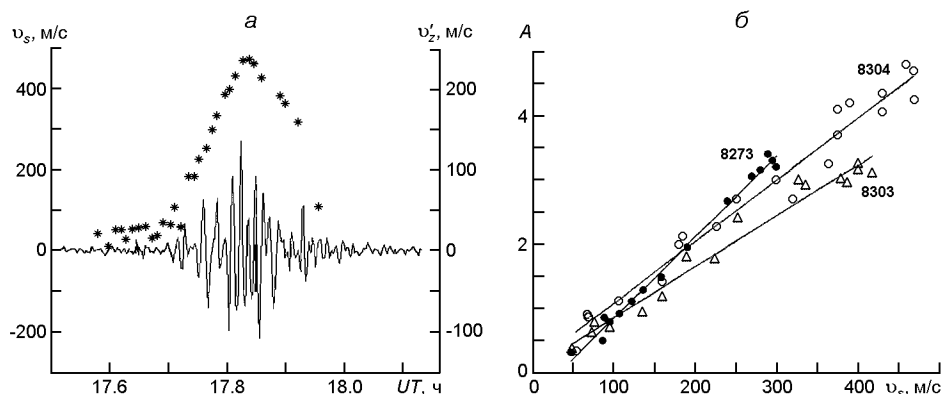


Рис. 1. Меридиональная скорость ветра v_s (звездочки, шкала слева) и волновые вариации вертикальной скорости v'_z (линия, шкала справа) на 8304-м витке спутника «Дайнемик Эксплорер-2» (а), зависимость коэффициента усиления A амплитуды волн от проекции скорости ветра v_s на орбиту вдоль витков 8273, 8303 и 8304 (б)

ной вклад в такие большие скорости ветров дает конвективная составляющая, в то время как скорости градиентного ветра на высотах термосферы обычно не превышают 250 м/с [15].

На фоне пространственно неоднородных движений среды в полярной термосфере систематически наблюдаются АГВ больших амплитуд (до 10 % в относительных вариациях плотности и температуры). Неоднородность скорости ветра обуславливает возможность обмена энергией волн со средой [5], вследствие чего могут наблюдаться изменение их амплитуд, избирательная фильтрация частотного спектра, а также наличие выделенных азимутов распространения волн по отношению к ветру.

Наблюдения на полярном спутнике «Дайнемик Эксплорер-2» демонстрируют выраженную связь АГВ с ветром в полярных областях [7]. На это указывают следующие особенности: 1) волны распространяются навстречу течению, выстраиваясь примерно вдоль линий тока; 2) амплитуды волн увеличиваются одновременно с увеличением скорости ветра [8, 11]. Для примера на рис. 1, а показано распределение меридиональной скорости ветра и волновых вариаций вертикальной скорости частиц вдоль 8304-го витка спутника. Видно, что области с увеличенной амплитудой АГВ пространственно совпадают с областями, где увеличена скорость ветра. Зависимость амплитуд АГВ от проекции скорости встречного ветра на орбиту спутника показана на рис. 1, б для нескольких витков.

Для объяснения экспериментально наблюдаемого эффекта усиления амплитуд АГВ в полярной термосфере мы исследовали, как влияет циркуляция на распространение волн в такой среде. Дополнительной мотивацией этого исследования, помимо изложенных выше соображений, являются также результаты работы [4], где было показано,

что при вихревом движении среды могут возникать акустико-гравитационные волны с частотами, близкими к частоте Брента — Вьяйсяля (БВ).

МОДЕЛЬ ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ

Вихревые движения среды в общем случае рассматриваются в рамках двумерно-неоднородных моделей. Эти уравнения могут быть решены численно, а для некоторых частных случаев — аналитически [1, 9]. Вследствие вовлечения нейтральной среды в движение ионосферной плазмы в полярной термосфере образуется двухвихревая система, отражающая процесс магнитосферной конвекции. Размеры этих полярных вихрей на высотах термосферы составляют от нескольких сотен до примерно тысячи километров, а скорости ветров достигают 300... 700 м/с [15, 16]. В то время как в плазме оба вихря почти симметричны, в нейтральной среде, как правило, хорошо выражен только один вихрь — в вечернем секторе. Такая асимметрия связана с влиянием вращения Земли на формирование вихрей: в вечернем секторе центробежная сила способствует формированию вихря, а в утреннем секторе, наоборот, препятствует. Поэтому для простоты будем рассматривать только один вихрь. Мы зададим простую модель вращения среды следующего вида. Считаем, что источником циркуляции является расположенное в центре вихревое ядро. Динамику вихря, которая определяется процессами магнитосферно-ионосферного взаимодействия, мы не рассматриваем, полагая источник вращения заданным. За ядром образуется протяженная область безвихревого вращения с убывающей вдоль радиуса скоростью. Далее мы будем рассматривать именно эту область. Геометрия пересечения спутником такой области схематически показана на рис. 2.

Несмотря на относительную простоту этой модели, она учитывает такие базовые черты полярной термосферы, как кривизну траекторий движений элементарных объемов и радиальную неоднородность скорости. Эта модель позволяет обойти многие математические трудности, характерные для двумерно-неоднородных моделей вихрей [3]. Ранее подобная модель исследовалась в работе [4].

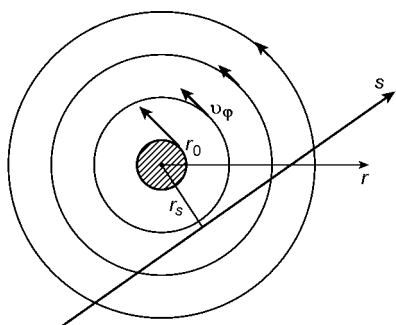


Рис. 2. Схематическое изображение области горизонтальной циркуляции и орбиты s спутника: r_0 — радиус ядра, v_φ — скорость вращения среды

Для изотермической невязкой атмосферы, стратифицированной в поле силы тяжести, общая система уравнений вращательного движения среды в цилиндрической системе координат (r, φ, z) с осью z , направленной против силы тяжести, имеет вид [6]

$$\frac{1}{t} \left(\frac{\partial}{\partial t} \right) v_r = \frac{v_\varphi^2}{r} - \frac{1}{r} \frac{\partial P}{\partial r}, \quad (1)$$

$$\frac{1}{t} \left(\frac{\partial}{\partial t} \right) v_\varphi = \frac{v_r}{r}, \quad (2)$$

$$\frac{1}{t} \left(\frac{\partial}{\partial t} \right) v_z = \frac{1}{z} \frac{\partial P}{\partial z} - g. \quad (3)$$

Дополним эти уравнения уравнением сохранения вещества

$$\frac{1}{t} \left(\frac{\partial}{\partial t} \right) \rho = 0 \quad (4)$$

и уравнением состояния

$$\frac{1}{t} \left(\frac{\partial}{\partial t} \right) P = C_s^2 \frac{1}{t} \left(\frac{\partial}{\partial t} \right) \rho. \quad (5)$$

В этих уравнениях использованы обозначения: P и ρ — давление и плотность среды, v_r, v_φ, v_z — компоненты скорости, $C_s^2(r) = \frac{P(r)}{\rho(r)} = gH(r)$ — квадрат скорости звука, зависящий в общем случае при вращении от радиуса, γ — показатель адиабаты, $H = kT / mg$ — высота однородной атмосферы, T — температура среды, k — постоянная Больцмана, m — масса частицы газа, g — ускорение свободного падения.

С помощью системы (1)—(5) мы будем исследовать возмущения с периодами в десятки минут и характерными длинами волн порядка нескольких сотен километров. По этой причине в указанных уравнениях опущены слагаемые, описывающие сферичность Земли и силу Кориолиса, но учтена сила тяжести.

Рассмотрим установившееся стационарное движение среды. Устойчивость такого движения по вертикали обеспечивается гидростатическим равновесием $\frac{1}{z} \frac{\partial P}{\partial z} = -g$, а устойчивость по горизонтали — за счет компенсации центробежной силы инерции градиентом давления $\frac{1}{r} \frac{\partial P}{\partial r} = \frac{v_\varphi^2}{r}$. В результате радиальная и вертикальная составляющие скорости вращательного движения среды будут равны нулю ($v_r = v_z = 0$), а стационарное движение происходит по круговым горизонтальным линиям тока.

За вихревым ядром реализуется круговое сдвиговое безвихревое течение с убывающей скоростью [6]:

$$V_0 \frac{r_0}{r}, \quad r > r_0, \quad (6)$$

где V_0 — скорость вращения на краю ядра. Далее мы рассмотрим распространение волновых возмущений в области за ядром ($r > r_0$), где скорость вращения среды уменьшается по закону (6).

Зависимость $P(r)/\rho(r)$ определим из уравнения Бернулли для потенциального течения сжимаемого газа за ядром [6]:

$$\frac{P}{\rho} = \frac{1}{2} \frac{C^2}{\rho} + \frac{v^2}{2},$$

где C^2 — квадрат скорости звука в покоящейся среде вдали от области циркуляции. Для потенциального течения за ядром вихря величина P/ρ постоянна не только вдоль линий тока, но и во всей области течения [6], поэтому радиальная зависимость скорости звука имеет вид

$$C_s^2(r) = C^2 - \frac{1}{2} \Omega^2 r^2. \quad (7)$$

Для дальнейшего рассмотрения важно, что эта зависимость слабая. Изменение $C_s^2(r)$ максимально вблизи границы ядра и не превышает 20 % даже при максимальной скорости ветра $V_0 = 700$ м/с. Поэтому будем полагать, что скорость звука не зависит от радиуса.

АГВ ВО ВРАЩАТЕЛЬНОМ ТЕЧЕНИИ ТЕРМОСФЕРЫ

Исследуем особенности распространения АГВ в предположении осесимметричности ($\partial/\partial\phi = 0$) вращательного движения атмосферы. Так как рассматриваемая система однородна по координате ϕ , то все возмущенные величины (обозначены штрихом) будем искать в виде

$$\frac{r}{V_r} = \frac{z}{V_z} = \frac{P}{P} = \frac{1}{R} A(r, z) \exp(i(\omega t - m\phi)), \quad (8)$$

где V_r, V_z, P, R — амплитудные множители для возмущенных скоростей и относительных возмущений давления и плотности, $A(r, z)$ — безразмерная амплитудная функция (в общем случае комплексная величина), ω — частота в неподвижной системе отчета, являющаяся постоянной величиной, $k_x = 2\pi/\lambda_x = m/r$ — составляющая волнового вектора вдоль направления \vec{e}_r .

Из системы уравнений (1) — (5) с учетом (7) и (6) получаем линеаризованные уравнения для свободных возмущений в области за ядром:

$$i\omega - \frac{2}{r} \frac{d}{dr} \left(\frac{r^2}{P} \frac{dP}{dr} \right) = 0, \quad (9)$$

$$i^{-} \frac{P}{r} \frac{1}{d} \frac{d}{dr} \frac{P}{P} = 0, \quad (10)$$

$$i^{-} \frac{P}{z} \frac{d}{dz} \frac{P}{P} - \frac{1}{P} \frac{dP}{dz} \frac{P}{P} = g^{-} = 0, \quad (11)$$

$$i^{-} - \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \frac{d}{dr} \frac{r}{r} - \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \frac{1}{r} - \frac{d}{dz} \frac{1}{dz} \frac{z}{z} = 0, \quad (12)$$

$$i^{-} \frac{P}{P} - i^{-} - \frac{1}{r} \frac{dP}{dr} - \frac{1}{dr} \frac{d}{dz} \frac{1}{P} \frac{dP}{dz} - \frac{1}{dz} \frac{d}{dz} = 0. \quad (13)$$

Первые три уравнения являются компонентами r, θ, z уравнения движения соответственно, а два последних получены из уравнений сохранения вещества и состояния. В уравнениях (9) — (13) $\omega = k_x$ — частота волны в системе отчета, движущейся вместе со средой. Угол θ будем отсчитывать в направлении распространения АГВ, тогда знак «минус» соответствует попутному с волной ветру, а «плюс» — встречному ветру.

Из уравнения (10) видно, что возмущения давления P синфазны возмущениям скорости v_r , что является характерным признаком АГВ, в которых направление движения совпадает с направлением колебаний частиц в горизонтальной плоскости. В данном случае это направление движения вдоль круговых линий тока.

Как следует из анализа спутниковых данных, АГВ в областях полярной циркуляции выстраиваются примерно вдоль направлений ветров [8]. Поэтому для упрощения рассмотрим волны, распространяющиеся вдоль круговых линий тока, предполагая при этом возможность изменения их амплитуд вдоль радиуса. В этом случае $v_r = 0$, и зависимость от радиуса остается только в уравнении (9), которое будет определять изменение амплитуды АГВ. Подстановка (8) в (9) — (13) приводит к системе линейных алгебраических уравнений для V_r, V_θ, V_z, R , куда входят производные $A/r, A/z$. Четыре уравнения (10) — (13) сводятся к квадратному уравнению

$$\frac{1}{A} \frac{A}{z} - \frac{1}{H} \frac{1}{A} \frac{A}{z} - \frac{1}{C_s^2} k_x^2 \frac{N^2}{-2} - 1 = 0, \quad (14)$$

где $N^2 = \frac{g}{H}$ — квадрат частоты Брента — Вейсшля. Из уравнения (14) получаем

$$\frac{1}{A} \frac{A}{z} - \frac{1}{2H} = ik_z.$$

Положим $A(z) = \exp(iK_z z)$, где $K_z = k_z + i\hat{k}_z$. Тогда $\hat{k}_z = \frac{1}{2H}$, а k_z при этом определяется дисперсией

$$k_z^2 = k_x^2 \frac{N^2}{-2} + 1 - \frac{-2}{C_s^2} \frac{1}{4H^2}, \quad (15)$$

которое по виду совпадает с уравнением Хайнса [13]. Однако в данной модели спектральные параметры АГВ в системе вращающейся среды изменяются вдоль радиуса.

Поскольку в нашей модели волны не распространяются вдоль радиуса ($k_r = 0, k_r = 0$), возмущения \bar{u} и P , определяемые из системы (10) — (13), должны быть синфазными:

$$\bar{u} = \frac{P}{P},$$

где

$$\frac{1}{4H^2} \left(\frac{2}{\bar{U}_x} \right) + 1 - \frac{2(1) C_s^2}{\bar{U}_x^2} k_z^2 = \frac{1}{4H^2} \frac{2}{\bar{U}_x^2} k_z^2,$$

\bar{U}_x — горизонтальная фазовая скорость АГВ в системе отсчета движущейся среды.

Тогда из уравнения (9) для коэффициента изменения амплитуды вдоль радиуса получим

$$\frac{1}{A} \frac{dA}{dr} = \frac{2}{\bar{U}_x r} \left(\frac{\bar{U}_x}{C_s r} \right)^2. \quad (16)$$

Радиальная зависимость фазовой горизонтальной скорости АГВ в системе отсчета движущейся среды, которая будет использована для интегрирования (16), имеет вид

$$\bar{U}_x(r) = \frac{r}{m} \pm \frac{V_0 r_0}{r}, \quad (17)$$

где верхний знак соответствует встречному ветру, а нижний знак — попутному ветру.

Отметим, что уравнения (1) — (5), (9) — (13), (16) записаны в системе отсчета неподвижного наблюдателя. Дисперсионное уравнение (15) задает связь между частотой $\bar{\omega}(r)$ k_x и компонентами k_x, k_z в системе отсчета движущейся среды. Уравнение (17) фактически отражает связь фазовых скоростей АГВ в неподвижной и движущейся системах отсчета в круговой геометрии нашей задачи.

УСИЛЕНИЕ АМПЛИТУДЫ ВОЛН

Выражение для коэффициента изменения амплитуды АГВ вдоль радиуса получим путем интегрирования уравнения (16) с учетом радиальной зависимости (17):

$$A(r) = \frac{\bar{U}_x}{\bar{U}_x \mp} \exp \left[-\frac{2}{2} \frac{1}{C_s^2} \right]$$

$$1 \frac{V_0}{\bar{U}_{x0} \mp V_0} \frac{r_0^2}{r^2} \exp \frac{V_0^2 r_0^2}{2 C_s^2 r^2}, \quad (18)$$

где верхний знак соответствует встречному ветру, а нижний знак — попутному. Из (18) сразу видно, что в попутном ветре АГВ уменьшаются по амплитуде, а во встречном — увеличиваются в зависимости от радиуса. Экспоненциальный множитель в (18) дает небольшое усиление амплитуды возмущений, не зависящее от направления ветра. Даже при максимальном значении V_0 на краю ядра его величина не превышает 1.3. Для попутного ветра первый множитель в (18) всегда меньше единицы, что означает ослабление амплитуды АГВ.

Нетрудно показать, что основное усиление обеспечивает первый множитель, по физическому смыслу соответствующий центробежным силам инерции (слагаемое $\frac{2}{\bar{U}_x r}$ в выражении (16)). Это непосредственно следует из уравнения баланса сил вдоль радиуса $\frac{V^2}{r} = \frac{P}{r}$.

Полагая здесь V , где — невозмущенная скорость вращения, для «волновой» части центробежной силы инерции получаем выражение $\frac{2}{r}$, входящее в (9). С помощью (10) это слагаемое преобразуется к виду $\frac{2}{\bar{U}_x r} \frac{P}{P}$, оно и определяет основное усиление в уравнении (16).

Без учета экспоненциального множителя в выражении (18) изменение амплитуды АГВ вдоль радиуса пропорционально отношению частот: $A(r) \frac{\bar{U}_x}{\bar{U}_x \mp V_0} \frac{\bar{U}_x}{U_x}$. Следовательно, во встречном ветре

больше усиливаются волны, у которых частота в системе отсчета среды достигает максимальных значений (\square). Кроме того, усиление амплитуд АГВ во вращающейся среде будет тем больше, чем меньше исходная частота. Зависимость $A(r)$ при разных значениях периодов $T=2 \dots 9$ показана на рис. 3, а. Максимальное усиление амплитуд АГВ происходит вблизи границы ядра и составляет $A_0 \frac{\bar{U}_{x0}(\bar{U}_{x0} + V_0)}{U_x}$ 4... 9 для диапазона периодов от 25 до 60 мин. Коэффициент усиления значительно увеличивается когда значение фазовой скорости волны приближается к скорости течения.

Как показывает дополнительный анализ дисперсии (15), вблизи границы ядра выполняется неравенство $k_z^2 < 0$ (рис. 3, б), т. е. волны не могут свободно распространяться. Фактически это означает отражение волнового пакета, когда групповая скорость АГВ сравнивается по величине со скоростью встречного течения. Горизонтальная групповая скорость АГВ связана с горизонтальной фазовой скоростью соотношением [2]:

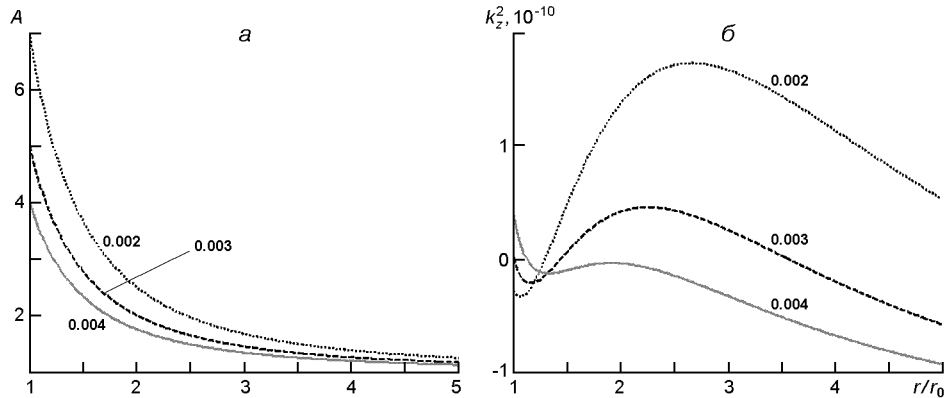


Рис. 3. Коэффициент усиления A амплитуды АГВ (а) и значение k_z^2 (б) в зависимости от радиального расстояния r/r_0 ; числа у кривых — значения $\omega = 0.002 \text{ с}^{-1}$ (период 56 мин), $\omega = 0.003 \text{ с}^{-1}$ (35 мин), $\omega = 0.004 \text{ с}^{-1}$ (25 мин)

$$\bar{U}_{gx} = \bar{U}_x \frac{2}{u^2} \frac{1}{u^2}, \quad (19)$$

где $u^2 = N^2 / \omega^2$, а $u^2 = \bar{U}_x^2 / C_s^2$. Поскольку для гравитационной ветви $u^2 > 1$, $u^2 > 1$, из (19) следует, что всегда выполняется неравенство $\bar{U}_{gx} < \bar{U}_x$, при этом \bar{U}_x остается больше. Поскольку в АГВ групповая скорость раньше сравнивается со скоростью ветра, то знаменатель в (18) не может быть равен нулю. Свободное распространение АГВ ($k_z^2 > 0$) становится возможным только на некотором удалении от границы ядра, которое зависит от ω и V_0 (рис. 3, б). В диапазоне характерных частот АГВ от 0.002 до 0.004 с^{-1} это расстояние составляет $r = (1.4..1.7)r_0$ при $V_0 = 600 \text{ м/с}$. Поэтому наблюдаемое усиление амплитуды будет несколько меньше, чем на границе ядра. Оценить его значение для разных частот нетрудно из сравнения рис. 3, а и б.

Сравним полученный закон усиления (18) с данными измерений параметров АГВ на спутнике «Дайнемик Эксплорер-2». Как видно из рис. 1, б, экспериментальная зависимость амплитуды волн от проекции V_s скорости встречного ветра на орбиту спутника близка к линейной.

Теоретическая зависимость $A(\omega)$ приведена на рис. 4, а. Видно, что рассчитанные кривые несколько отличаются от экспериментальных: амплитуда изменяется медленнее при относительно малых скоростях ветров, и быстрее — при больших скоростях ветров. Для более корректного согласования теории с экспериментальными данными учтем геометрию пересечения спутником области циркуляции (рис. 2). Получим зависимость усиления (18) от проекции V_s , определив эту скорость через отношение r_0 / r :

$$V_s = V_0 n \frac{r_0^2}{r^2},$$

где параметр $n = r_s / r_0$ показывает, насколько орбита спутника удалена от ядра циркуляции, r_s — расстояние от центра ядра до орбиты. Ко-

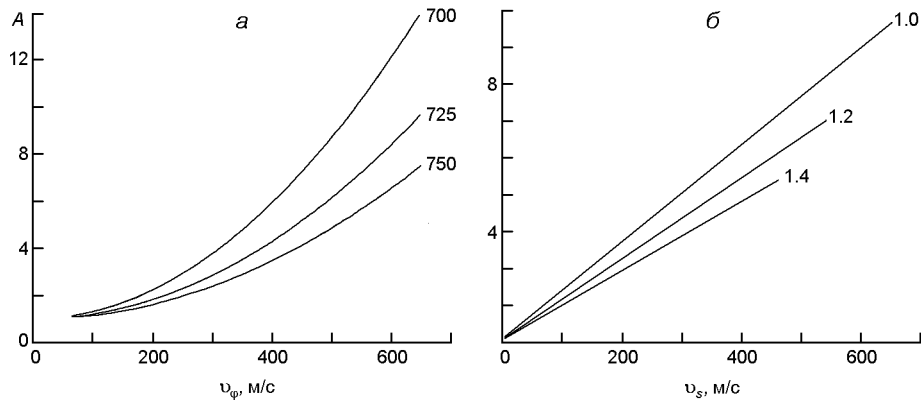


Рис. 4. Зависимости коэффициента усиления A амплитуд АГВ: a — от v_ϕ при $V_0 = 650$ м/с, сверху вниз: $\bar{U}_{x0} = 700, 725, 750$ м/с; b — от проекции скорости v_s на орбиту спутника при $\bar{U}_{x0} = 725$ м/с, сверху вниз: $n = 1, 1.2, 1.4$

эффицент усиления (18) без учета экспоненциального множителя изменяется линейно относительно v_s :

$$A(r) = 1 + \frac{s}{(\bar{U}_{x0} \mp V_0)n}.$$

Зависимости коэффициента усиления при разных значениях параметра n показаны на рис. 4, б. С учетом геометрии пересечения спутником области циркуляции получается линейная зависимость амплитуды АГВ от скорости ветра, которая хорошо согласуется с экспериментальными данными.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках простой гидродинамической модели, описывающей крупномасштабное горизонтальное вращательное движение среды, исследован эффект усиления амплитуд АГВ в полярной термосфере.

Рассмотрена модель горизонтальной циркуляции термосферы, включающая внутреннюю область вихря и протяженную область за ядром, где скорость вращения уменьшается. Исследованы волны, распространяющиеся вдоль круговых линий тока в области потенциального убывающего течения за ядром. Как видно из уравнения (18), при движении АГВ в направлении против течения их амплитуды увеличиваются вдоль радиуса в зависимости от скорости течения. В то же время в попутном течении амплитуды волн уменьшаются. Максимальное усиление амплитуд происходит для волн, у которых в системе отсчета движущейся среды \bar{U}_x или N , а частоты в системе отсчета неподвижного наблюдателя низкие. Изменение амплитуд волн происходит преимущественно за счет центробежных сил инерции. Получено аналитическое выражение для коэффициента усиления амплитуд

АГВ во встречном ветре. Численные оценки усиления амплитуд возмущений, проведенные с использованием полученного коэффициента усиления, хорошо согласуются с экспериментальными данными, полученными на спутнике «Дайнемик Эксплорер-2».

Работа выполнена в рамках Целевой комплексной программы НАН Украины по космическим исследованиям и проекта № 6060 Украинского научно-технологического центра.

1. *Акименко В. В., Черемных О. К.* Моделирование вихревых течений на фоне двумерного процесса конвективного теплообмена // Проблемы управления и информатики.—2004.—№ 2.—С. 44—55.
2. *Крючков Е. И., Федоренко А. К.* Особенности переноса энергии в атмосфере акустико-гравитационными волнами // Геомагнетизм и аэронавигация.—2012.—**52**, № 2.—С. 251—257.
3. *Ладиков-Роев Ю. П., Черемных О. К.* Математические модели сплошных сред. — Киев: Наук. думка, 2010.—552 с.
4. *Ладиков-Роев Ю. П., Черемных О. К., Федоренко А. К., Набивач В. Е.* Акустико-гравитационные волны в вихревой полярной термосфере // Проблемы управления и информатики.—2015.—№ 5.—С. 74—84.
5. *Лайтхилл Дж.* Волны в жидкостях. — Пер. с англ. — М.: Мир, 1981.—598 с.
6. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Гидродинамика. Теоретическая физика: — М.: Наука, 1986.—Том VI.—736 с.
7. *Федоренко А. К., Крючков Е. И.* Распределение среднемасштабных АГВ в полярных регионах по данным спутниковых измерений // Геомагнетизм и аэронавигация.—2011.—**51**, № 1.—С. 527—539.
8. *Федоренко А. К., Крючков Е. И.* Ветровой контроль распространения акустико-гравитационных волн в полярной термосфере // Геомагнетизм и аэронавигация.—2013.—**53**, № 3.—С. 394—405.
9. *Черемных О. К.* О движении вихревых колец в несжимаемой среде // Нелинейная динамика.—2008.—**4**, № 2.—С.417—428.
10. *Черемных О. К., Селиванов Ю. А., Захаров И. В.* Влияние сжимаемости и неизо-термичности атмосферы на распространение акустико-гравитационных волн // Космічна наука і технологія.—2010.—**16**, № 1.—С. 9—19.
11. *Fedorenko A. K., Bessalova A. V., Cheremnykh O. K., Kryuchkov E. I.* A dominant acoustic-gravity mode in the polar thermosphere // *Ann. Geophys.*—2015.—**33**.—P.101—108.—doi:10.5194/angeo-33-101-2015.
12. *Fritts D. C., Lund T. S.* Gravity wave influences in the thermosphere and ionosphere: Observations and recent modeling // *Aeronomy of the Earth's Atmosphere and Ionosphere / Eds M. A. Abdu, D. Pancheva, A. Bhattacharyya.* — Springer, 2011.—P. 109—130.—doi:10.1007/978-94-007-0326-18.
13. *Hines C. O.* Internal gravity waves at ionospheric heights // *Can. J. Phys.*—1960.—**38**.—P. 1441—1481.
14. *Hunsucker R.* Atmospheric gravity waves generated in the high-latitude ionosphere: a review // *Rev. Geophys. Space Phys.*—1982.—**20**.—P. 293—315.
15. *Killeen T. L., Won Y. I., Nisicewski R. J., Burns A. G.* Upper thermosphere winds and temperatures in the geomagnetic polar cap: Solar cycle, geomagnetic activity, and interplanetary magnetic fields dependencies // *J. Geophys. Res.*—1995.—**100**.—P. 21327—21342.

16. *Lühr H., Rentz S., Ritter P., Liu H., Häusler K.* Average thermospheric wind pattern over the polar regions, as observed by CHAMP // *Ann. Geophys.*—2007.—**25**.— P. 1093—1101 (www.ann-geophys.net/25/1093/2007).
17. *Nappo C. J.* An introduction to atmospheric gravity waves. — San Diego: Academic, 2002.—276 p.
18. *Rapopot Yu. G., Cheremnykh O. K., Selivanov Yu. A., Fedorenko A. K., Ivchenko V. M., Grimalsky V. V., Tkachenko E. N.* Modeling AGW and PEMW in inhomogeneous atmosphere and ionosphere // *International Conference of Mathematical Methods in Electromagnetic Theory, IMET.*—2012.—id. 6331225.— P. 577—580.
19. *Vadas S. L., Fritts D. C.* Thermospheric responses to gravity waves: Influences of increasing viscosity and thermal diffusivity // *J. Geophys. Res.*—2005.—**110**.— P. D15103.—doi:10.1029/2004JD005574.
20. *Vadas S. L., Nicolls M. J.* The phases and amplitude of gravity waves propagation and dissipating in the thermosphere: theory // *J. Geophys. Res.*—2012.—**117**.— P. A05322. — doi:10.1029/2011JA017426.
21. *Yigit E., Medvedev A. S., Aylward A. D., Hartogh P., Harris M. J.* Modeling the effects of gravity wave momentum deposition on the general circulation above the turbopause // *J. Geophys. Res.*—2009.—**114**.—P. D07101. — doi:10.1029/2008JD011132.
22. *Zhang S. D., Yi F.* A numerical study of propagation characteristics of gravity wave packets propagating in a dissipative atmosphere // *J. Geophys. Res.*—2002.—**107**.— P. 4222.—doi:10.1029/2001JD000864.

Статья поступила в редакцию 16.06.16