



МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
федеральное государственное бюджетное образовательное
учреждение высшего образования
«РОССИЙСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»

Кафедра экологии и физики природной среды

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА
Бакалаврская

На тему Климатическая изменчивость активности планетарных волн по данным ретроспективного анализа MERRA

Исполнитель Костюков Александр Александрович
(фамилия, имя, отчество)

Руководитель доктор физ. -мат. наук, профессор
(ученая степень, ученое звание)

Погорельцев Александр Иванович
(фамилия, имя, отчество)

«К защите допускаю»
Заведующий кафедрой

(подпись)

канд. физ.-мат. н. доцент

(ученая степень, ученое звание)

Тюфяков А. П.

(фамилия, имя, отчество)

«10» 06 2016г.

Санкт-Петербург
2016



МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
федеральное государственное бюджетное образовательное
учреждение высшего образования
«РОССИЙСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»

Кафедра экологии и физики природной среды

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА
Бакалаврская

На тему Климатическая изменчивость активности планетарных волн по данным ретроспективного анализа MERRA

Исполнитель Костюков Александр Александрович
(фамилия, имя, отчество)

Руководитель доктор физ. -мат. наук, профессор
(ученая степень, ученое звание)

Погорельцев Александр Иванович
(фамилия, имя, отчество)

«К защите допускаю»
Заведующий кафедрой

(подпись)

(ученая степень, ученое звание)

(фамилия, имя, отчество)

«___»_____2016г.

Санкт-Петербург
2016

Оглавление

Введение.....	3
1 Общая информация.....	4
1.1 Современное состояние проблемы	4
1.2 Данные MERRA	5
1.3 Общие сведения о планетарных волнах	7
2 Теория.....	10
2.1 Основные выражения	10
2.2 Уравнения вертикальной структуры: вынужденные и свободные решения	13
2.3 Приливное уравнение Лапласа: номенклатура и классификация волновых мод.....	15
2.4 Групповая и фазовая скорость.....	25
2.5 Влияние распределения температуры, диссипации и средних ветров	26
2.6 Вынужденные атмосферные приливы.....	31
3 Результаты	33
3.1 Данные MERRA	33
3.2 Модельные данные	43
Заключение	46
Список литературы	47

Введение

Волны планетарного масштаба – важные составляющие общей циркуляции как нижней, так и средней атмосферы. Например, межгодовые изменения в положении и интенсивности квази-стационарных планетарных волн в тропосфере сказываются на межгодовых сдвигах в траекториях перемещения штормов, что в результате приводит к климатическим аномалиям. Поскольку волны не переносят массу, они не могут пространственно перераспределять какое-либо свойство, «присоединенное» к воздушной массе и переносимое за счет движения этой самой массы, то есть любое свойство, которое сохраняется при адиабатических процессах в отсутствии трения (невязких процессах). Примерами таких свойств могут служить следующие величины: отношение смеси водяного пара и других малых примесей, потенциальная температура (при сухоадиабатических процессах) и потенциальная завихренность. Волны могут пространственно перераспределять импульс и энергию, так как возможен обмен этими величинами между частицами жидкости через силу градиента давления. Планетарные волны в средней атмосфере могут сильно взаимодействовать со средним зональным ветром и меридиональной циркуляцией, таким образом играя ключевую роль в тепловом балансе, балансе импульса и химического состава атмосферы.

Распространение стационарных волн в атмосфере, а также их внутрисезонная и межгодовая изменчивость являются основными задачами при наблюдении и теоретических исследованиях в области динамической метеорологии.

Данная работа посвящена анализу изменчивости планетарных волн посредством использования данных ретроспективного анализа MERRA.

1 Общая информация

1.1 Современное состояние проблемы

Одной из основных задач физики атмосферы и океана является описание циркуляции атмосферы, определяющей погоду и климат обширных регионов. Несмотря на внимание большого числа исследователей, которых привлекала и продолжает привлекать данная проблема в течении длительного времени, она остается актуальной. Об этом свидетельствуют многочисленные обзоры и монографии. Приведем лишь некоторые из них — это монографии [1]; [2]; [3] и обзоры [4]; [5]; [6]; [7]; [8]; [9], а также [10].

Недавние исследования указали на заметные тенденции в областях тропосферы и стратосферы и процессах в течении нескольких последних деkad. Было обнаружено, что общая температура стратосферы и мезосферы неуклонно снижалась [11]. В некоторой степени наблюдаемое охлаждение стратосферы может быть обусловлено излучательными эффектами истощения озонового слоя. Однако, истощение приводит к охлаждению главным образом в полярных областях [12] и озоноразрушающие вещества могут создавать существенные потепления в тропиках [13]. Широтная зависимость будет приводить к изменению градиента температуры с севера на юг, также можно ожидать изменения в среднем зональном ветре, что отразится на условиях распространения стационарных планетарных волн (СПВ) [14]. С другой стороны, нелинейные взаимодействия СПВ с со средним зональным ветром в стратосфере приводят к возбуждению неравномерных колебаний амплитуды и интенсивности среднего зонального ветра, так называемые стратосферные колебания (васциляции) [15], [16]. Эта неравномерная изменчивость на стратосферных высотах, в свою очередь, может влиять на погоду и климат

вблизи поверхности [17], [18], [19], [20],[21],[22]. Анализ реанализа данных NCEP/NCAR[23] показывает, что действительно, климатические изменения зонально усредненной температуры в тропосфере имеют другие признаки на средних и высоких широтах, и эти изменения приводят к увеличению абсолютных значений широтных градиентов температуры в обоих полушариях[24]. Наблюдаемые изменения положений и интенсивности тропосферных потоков хорошо согласуются с наблюдаемыми изменениями в широтных градиентах зонально усредненной температуры. Эти изменения должны повлиять на условия распространения СПВ, и результаты моделирования с использованием линейной модели с типичными для 1960 и 2000 годов фоновыми ветрами показывают увеличение амплитуды СПВ с волновым числом 1 (СПВ1) в стратосфере и мезосфере[24], [25]. Анализ данных NCEP/NCAR подтверждает результаты моделирования и показывает, что амплитуда СПВ1 растет выше средних широт в стратосфере за последние декады. [26]

1.2 Данные MERRA

Данные, используемые для реанализа в MERRA, взяты из различных источников, которые представлены в таблице 1.

Таблица 1. Источники данных, используемые в MERRA [27]

Тип данных	Период	Источник данных
Радиозонды	1970 – настоящее время	NOAA/NCEP

Тип данных	Период	Источник данных
Метеонаблюдения ветра с помощью шара-пилота и теодолита	1970 – настоящее время	NOAA/NCEP
Профили ветра	1992/5/14 – настоящее время	UCAR CDAS
Отчеты с воздушных судов	1970 – настоящее время	NOAA/NCEP
Дропзонды	1970 – настоящее время	NOAA/NCEP
Фиктивное давление на уровне моря	1978 – 2010/08	NCEP CDAS (PAOB)
Движение облаков, видимые ветры	1977 – настоящее время	NOAA/NCEP (GMS, METEOSAT)
Дрейфоблаков	1997 – настоящее время	NOAA/NCEP(GOES)
Ветры	2002/7/01 – настоящее время	NOAA/NCEP (EOS/Terra/MODIS)
Ветры	2003/9/01 – настоящее время	NOAA/NCEP(EOS/Aqua/MODIS)
Поверхностные наблюдения суши	1970 – настоящее время	NOAA/NCEP
Наблюдениясушискораблей и буёв	1977 – настоящее время	NOAA/NCEP
Интенсивность осадков	1987/7 – 2009/09/16	NASA/GSFC/DAAC (SSM/I)
Скорость ветра	1987/7 – 2009/09/16	RSS (SSM/IV6)
Интенсивность осадков	1987/7 – 2009/09/16	NASA/GSFC/DAAC (TMI)
Поверхностные ветры	1999/7 – 2009/09	JPL (QuikSCAT)
Поверхностные ветры	1999/7 – 2009/09	CERSAT (ERS-1)
Поверхностные ветры	1999/7 – 2009/09	CERSAT (ERS-2)
Озон	1999/7 – 2009/09	NASA/GSFC (SBUV2)

Современный ретроспективный анализ для научных применений и исследований MERRA представляет собой реанализ атмосферных данных спутниковой эры с применением системы ассимиляции данных наблюдений за поверхностью Земли. MERRA фокусируется на историческом анализе гидрологического цикла в широком диапазоне погодных и временных масштабов за период с 1979 года по настоящее время.

1.3 Общие сведения о планетарных волнах

Глоссарий метеорологии Американского метеорологического общества определяет волну как «В общем случае, любая система, имеющая некоторую периодичность во времени и/или пространстве». Или же, волна может быть определена как процесс переноса энергии без переноса массы. Также волны могут переносить импульс. Хорошим примером являются звуковые волны, и морские волны, последние являются примером того, что метеорологи называют "гравитационные волны".

Волны появляются благодаря различным механизмам. Орографическая неоднородность рельефа земной поверхности, нагрев, который локализован на определенных долготах, а также бароклинная и баротропная неустойчивость являются механизмами, которые образуют крупномасштабные волны в атмосфере. В случае, если волна инициирована нагревом, сама волна может или не может влиять на нагрев.

Волны возникают из множества физических механизмов, и проявляются на многих пространственных и временных масштабах. В атмосфере встречаются волны Россби, волны Кельвина, инерционно-гравитационные волны, смешанные Россби-гравитационные волны и звуковые волны. Длина волны может быть равна длине окружности Земли или, например, ширине материка Северная Америка, либо не превышать нескольких миллиметров. Диапазон периодов – от тысячных долей секунд до недель. Спектральные распределения энергии и потоков при таких разнообразных масштабах являются сложными и интересными.

Волны Россби, которые возникают благодаря сохранению потенциальной завихренности, относят к планетарным волнам, так как их существование

определяется вращением в условиях сферической геометрии. Эти волны являются характеристиками атмосферы и океана планеты. Волны Россби распространяются на запад относительно среднего потока, поэтому они могут быть стационарными (по отношению к поверхности) при западных средних ветрах (ветрах, дующих на восток). Они могут быть возбуждены различными способами, включая взаимодействия средних потоков с горами, конвективным воздействием, а также неустойчивостью различных видов. Самые активные (мощные) волны Россби имеют очень крупные масштабы. Распространение энергии волны вверх возможно в той же степени, что и ее возбуждение на нижних уровнях. Считается, что волны Россби, распространяющиеся вверх, играют важную роль во внезапных стратосферных потеплениях. Волны Россби, распространяющиеся в меридиональном направлении, переносят энергию и импульс между тропиками и средними широтами.

Гравитационные волны возникают благодаря действию силы плавучести в условиях устойчивой стратификации. Они проявляются на многих масштабах. Когда их масштаб больше, чем радиус деформации, они в большей степени зависят от вращения, и называются инерционно-гравитационными волнами. Они образуются многими механизмами, включая топографическое воздействие и конвекцию. Считается, что гравитационные волны, распространяющиеся вертикально, производят важный вертикальный перенос импульса, который сильно влияет на крупномасштабную циркуляцию, особенно в стратосфере и выше. В настоящий момент роль гравитационных волн в общей циркуляции активно обсуждается.

Два особенных класса волн, зарождающихся в экваториальной области, встречаются в тропической атмосфере. Это смешанные Россби-гравитационные волны, также называемые волнами Янаи, которые распространяются на запад; и волны Кельвина, которые распространяются на восток. Эти два вида волн связаны с физическим механизмом, который приводит в действие квази-двухлетнее колебание. Предполагается, что волны

Кельвина играют важную роль в осцилляциях Эль-Ниньо и Маддена-Джулиана. Также есть экваториально-захваченные волны Россби, которые в большой степени схожи со среднеширотными волнами Россби. [28]

2 Теория

2.1 Основные выражения

Основные динамические выражения, описывающие атмосферные движения нелинейны и содержат ряд диссипативных членов. Эти выражения обычно линеаризованы, что даёт системы уравнений, описывающих среднее зональное состояние и возмущения на «фоновой» атмосфере. Если предполагается, что фоновая атмосфера горизонтально стратифицирована, то средние зональные ветры равны нулю, и уравнения не образуют систему. Допущение о изотермической фоновой атмосфере приводит к дальнейшему упрощению без потери учебной значимости. В результате уравнения возмущений дают начальную точку в данном математическом анализе. Тогда линеаризованные уравнения для возмущений на сферической изотермической атмосфере будут следующими: [29]

$$\frac{\partial u}{\partial t} - 2\Omega \sin \theta v + \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda} = 0 \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + 2\Omega \sin \theta u + \frac{1}{a} \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} = 0 \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \Phi_z + N^2 w = \frac{kJ}{H} \quad (2.3)$$

$$\frac{1}{a \cos \theta} \left[\frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{\partial}{\partial \theta} (v \cos \theta) \right] + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 w) = 0 \quad (2.4)$$

Где u – горизонтальная скорость, направлена на восток,

v – горизонтальная скорость, направлена на север,

w – вертикальная скорость, направлена вверх,

Φ – геопотенциал возмущений,

N^2 – квадрат частоты плавучести,

$$N^2 = \frac{kg}{H}$$

Ω – угловая скорость вращения Земли,

ρ_0 – плотность в основном состоянии,

z – высота,

λ – долгота,

θ – широта,

$$k = \frac{R}{c_p} \approx \frac{2}{7}$$

J – удельный нагрев,

a – радиус Земли,

g – ускорение силы тяжести,

H – постоянный масштаб высоты,

t – время.

Предположим, что возмущения состоят из волн, распространяющихся по долготе, имеют зональное волновое число s и частоту σ :

$$\{u, v, w, \Phi\} = \{\hat{u}, \hat{v}, \hat{w}, \hat{\Phi}\} \exp[i(s\lambda - \sigma t)] \quad (2.5)$$

Зональное волновое число является положительным и целым ($s = 0$ разрешено), что дает набор максимумов синусоидальной осцилляции по долготе. Вид выражения $(s\lambda - \sigma t)$ для фазы выбран так, что положительные значения σ соответствуют волнам, распространяющимся на восток, а отрицательные – на запад (т.е. вещественная часть выражения (1.5) – $\cos(s\lambda - \sigma t)$, а гребень волны приходится на $\lambda = \frac{\sigma t}{s}$). Если подставить выражение (1.5) в (1.1) - (1.4), то все

производные, относящиеся к t и λ уйдут, что позволяет объединить выражения в одно дифференциальное уравнение второго порядка в частных производных для функции Φ от z и θ :

$$\hat{\Phi} = \sum_n \Theta_n(\theta) G_n(z) \quad (2.6)$$

Где $\{\Theta_n\}$ – полное ортогональное множество, а $G_n(z)$ обозначено ниже. Так как Θ_n – полное ортогональное множество, тепловое возбуждение может быть описано следующим образом:

$$\hat{J} = \sum_n \Theta_n(\theta) J_n(z) \quad (2.7)$$

Функция $J_n(z)$ будет описана далее, в подразделе 2.6. Из уравнений (1.1), (1.2) и (1.6) могут быть получены выражения для горизонтальных компонент скорости в отношении Θ_n и G_n :

$$\hat{u} = \frac{\sigma}{4\Omega^2 a} \sum_n U_n(\theta) G_n(z) \quad (2.8)$$

$$\hat{v} = -\frac{i\sigma}{4\Omega^2 a} \sum_n V_n(\theta) G_n(z) \quad (2.9)$$

Где

$$U_n = \frac{1}{(f^2 - \sin^2 \theta)} \left[\frac{s}{\cos \theta} + \frac{\sin \theta}{f} \frac{d}{d\theta} \right] \Theta_n \quad (2.10)$$

$$V_n = \frac{1}{(f^2 - \sin^2 \theta)} \left[\frac{s \tan \theta}{f} + \frac{d}{d\theta} \right] \Theta_n \quad (2.11)$$

Следующее выражение есть следствие разделения:

$$i\sigma H \left[\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \rho_0 \frac{\partial}{\partial z} G_n \right] + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 k J_n) = -\frac{i\sigma k}{h_n} G_n \quad (2.12)$$

Где h_n является константой разделения. Если определить $G'_n = G_n \rho_0^{1/2} N^{-1}$, взяв $N^2 = \frac{kg}{H}$ для изотермической атмосферы, где $H = \text{const} =$

7.5 км (для $T_0 = 256$ K), и принять $x = \frac{z}{H}$, то можно получить каноничное выражение для вертикальной структуры (для изотермической атмосферы):

$$\frac{d^2 G'_n}{dx^2} + \left[\frac{kH}{h_n} - \frac{1}{4} \right] G'_n = -\frac{\rho_0^{\frac{1}{2}}}{i\sigma N} \frac{d}{dx} (\rho_0 J_n) \quad (2.13)$$

Часть решения, зависящая от θ , воплощена в приливном уравнении Лапласа [30], [31]:

$$\begin{aligned} \frac{d}{d\mu} \left[\frac{(1 - \mu^2)}{(f^2 - \mu^2)} \frac{d\theta_n}{d\mu} \right] - \frac{1}{f^2 - \mu^2} \left[-\frac{s}{f} \frac{f^2 + \mu^2}{(f^2 - \mu^2)} + \frac{s^2}{1 - \mu^2} \right] \theta_n \\ + \varepsilon_n \theta_n = 0 \end{aligned} \quad (2.14)$$

Где $\mu = \sin \theta$ и $\varepsilon_n = \frac{(2\Omega a)^2}{gh_n}$. Таким образом, были сформулированы основные уравнения для атмосферных возмущений с точки зрения понятий собственной функции и собственных значений. Решения уравнений (1.13) и (1.14) должны искажаться при определенных граничных условиях, эти решения описаны в подразделах 2.2 и 2.3 соответственно. Следует учесть, что решения уравнений (1.13) и (1.14) связаны через h_n , множество собственных значений, которое также именуется «эквивалентной глубиной». Эта терминология берет свое начало из первого упоминания уравнения (1.14) в связи с вопросом океанского прилива, где h – глубина океана. [30], [31], [32]

2.2 Уравнения вертикальной структуры: вынужденные и свободные решения

Если переписать уравнение (1.13) в виде

$$\frac{d^2 G'_n}{dx^2} + \alpha^2 G'_n = F(x) \quad (2.15)$$

Где $\alpha^2 = \frac{kH}{h_n} - \frac{1}{4}$, то решение будет иметь вид:

$$G'_n \sim Ae^{i\alpha x} + Be^{-i\alpha x} \quad (2.16)$$

Возможны два случая: $F(x) \neq 0$ («вынужденное» решение) и $F(x) = 0$ («свободное» решение). Для $F(x) \neq 0$ возможно два варианта. Если $h_n < 0$ или $h_n > 4kH$, тогда $\alpha^2 < 0$ и:

$$G'_n \sim e^{-|\alpha|x} \quad (2.17)$$

Над областью источника для ограниченного решения. В данном случае решения называются «затухающими» или «захваченными» из-за того, что колебания волн в той или иной степени привязаны к области возбуждения. Если $0 < h_n < 4kH$, то $\alpha^2 > 0$ и «условие излучения» ($C_{gx} > 0$) на $x = \infty$ подразумевает:

$$G'_n \sim e^{i\alpha x} \quad (2.18)$$

При этом выражение $\alpha = \pm \sqrt{\frac{kH}{h_n} - \frac{1}{4}}$ положительно для волн, распространяющихся на запад, и отрицательно – для распространяющихся на восток. Это так называемое распространяющееся решение, где волна распространяется из области источника.

В случае $F(x) = 0$ единственное нетривиальное решение, удовлетворяющее граничные условия и $w = 0$ при $z = 0$ будет:

$$G'_n \sim e^{(k-\frac{1}{2})x} \quad (2.19)$$

И

$$h_n = \frac{H}{1-k} \quad (2.20)$$

Где $h_n = 10.5$ км для $H = 7.5$ км. Данное свободное (невынужденное) решение соответствует резонансному отклику атмосферы. Следует отметить, что данное решение подразумевает:

$$u \sim e^{kx} \quad (2.21)$$

Что соответствует затуханию энергии ($\rho_0 u^2$) по мере удаления от поверхности, в то время как горизонтальная скорость и другие волновые поля увеличиваются экспоненциально (с коэффициентом 40 от поверхности до 100 км). Эти волны иногда называют волнами Лэмба или «крайними». Более того, при $h_n = 10.5$ км α^2 отрицательно, что говорит об отсутствии вертикального потока энергии из атмосферы ($w = 0$) и смены фазы с высотой. Без рассеивания подобные свободные колебания могли бы продолжаться бесконечно, без помощикаких-либо внешних воздействий. [33]

2.3 Приливное уравнение Лапласа: номенклатура и классификация волновых мод

Приливное уравнение обычно записывается следующим образом, чтобы подчеркнуть явную зависимость от s , σ и ε_n :

$$F_{s,\sigma}(\Theta_n^{s,\sigma}) = \varepsilon_n^{s,\sigma} \Theta_n^{s,\sigma} \quad (2.22)$$

Для каждой выбранной пары s и σ существуют наборы ε_n и Θ_n , которые удовлетворяют (1.22) и граничным условиям на полюсах. ε_n^s и σ главным образом параметрически зависят от данного s , как например на рисунке 1, где $s = 1$. Два семейства кривых соответствуют и решениям, распространяющимся на восток ($\sigma > 0$), и решениям, распространяющимся на запад ($\sigma < 0$). Эти

семейства иногда обозначают как «I класс» или «решения первого рода» и «II класс» или «решения второго рода». Более частое словоупотребление для первого рода – «гравитационные моды», и для второго рода – моды «Россби», «вращательные» моды или моды «планетарных волн». Стоит заметить, что для $\sigma < 0$ появляется так называемая «смешанная» или «Россби-гравитационная» мода, которая принадлежит к I классу для больших и положительных значений ε_n , и к II классу для больших и отрицательных значений ε_n . Существуют распределения энергии и другие свойства, которые меняются в зависимости от класса решений [34], но в данном случае эта тема затрагиваться не будет. Далее для определения типа волн будут использоваться термины гравитационные волны и волны Россби.

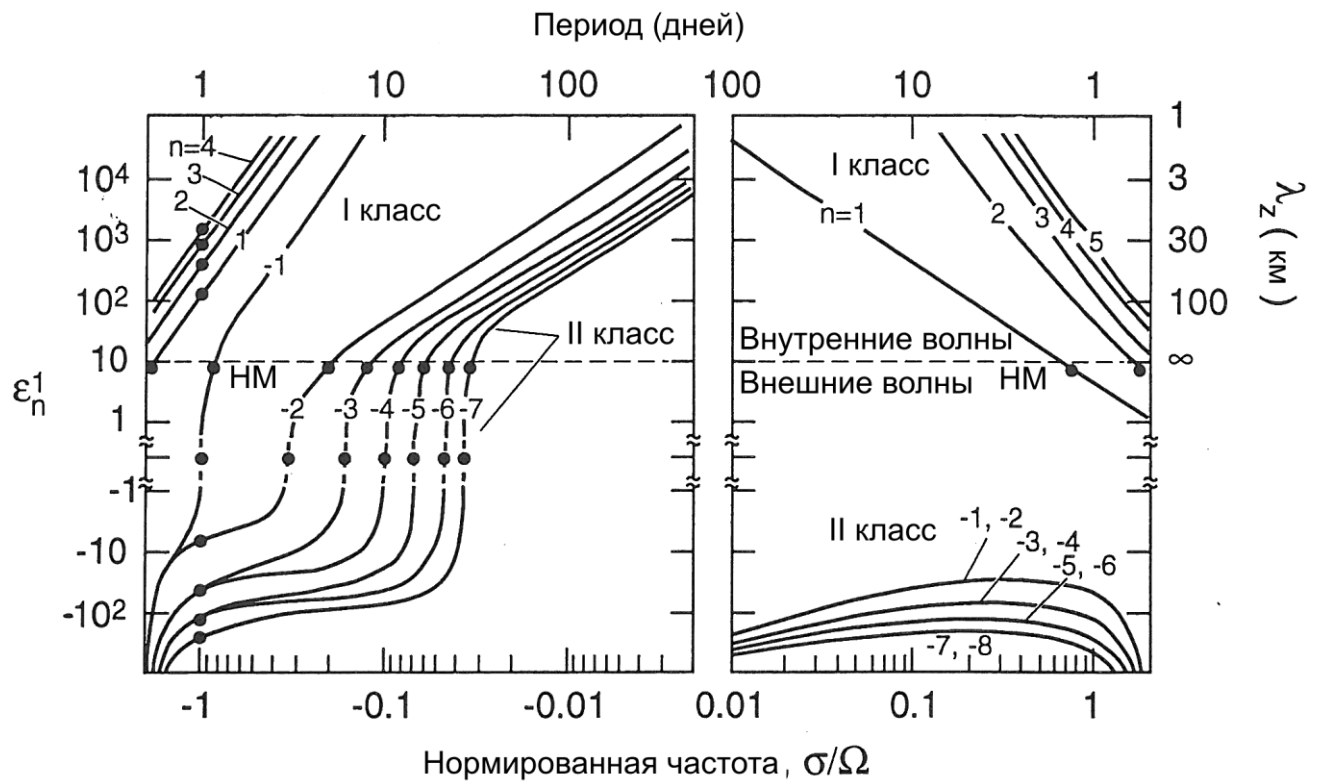


Рисунок 1. Собственные значения ε_n^s волновых мод с зональным волновым числом $s = 1$ против нормированной частоты σ/Ω . Волны с положительной (отрицательной) частотой идут на восток (запад). Точки, соответствующие $\varepsilon_n^1 = 0$ обозначают так называемые волны Россби-Хорвитца. Точки, обозначенные как «НМ», соответствуют нормальным модам

($\varepsilon_n^1 = 8.4$). Вертикальный набор точек в $\frac{\sigma}{\Omega} = -1$ определяет ε_n^1 для суточного прилива. Самая низкая ($n = 1$), распространяющаяся на восток мода I класса – волна Кельвина. [35]

На рисунке 1 можно увидеть некоторые основные особенности и свойства. Например, гравитационные моды (I класс) всегда имеют $\varepsilon_n > 0$, и те, что распространяющиеся на запад, и те, что распространяются на восток. С другой стороны, моды Россби (II класс) имеют $\varepsilon_n > 0$, только если распространяются на запад, все моды, идущие на восток, имеют $\varepsilon_n < 0$. Из выражения для α^2 в уравнении (1.15) следует, что при отрицательном или достаточно малом значении ε_n (или большом значении h_n), вертикальные структуры являются «захваченными» или «затухающими», в то время как для ε_n больше 100 решений они являются распространяющимися. Стоит подчеркнуть, что мода (1, -1) на рисунке 1 принадлежит к классу мод Россби для $\varepsilon_n^1 < 10$, но также принадлежит и к семейству кривых гравитационных мод для $\varepsilon_n^1 > 10$. Это так называемые смешанные Россби-гравитационные волны. Самая низкая ($n = 1$) мода из числа гравитационных, распространяющихся на восток ($\sigma > 0$), является волной Кельвина.

Совокупность всех θ_n есть собственные функции приливного уравнения Лапласа, которые называются функциями Хофа в честь человека, который был пионером в их численном вычислении [36], [37]. И ε_n , и h_n (где $\varepsilon_n = \frac{4\Omega^2 a^2}{g h_n} \approx \frac{88 \text{ км}}{h_n}$) именуют собственными значениями системы. Каждая пара собственной функции и собственного значения составляет «моду». Основная номенклатура в определении мод – четкое выражение, зонального волнового числа, и n , меридионального индекса (названного так потому, что он отражает информацию по широтным узлам и симметрии θ_n). Общепринято выделять конкретную моду как «мода θ_n^s », или просто «мода (s,n)», если добавлять информацию о периоде – «(1, -2) суточный прилив». Мода (1, -2) также может

быть обозначена как «первый симметричный захваченный суточный прилив», и мода (1, 1) как «первый симметричный распространяющийся суточный прилив». На рисунке 1 мода (1, -2) может иметь и другие периоды; при значении свободной моды $\varepsilon_n = 8.4$, ($h_n = 10.5$ км) в условиях изотермической атмосферы с температурой 256 К, мода (1, -2) будет отражать 5-дневную волну ($\frac{\sigma}{\Omega} \approx -0.20$).

Вышеописанный опыт нахождения 5-дневной волны подразумевает два способа анализа диаграмм, как на рисунке 1. Частота вынужденных колебаний, σ , общеизвестна; если провести вертикальную линию в точке $\frac{\sigma}{\Omega}$ на рисунке 1, то места пересечения будут определять значения ε_n^1 , соответствующие модам, которые включают отклик на этой частоте. Точки пересечения, соответствующие суточным приливам ($\frac{\sigma}{\Omega} = -1.0$) отмечены на рисунке 1. Видно, что отклик состоит из смеси пойманных ((1, -1), (1, -2), ...) и распространяющихся ((1, 1), (1, 2), ...) мод, последние с вертикальной длиной волны от 15 до 50 км.

Это означает то, что некоторый локализованный нагрев в нижней атмосфере приведет к появлению нескольких мод, которые пойдут на более высокие уровни, и к отклику, частично содержащемуся на уровнях возбуждения (длина е-кратного ослабления последних будет зависеть от величины ε_n). Степень того, в какую из категорий попадет отклик определяется тем, насколько горизонтальные и вертикальные структуры этих мод соответствуют внешним воздействиям. Анализ рисунка, аналогичного рисунку 1 для $s = 2$, показал бы, что полусуточный отклик ($\frac{\sigma}{\Omega} = -2.0$) состоит только из распространяющихся волн ($\varepsilon_n > 0$), моды Россби с частотами выше 2Ω не существуют.

Для свободных (невынужденных) колебаний известно, что $\varepsilon_n = 8.4$ в условиях изотермической атмосферы с температурой 256 К. На рисунке

Горизонтальная линия выделяет свободные или нормальные моды, которые существуют для $s = 1$. Если смотреть ниже области точек пересечения (обозначено «NM»), можно сделать ряд выводов о частотах или периодах нормальных мод. Для $s = 1$ они примерно соответствуют периодам в 28 часов, 5 дней, 8 дней, 12 дней и т.д. В соответствии с вышеобозначенной номенклатурой, три последние можно обозначить как (1, -2), (1, -3) и (1, -4) распространяющиеся на запад моды Россби с зональным волновым числом 1. 28-часовая мода является смешанной Россби-гравитационной модой, и обозначается как (1, -1). Если рассмотреть семейство кривых для $s = 3$ (не показано здесь), можно обнаружить, что смешанная Россби-гравитационная нормальная мода близка к $\frac{\sigma}{\Omega} = -0.5$, соответствуя 2-дневной волне.

Таблица 2. Номенклатура и другая информация для различных, наиболее часто встречающихся, распространяющихся на запад волн в средней и верхней атмосфере. Столбец $(s, |n| - s)$ используется в номенклатуре, главным образом предназначенной для планетарных волн, и используемая в работах [38], [39], [40] и [34]. Также представлены эквивалентная глубина h_n для каждой моды [41], вертикальная длина волны λ_z распространяющихся мод для изотермической атмосферы при температуре 256 К, а также дальнейшие описания волн. Следует учесть, что многие значения λ_z для реальной атмосферы значительно отличаются от таковых для изотермической, которые представлены в данной таблице, особенно вблизи мезопаузы, где выражение $\frac{dT}{dz}$ в уравнении (2.26) (см. уравнение (2.23)) играет важную роль

Волна	(s, n)	$(s, n - s)$	h_n , км	λ_z , км	Дополнительное описание
Суточный прилив	(1,1)		0.6909	27.9	Гравитационный, первый симметричный распространяющийся
Суточный прилив	(1,2)		0.2384	15.9	Гравитационный, первый асимметричный распространяющийся
Суточный прилив	(1,3)		0.1203	11.2	Гравитационный, второй симметричный распространяющийся
Суточный прилив	(1, -1)		803.356		Вращательный, первый асимметричный захваченный
Суточный прилив	(1, -2)		-12.2703		Вращательный, первый симметричный захваченный
Суточный прилив	(1, -4)		-1.7581		Вращательный, второй симметричный захваченный

Волна	(s, n)	$(s, n - s)$	h_n , км	λ_z , км	Дополнительное описание
Полусуточный прилив	(2,2)		7.8519	311	Гравитационный, первый симметричный (распространяющийся)
Полусуточный прилив	(2,3)		3.6665	81.4	Гравитационный, первый асимметричный (распространяющийся)
Полусуточный прилив	(2,4)		2.1098	53.8	Гравитационный, второй симметричный (распространяющийся)
Полусуточный прилив	(2,5)		1.3671	41	Гравитационный, второй асимметричный (распространяющийся)
Полусуточный прилив	(2,6)		0.9565	33.4	Гравитационный, третий симметричный (распространяющийся)
5-дневная волна	$(1, -2)$	(1,1)	10.5		Вращательная, Россби, первая симметричная
10-дневная волна	$(1, -3)$	(1,2)	10.5		Вращательная, Россби, первая асимметричная
16-дневная волна	$(1, -4)$	(1,3)	10.5		Вращательная, Россби, вторая симметричная
4-дневная волна	$(2, -3)$	(2,1)	10.5		Вращательная, Россби, первая симметричная

Таблица 2 содержит перечень наиболее распространенных, идущих на запад, мод и их номенклатур, с примерными значениями h_n , вертикальный масштаб в изотермической атмосфере посчитан по формуле:

$$\lambda_z = \frac{2\pi}{\alpha} = 2\pi H / \sqrt{\frac{kH}{h_n} - \frac{1}{4}} \quad (2.23)$$

Настоящая номенклатура согласуется с таковой из [35] и [41]. В данной номенклатуре мода симметрична вблизи экватора, если $(n + s)$ четное (нечетное), и антисимметрична, если $(n + s)$ нечетное (четное) для гравитационных (Россби) решений. Смешанные Россби-гравитационные моды соответствуют условиям симметричных мод Россби. Для симметричных мод Θ_n (и следовательно все переменные δp , $\delta \rho$, δT , ω и u) есть зеркальные изображения относительно экватора, в то время как v антисимметрична; для антисимметричных мод v симметрична, а остальные переменные меняют знак при пересечении экватора. Другая распространенная номенклатура, используемая для планетарных волн – обозначена в [34], и основана на величине $(|n| - s)$. Это обозначение также представлено в таблице 2.

Рисунок 2 иллюстрирует Θ_n для первых трех распространяющихся на запад свободных мод Россби с $s = 1$. Стоит заметить, что это моды глобального масштаба, имеющие максимальные амплитуды на средних и высоких широтах. Рисунки 3 и 4 содержат Θ_n для суточных и полусуточных приливов, соответственно. Также они содержат функции расширения скорости U_n и V_n , посчитанные по уравнениям (2.10) и (2.11).

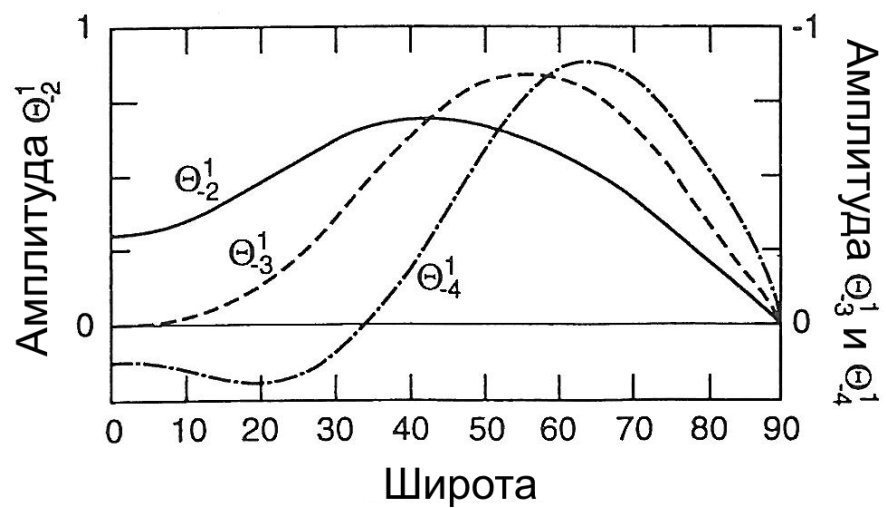


Рисунок 2. Моды Хофа, соответствующие первым трем свободным модам Россби с зональным волновым числом 1. [42]

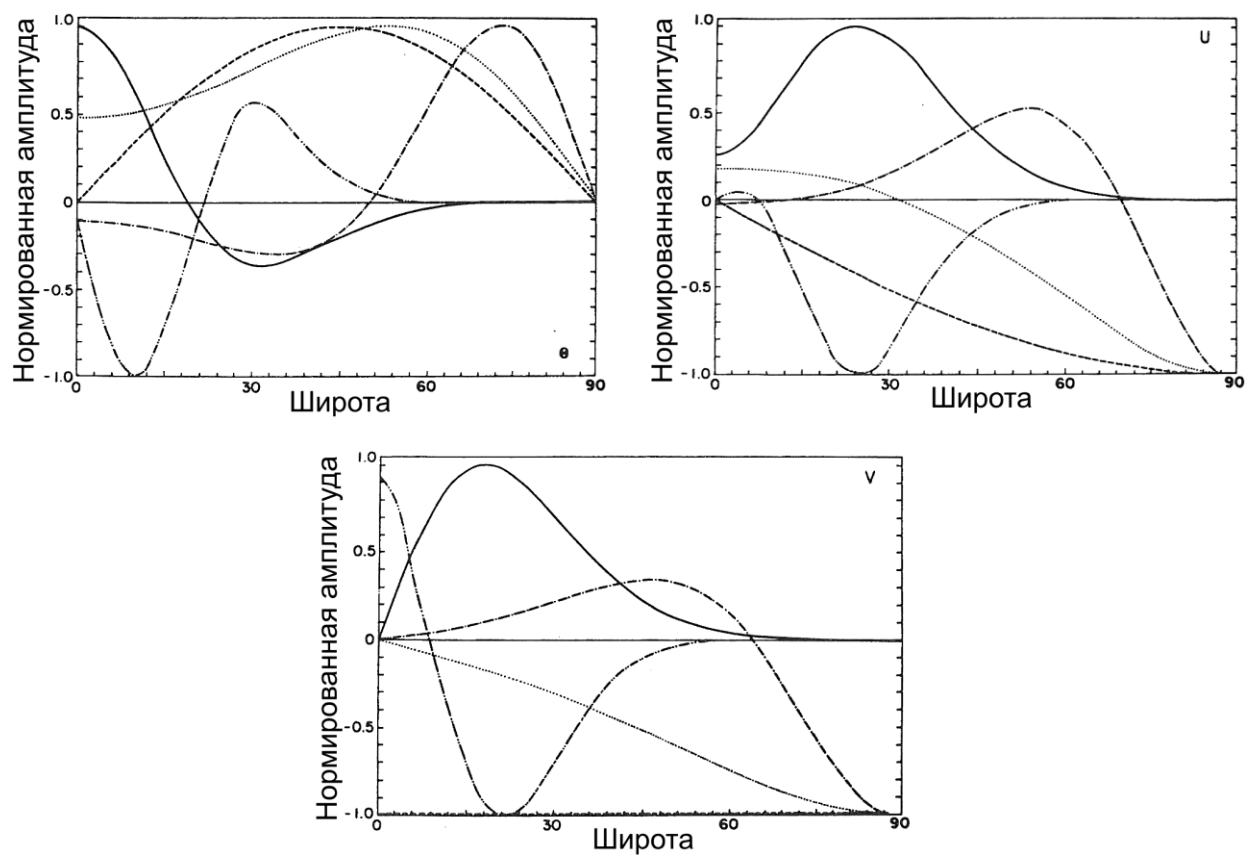


Рисунок 3. Нормированные функции расширения для солнечного суточного прилива. Сверху слева: функция Хофа. Сверху справа: функция расширения ветра, идущего на восток. Снизу: функция расширения ветра, идущего на запад. [43]

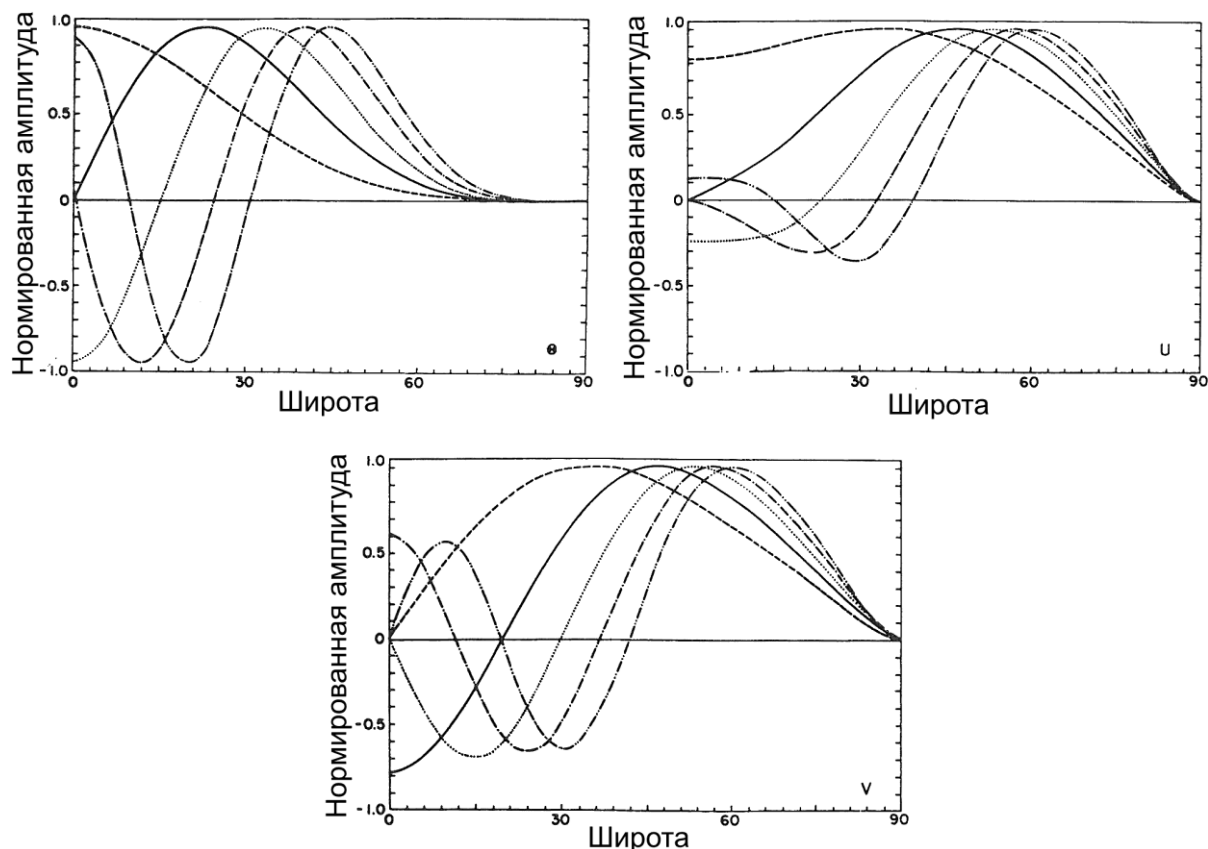


Рисунок 4. Нормированные функции расширения для солнечного полусуточного прилива. Сверху слева: функция Хова. Сверху справа: функция расширения ветра, идущего на восток. Снизу: функция расширения ветра, идущего на запад. [43]

Можно заметить, что для суточного прилива свойственна относительная концентрация θ_n , U_n и V_n на низких широтах для распространяющихся мод ($h_n > 0$) и на высоких широтах для захваченных мод ($h_n < 0$). Также распространяющиеся моды имеют более колебательный характер. Полусуточные функции расширения ветра, с другой стороны, склонны к росту на средних и высоких широтах, увеличиваясь всё больше и больше по мере роста меридионального индекса моды. Это даёт первую подсказку, почему данные по ветру вблизи мезопаузы должны быть преимущественно полусуточного характера на средних и высоких широтах, и более суточного характера на низких широтах.

2.4 Групповая и фазовая скорость

Вернемся к полученному ранее в начале главы 2.2 «распространяющемуся» решению уравнения вертикальной структуры. Если $0 < h_n < 4kH$, то $\alpha^2 > 0$ и решение уравнения (2.16) будет иметь вид восходящей и нисходящей волны. Понимание «условий излучения» определяет, какой член выражения (2.16) сохранить. Условия излучения требуют, чтобы на достаточно больших высотах энергия восходила, т.е. вертикальная групповая скорость положительна, или $C_{gx} > 0$. Чтобы вывести это условие, следует учесть, что поскольку

$$\alpha_n^2 = \frac{kH}{h_n} - \frac{1}{4} = \frac{kHg\varepsilon_n}{(2\Omega a)^2} - \frac{1}{4} \quad (2.24)$$

То [44]

$$C_{gx} \equiv \frac{\partial \sigma}{\partial \alpha} = 2\alpha \frac{\partial \sigma}{\partial \varepsilon} / \frac{\partial \alpha^2}{\partial \varepsilon} = \alpha \frac{8\Omega^2 a^2}{kgH} \frac{\partial \sigma}{\partial \varepsilon} \quad (2.25)$$

Выбор знака в $\alpha = \pm \sqrt{\frac{kH}{h_n} - \frac{1}{4}}$ должен быть сделан так же, как в случае выражения (1.18). На рисунке 1 видно, что $\frac{\partial \sigma}{\partial \varepsilon} > 0$ для волн, распространяющихся на запад, и $\frac{\partial \sigma}{\partial \varepsilon} < 0$ для волн, распространяющихся на восток. Поэтому, чтобы удовлетворить условию $C_{gx} > 0$, необходимо выбрать $\alpha > 0$ для волн, распространяющихся на запад, и $\alpha < 0$ для волн, распространяющихся на восток.

Посмотрим, что это подразумевает в понятиях фазовой прогрессии с высотой и долготой. Решение для распространяющихся мод имеет вид

$$e^{i(s\lambda + \alpha x - \sigma t)}$$

Выражение $s\lambda + \alpha x - \sigma t = K$ определяет линию постоянной фазы, например пик колебание для $K = 0$. Для фиксированной λ будет $\alpha x - \sigma t = K'$. Следовательно, для волн, распространяющихся и на запад ($\sigma < 0, \alpha > 0$), и на восток ($\sigma > 0, \alpha < 0$) будет справедливо $x = \frac{\sigma t}{\alpha} + K''$ с $\frac{\sigma}{\alpha} < 0$, т.е. нисходящая фазовая прогрессия со временем. (Теперь видно, почему нисходящие фазовые прогрессии, как на рисунке 1, согласуются с источником волн на низких высотах, т.е. поглощение солнечного излучения O_3 и H_2O , и распространение вверх через мезопазу.) Далее, для фиксированного t имеет место $s\lambda + \alpha x = K'$ или $x = -\frac{s\lambda}{\alpha} + K''$, что подразумевает наклон фазы на запад ($-\frac{s}{\alpha} < 0$) для волн, распространяющихся на запад ($\alpha > 0$), и наклон фазы на восток ($-\frac{s}{\alpha} > 0$) для волн, распространяющихся на восток ($\alpha < 0$). Следовательно, наклон фазы на запад (восток) для волн, распространяющихся на запад (восток) соответствует нисходящей фазовой прогрессии и восходящему распространению энергии. Это – важные особенности, на которые необходимо обращать внимание при обработке данных измерений, чтобы проверить теоретические интерпретации.

2.5 Влияние распределения температуры, диссипации и средних ветров

В подразделе 2.3 было показано, что свободные колебания существуют в изотермической, бездиссипативной атмосфере. При подобных колебаниях с $T_0 = 256$ К, величины h_n и ε_n должны принимать значения 10.5 км и 8.4 соответственно. В подразделе 2.2 были найдены точки пересечения,

соответствующие $\varepsilon_n = 8.4$, а также сделан вывод по периодам и горизонтальным структурам различных свободных мод. В данной главе будет идти речь о том, как дополнительные осложнения в виде вертикального распределения температуры, средних зональных ветров и диссипации изменят наше представление о свободных колебаниях. В секции 4 будут рассмотрено влияние более сложных распределений ветра и температуры, которое требует более комплексной числовой обработки проблемы.

Для неизотермической атмосферы, вывод уравнений (2.13), (2.14) и (2.15) из уравнений (2.1)-(2.4) происходит точно так же, за исключением полученного выражения для α^2 в уравнении (2.15), оно будет следующим:

$$\alpha^2 = \frac{kH + \frac{dH}{dx}}{h_n} - \frac{1}{4} \quad (2.26)$$

Выше $\approx 90 \text{ км}$ $\alpha^2 > 0$, что подразумевает распространяющееся решение, утечку (рассеивание?) энергии в термосферу и конечное время для колебаний при отсутствии постоянного внешнего воздействия. Стабильного резонанса (бесконечный отклик) больше не существует. Линдзен и Блейкв своей работе [33] сделали предположение о среднем распределении температуры с высотой, решили уравнения (2.15) и (2.26) относительно условий тропосферного нагрева, и исследовали отклик (давление возмущения поверхности) как функцию эквивалентной глубины (h_n в уравнении (2.26)). Полученный ими результат изображен на рисунке 5, слева, который иллюстрирует острый, но конечный максимум при $h = 9.95 \text{ км}$. Их решения также выявили рост амплитуды и наклон фазы на высоте более 90 км, и отличные от нуля вертикальные скорости, когда T_0 меняется с высотой.

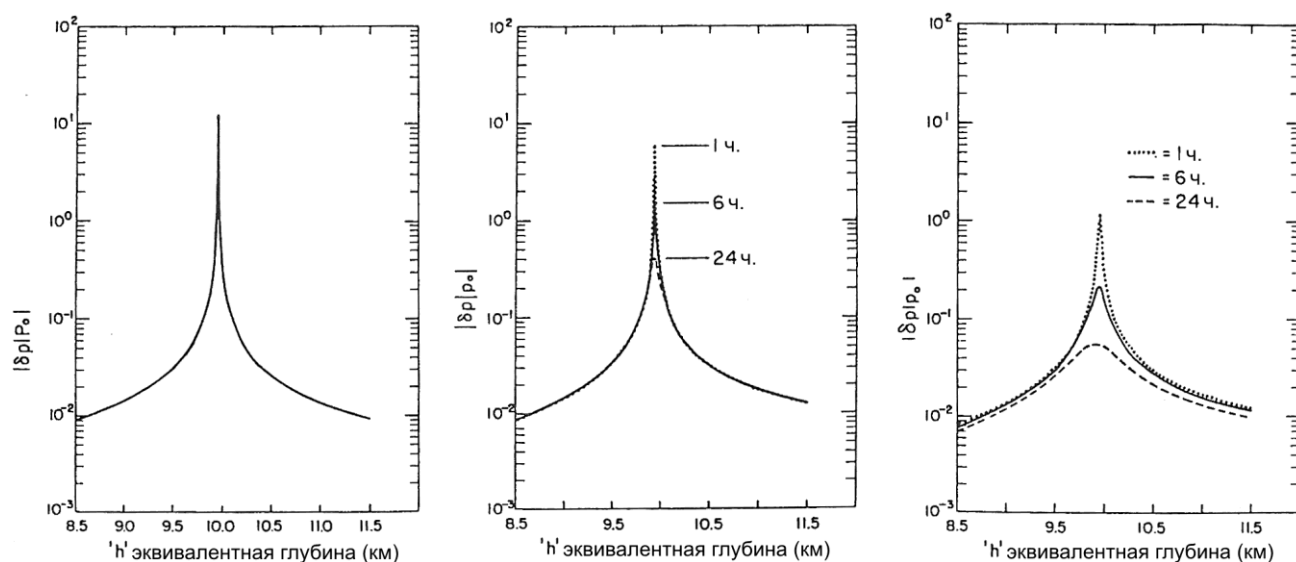


Рисунок 5. Дробный отклик поверхностного давления $|\delta p/p_0|$ как функция эквивалентной глубины. Слева: без диссипации и поверхностного трения. Посередине: с учетом диссипации. Справа: с учетом и диссипации, и поверхностного трения. Взято из [33].

Авторы работы [33] также исследовали влияние вихрей, молекулярного рассеивания и поверхностного трения на моды Лэмба. В данном случае отклик зависит от периода волны. На рисунке 5 видно, что воздействие диссипации и поверхностного трения снижает величину и существенно расширяет отклик, это влияние растет по мере роста периода. Также очевидно, что поверхностное трение превосходит внутреннюю диссипацию, и, следовательно, является определяющим фактором в ограничении «времени жизни» свободных мод. Линдзен и Блейк оценили времена жизни порядка от 10 до 100 волновых циклов для периодов от 24 до 2 часов, соответственно.

В работах [45] и [46] Сэлби исследовал резонансные характеристики мод Лэмба при наличии вертикального распределения температуры и диссипации, с акцентом на длиннопериодических волнах Лэмба (от 2 до 20 дней). Его результаты для Россби-гравитационных мод с $s = 1$ продемонстрированы на рисунке 6. Он отмечает второй пик около $h = 6.4$ км, который был открыт Пекерисом в [47]. Этот второй пик связан со стратосферным температурным каналом, и был упущен из виду Линдзеном и Блейком, которые проводили

вычисления только до $h = 8.5$ км. Второй пик пропадает в условиях реалистичной диссипации [45]. Платцман предложил в работе [48] называть его модой Пекериса, в честь первооткрывателя.

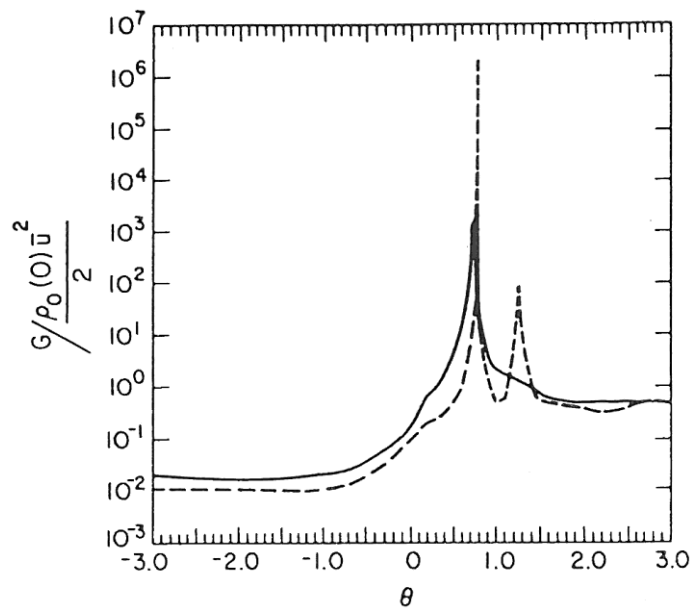


Рисунок 6. Полная энергия как функция $\theta = H/h_n$ Россби-гравитационной моды с $s = 1$ с диссипацией (сплошная линия) и без (пунктирная линия). Второй пик связан с захватом плавучести на верхних уровнях [45]. Отсутствие второго пика при наличии диссипации связано со сниженным потоком энергии, идущим с поверхности. [46]

Линдзен и Блейк в работе [33] не нашли какого-либо заметного влияния диссипации на амплитуду и фазовую структуру ниже 100 км для периодов Лэмба меньше 24 часов. Однако, для длиннопериодических мод, которые были исследованы Сэлби, увеличенное снижение амплитуды и наклона фазы с высотой сопровождают увеличение периода фазы. Наклон фазы с высотой в реальной атмосфере не противоречит идее о квази-свободной атмосферной моде. Усиленная вертикальная утечка энергии должна снизить время жизни волн, однако преобладающим рассеивающим действием остается поверхностное трение. Работа Сэлби предполагает, что время жизни свободных мод имеют порядок десятков волновых циклов, также говорится о роли

изменчивости диссипации при отражении волновых мод, особенно когда частота доплеровского смещения становится малой.

Воздействия нулевого порядка ненулевых ветров могут быть установлены достаточно просто. Если предположить, что тропосфера характеризуется средним ветром с направлением на восток $\bar{U}\sin\theta$ (фактически, равномерная «суперротация» атмосферы), то σ , появляющаяся в наших уравнениях

$$\frac{\partial}{\partial t} \rightarrow -i\sigma$$

Должна быть заменена на частоту доплеровского смещения, или внутреннюю частоту σ_D :

$$\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\bar{U}}{a} \frac{\partial}{\partial \lambda} \rightarrow -i(\sigma - k\bar{U}) = -i\sigma_D$$

Где $k = s/a$. В таком случае, горизонтальная шкала на рисунке 1 не σ/Ω , а σ_D/Ω . Для наблюдателя с земли, однако, частота волны будет

$$\sigma_{obs} = \sigma_D + k\bar{U}$$

И, соответственно, период для наблюдателя будет

$$T_{obs} = \frac{2\pi}{|\sigma_D + k\bar{U}|}$$

Для $(1, -2)$, $(1, -3)$ и $(1, -4)$ нормальных мод, у которых $\varepsilon = 8.4$, по рисунку 1 можно определить соответствующие нормированные частоты, около -0.2 , -0.12 , -0.08 , или периоды 5, 8.3 и 12.5 дней, соответственно. Если интерпретировать их как частоты доплеровского смещения, тогда, для стандартного значения $\bar{U} = 10 \text{ мс}^{-1}$, наблюдаемые периоды должны быть около 5.6, 10.2 и 17.1 дней. Следовательно, ожидается фактическое проявление свободных мод Россби как доплеровски смещенные с более длительными

периодами. Вот почему ассоциируются, например, наблюдаемые 2- или 3-недельные колебания, называемые «квази 16-дневная волна» [49], с (1, –4) модой Россби, обладающей эйгенпериодом 12.5 дней.

2.6 Вынужденные атмосферные приливы

Атмосферные приливы представляют собой типичный пример вынужденных атмосферных волн, периоды которых нам хорошо известны. Лунные приливы, конечно же, явным образом определяются вращением Луны вокруг Земли. В данном случае интерес представляют солнечные термально-вынужденные приливы, которые обусловлены периодическим поглощением солнечного излучения вкупе с явным движением Солнца вокруг Земли. Рисунок 7 схематически изображает основные моменты: различные части солнечного спектра поглощаются тропосферным водяным паром (рядом с ИК), стратосферным озоном (УФ), и основными атмосферными примесями (O_2 и N_2) в нижней термосфере (рисунок 11, слева). (Следует заметить, что область вблизи мезопаузы, где большинство измерений представлены MF (средней частоты) и метеорным радаром, относятся к региону «без возбуждения». На любой заданной высоте, изменение поглощенного излучения днём и ночью (следовательно, и нагрева) дает прирост Фурье-компонентам, которые являются, интегральными субгармониками солнечных суток: 24 часа, 12 часов, 8 часов и т.д., см. рисунок 11, справа). Каждая компонента этих гармоник (именуемая, как суточный прилив, полусуточный прилив, 6-часовой прилив, соответственно) обладает распределением на высоких широтах. Вблизи высоты с максимальным нагревом, широтное распределение для данных гармоник

может выглядеть как на рисунке 11, посередине (то есть максимум на низких широтах, и минимум на полюсах, при учете влияния зенитного угла Солнца).



Рисунок 7. Диаграммы вертикальным (слева), широтным (посередине) и суточным (справа) вариантами приливного нагрева.

Теперь, при учете того, что Θ_n образует полное ортогональное множество, теперь можно расширить распределение нагрева на высоких широтах для данной гармоники, $J^\sigma(z, \theta)$ (см. уравнение (2.7)):

$$J^\sigma(z, \theta) = \sum \Theta_n(\theta) J_n(z)$$

Теперь каждая мода, определяемая своей парой собственной функции и собственного значение (Θ_n, h_n) , обладает собственным вертикальным профилем распределения нагрева $J_n(z)$. [50]

3 Результаты

3.1 Данные MERRA

На рисунках 8 и 9 представлены осредненные вейвлет-спектры за полный исследуемый период с 1986 по 2015 год для января-февраля и марта-апреля соответственно. Эти месяцы были выбраны специально, так как именно в это время практически каждый год фиксируются внезапные стратосферные потепления, а в марте-апреле происходит еще и весенняя перестройка термодинамического режима средней атмосферы. Данные и последующие рисунки были построены для волн с волновым числом 1. Наблюдается следующая климатическая картина:

- суточный прилив имеет амплитуду порядка 4 м в зимние (рисунок 8) и 7 м. в весенние месяцы (рисунок 9).
- амплитуда 5-дневной волны также существенно отличается в зависимости от сезона. В январе-феврале – это 4,5 м. (рисунок 8) в то время как в марте-апреле немного больше 6 м (рисунок 9).
- амплитуды 10- и 16-дневной волн идентичны во все месяцы. Первая составляет 5-6 м, вторая – около 6 м.

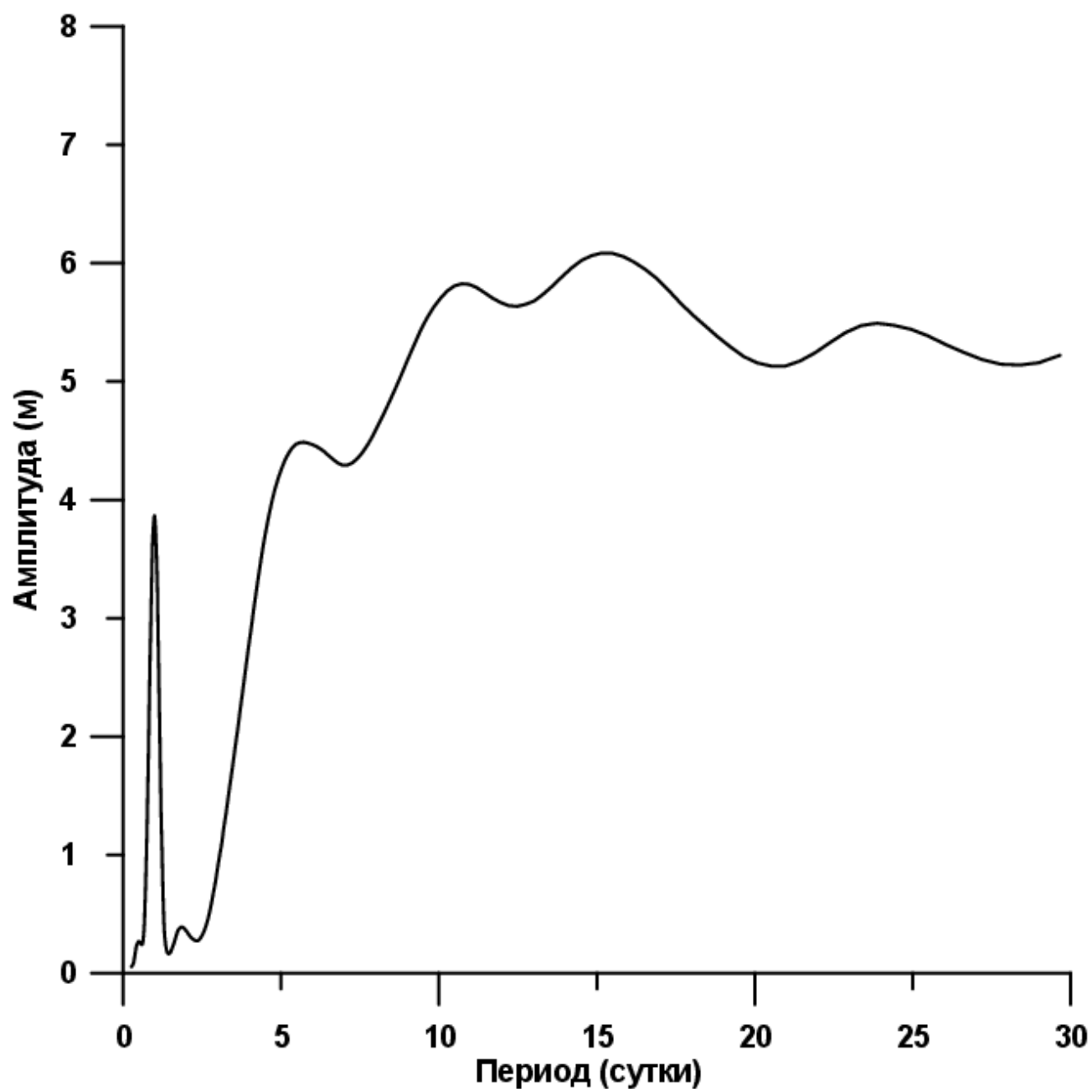


Рисунок 8. Вейвлет-спектр, осредненный за январь-февраль в период 1986-2015 г.

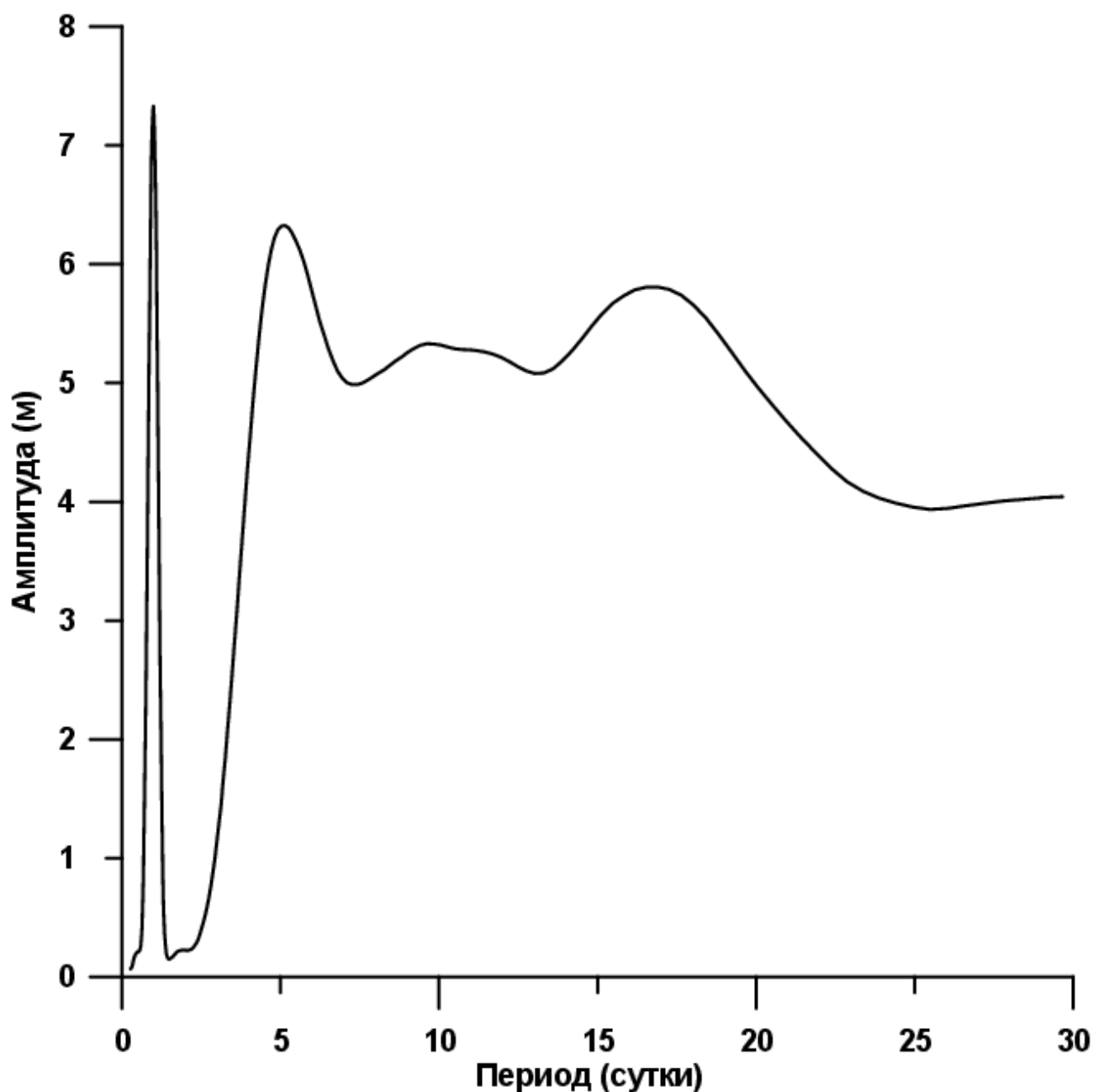


Рисунок 9. Вейвлет-спектр, осредненный за март-апрель в период 1986-2015 г.

Для более детального анализа климатической изменчивости поведения волн в атмосфере, исследуемый период был разбит на три декады: январь-февраль и март-апрель в 1986-1995, январь-февраль и март-апрель в 1996-2005, и январь-февраль и март-апрель в 2006-2015 (рисунки 10, 11, 12, 13, 14 и 15 соответственно).

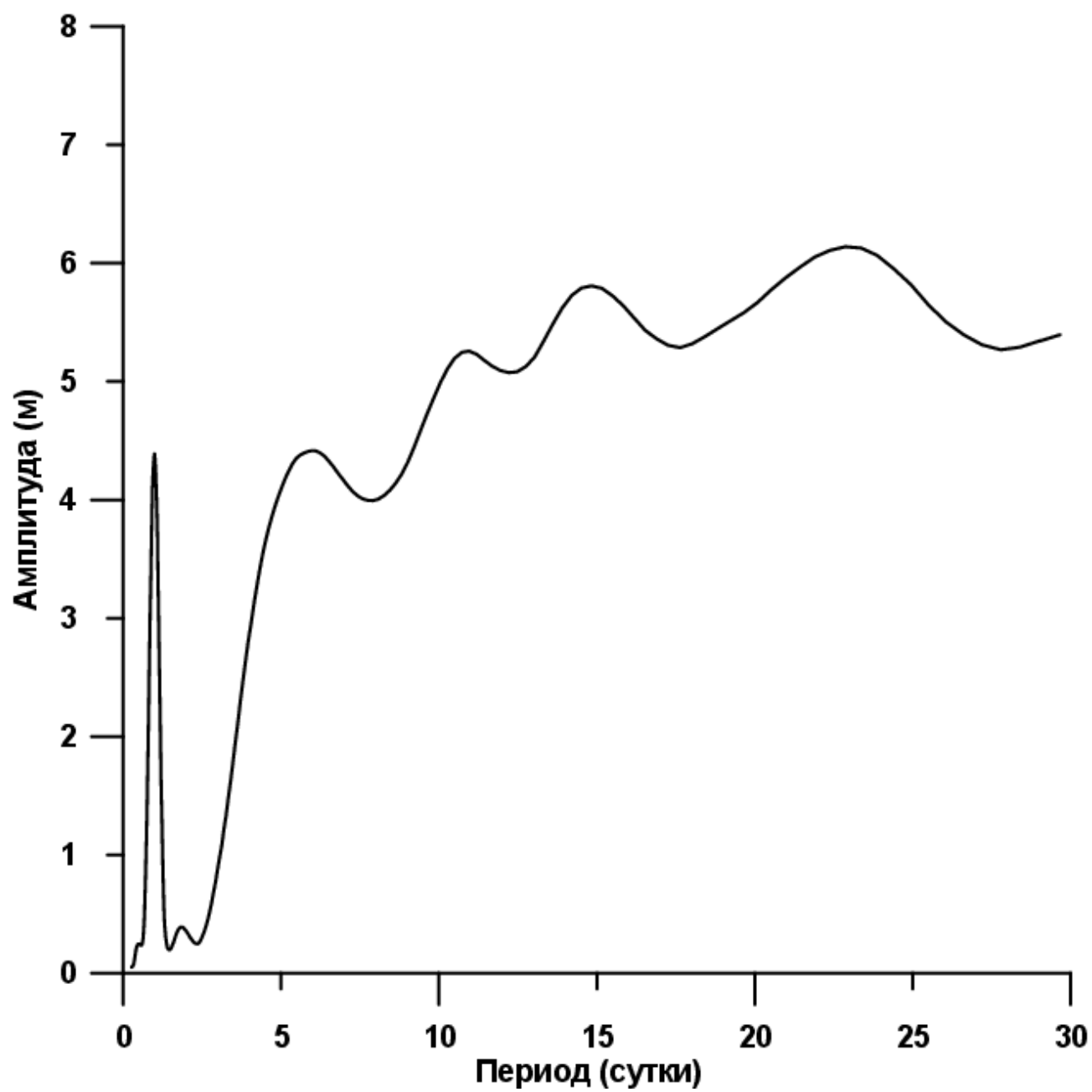


Рисунок 10. Вейвлет-спектр, осредненный за январь-февраль в период 1986-1995 г.

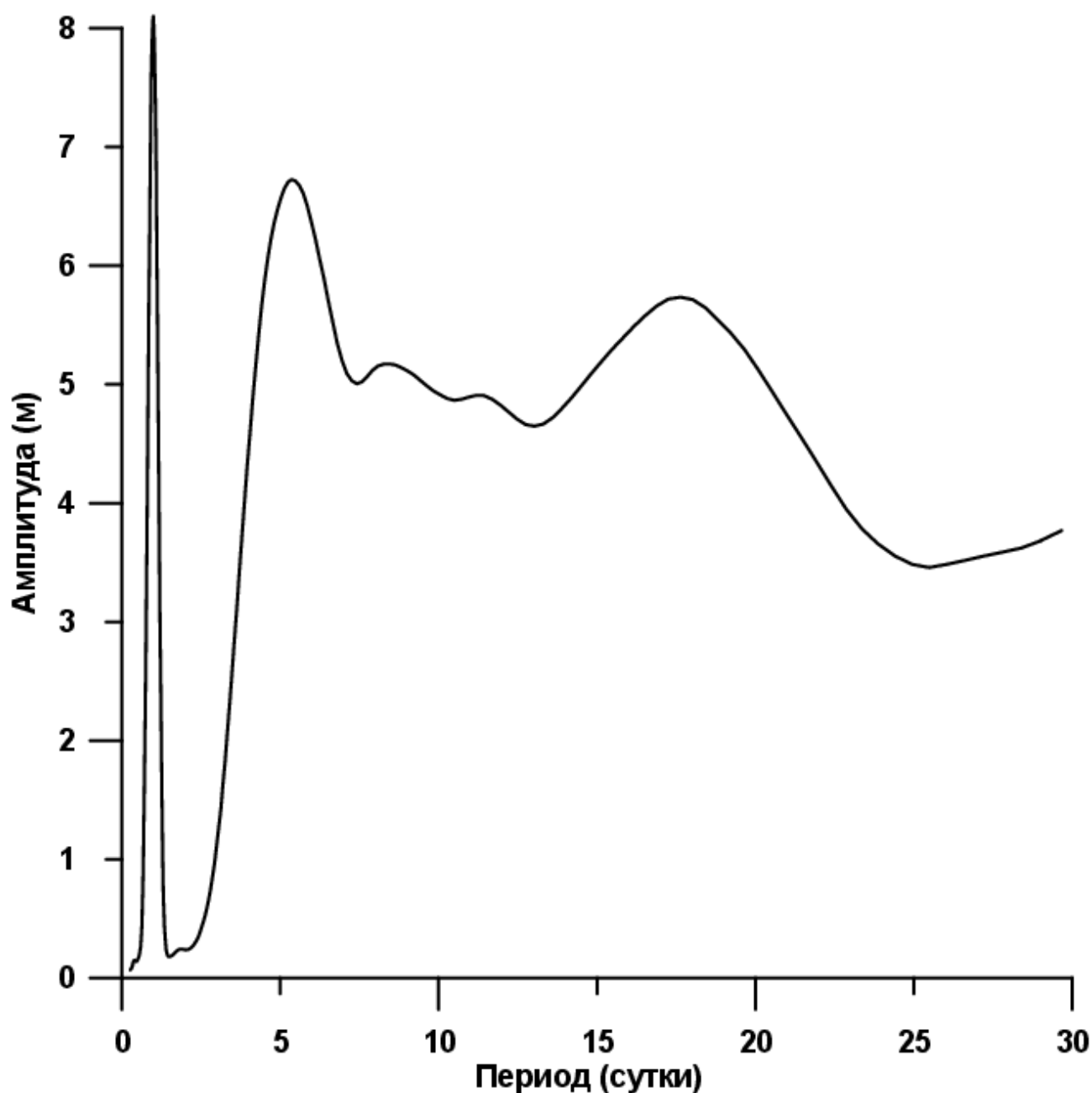


Рисунок 11. Вейвлет-спектр, осредненный за март-апрель в период 1986-1995 г.

За первую декаду отмечается сильное увеличение амплитуды суточного прилива, с 4,5 м для зимнего периода (рисунок 10) до 8 м для весеннего (рисунок 11). Сильно возрастает и амплитуда 5-дневной волны – с 4,5 м до 7 м. Амплитуды 10- и 16-дневных волн не меняются.

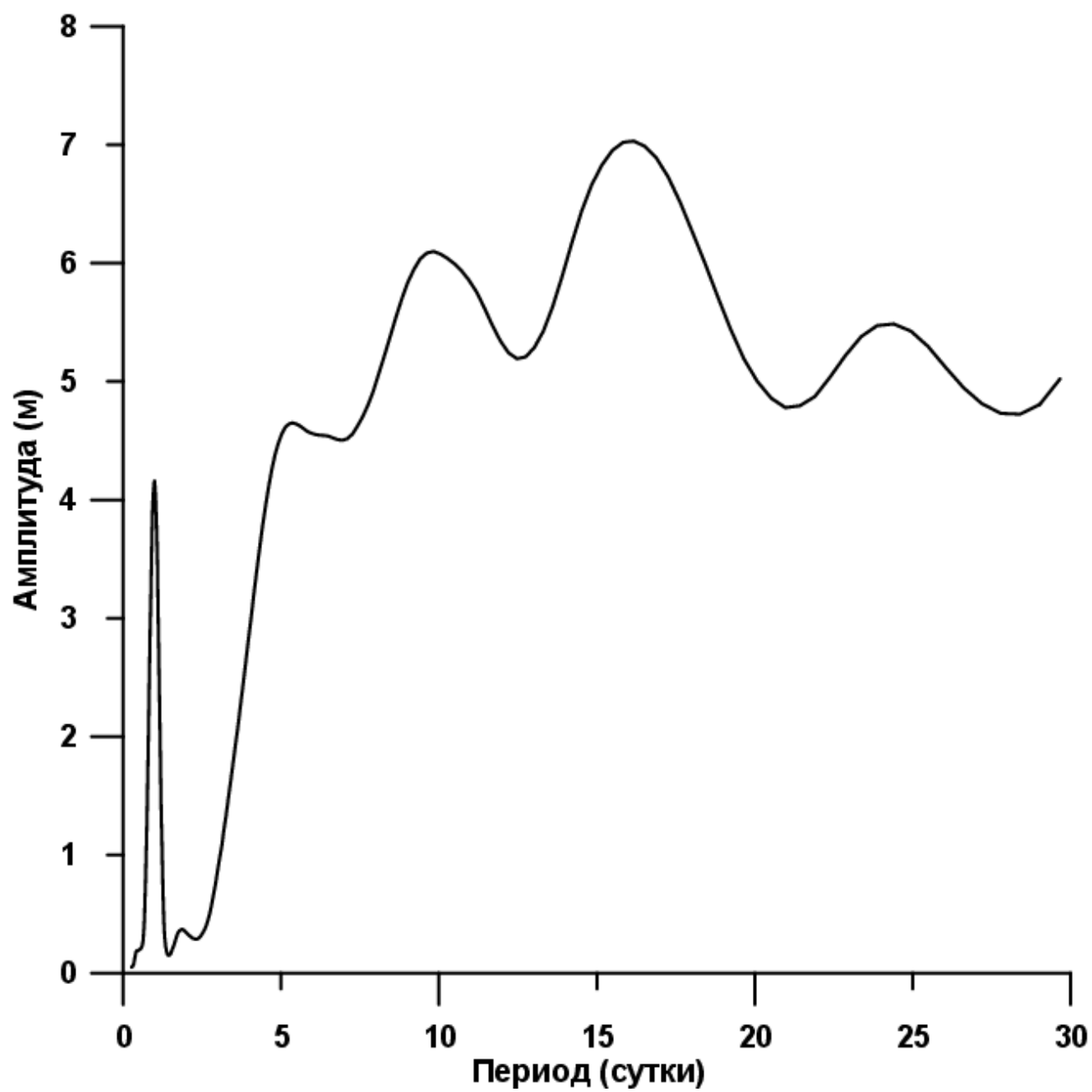


Рисунок 12. Вейвлет-спектр, осредненный за январь-февраль в период 1996-2005 г.

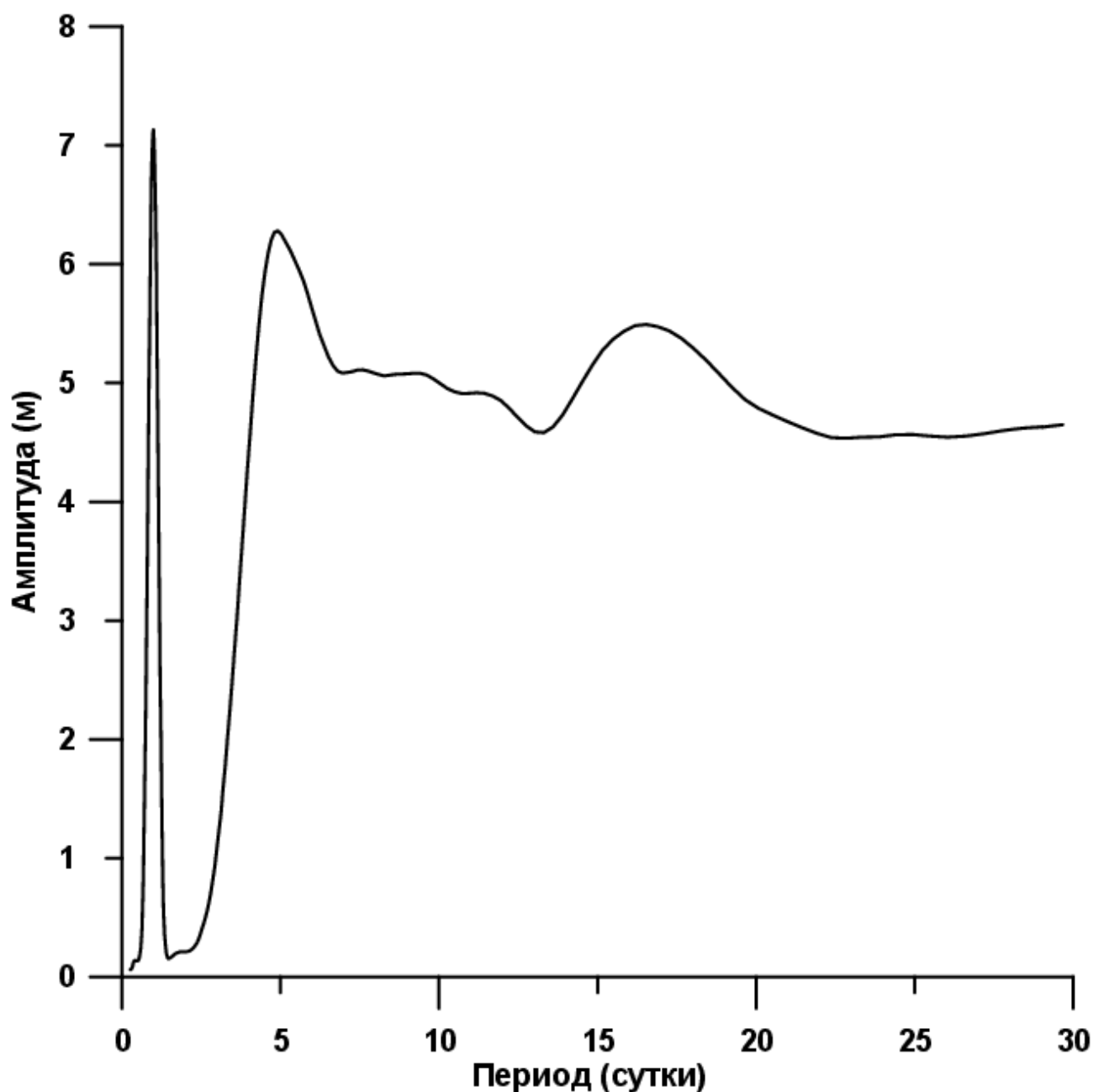


Рисунок 13. Вейвлет-спектр, осредненный за март-апрель в период 1996-2005 г.

Во вторую декаду также наблюдается существенный рост амплитуды суточного прилива с 4 м для зимнего периода (рисунок 12) до 7 м для весеннего (рисунок 13), ситуация развивается аналогично предыдущей декаде; амплитуда 5-дневной волны тоже растёт – с 4,5 м до 6 м. Но при этом амплитуды 10- и 16-дневных волн падают примерно на 1-2 м. По сравнению с предыдущей декадой, очевиден рост зимних амплитуд на 0,5-1,0 м, и снижение весенних на 0,5-1,0 м.

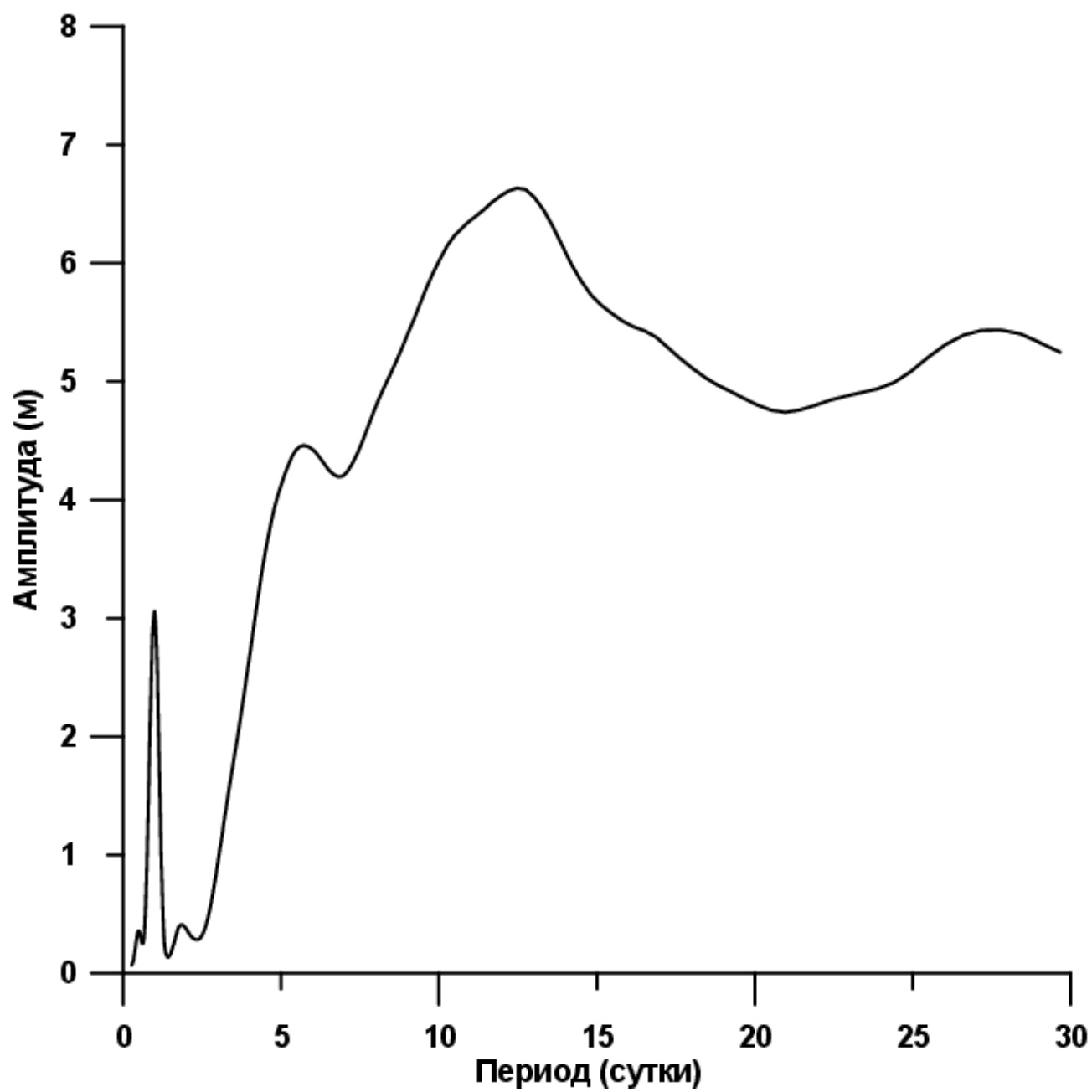


Рисунок 14. Вейвлет-спектр, осредненный за январь-февраль в период 2006-2015 г.

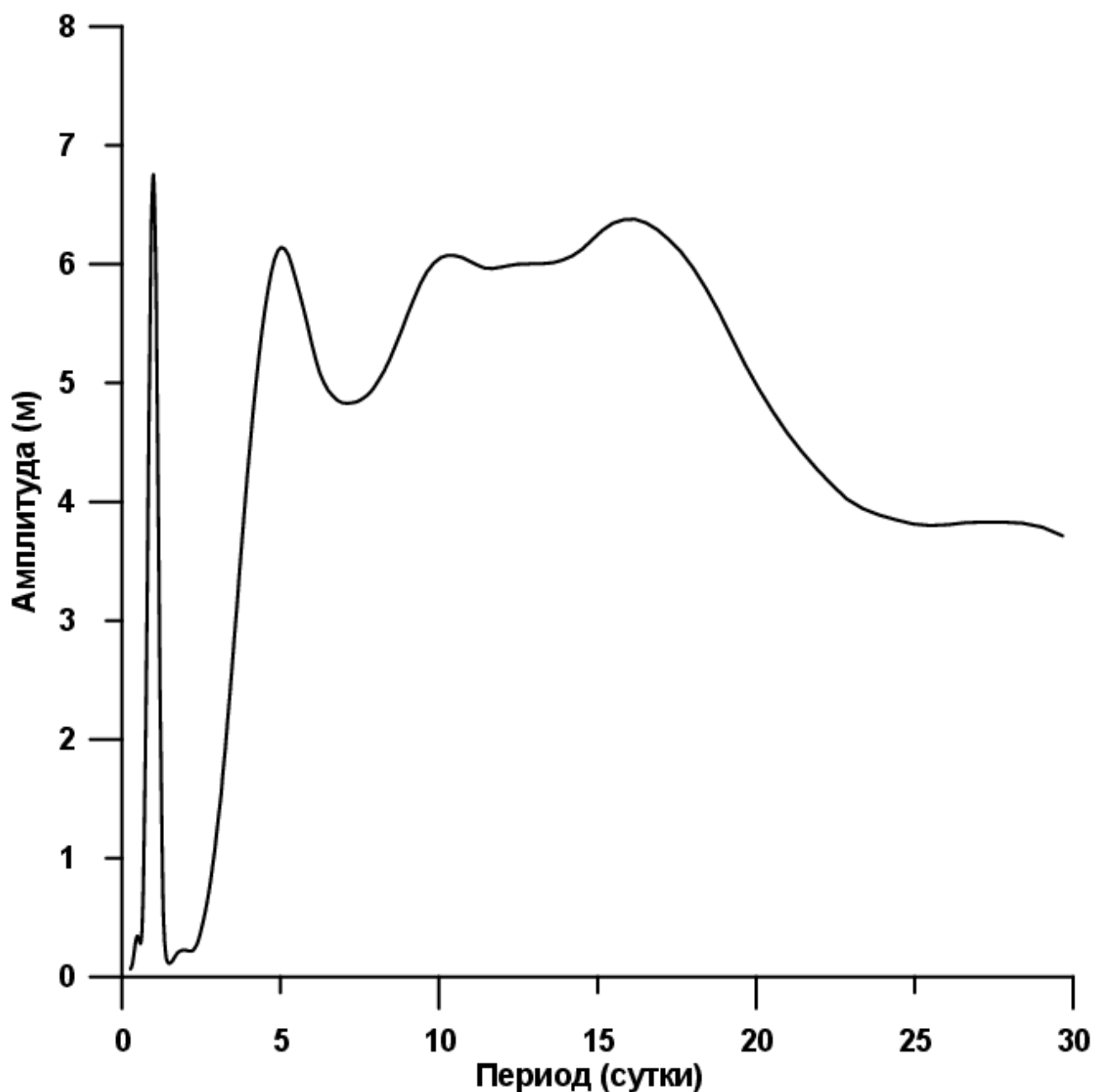


Рисунок 15. Вейвлет-спектр, осредненный за март-апрель в период 2006-2015 г.

Амплитуды волн зимнего (рисунок 14) и весеннего (рисунок 15) периодов третьей декады ведут себя похожим на вторую декаду образом: наблюдается очень резкий рост суточной планетарной волны с 3 м до 6,5 м, рост 5-дневной волны на 1,5 м, рост 16-дневной волны примерно на 1 м, амплитуда 10-дневной волны сильным изменениям не подвергается. Стоит отметить, что при сравнении с зимним периодом предыдущего десятилетия, амплитуда 16-дневной волны меньше примерно на 2 м, а суточный период меньше на 1 м.

При сравнении с прошлым весенним периодом замечен рост амплитуды 10-дневной волны на 1 м.

Третья декада наиболее значительно выделяется из общей картины. Возможно, это связано с осцилляциями Эль-Ниньо и Ла-Нинья, имеющими место быть в исследуемый период. Если в первую декаду годы с определенно выраженными фазами Эль-Ниньо (согласно индексу MEI, посчитанному для каждых двух месяцев года) встречаются чаще, то в последнее десятилетие очень сильное Эль-Ниньо наблюдалось лишь в 2015 году, в то время как зимние месяцы с Ла-Нинья имели место быть в 2008, 2011 и 2012 годах (последний не столь сильный как два предыдущих). В связи, с чем было решено посмотреть влияние Эль-Ниньо и Ла-Ниньо на амплитуды планетарных волн отдельно с использованием модели средней и верхней атмосферы (МСВА). Были проведены ансамблевые расчеты с граничными условиями для Эль-Ниньо и Ла-Нинья только для января-февраля. Результаты представлены на рисунках 16 и 17. При Эль-Ниньо (рисунок 16) амплитуды всех волн примерно одинаковой величины 7-8 м, в то время как при Ла-Нинья (рисунок 17) амплитуда классического прилива уменьшается относительно 10- и 16-дневных волн и составляет 7, при 12 для 10-и 16-дневной волны, а 5-дневная волна имеет амплитуду равную всего 5 м.

3.2 Модельные данные

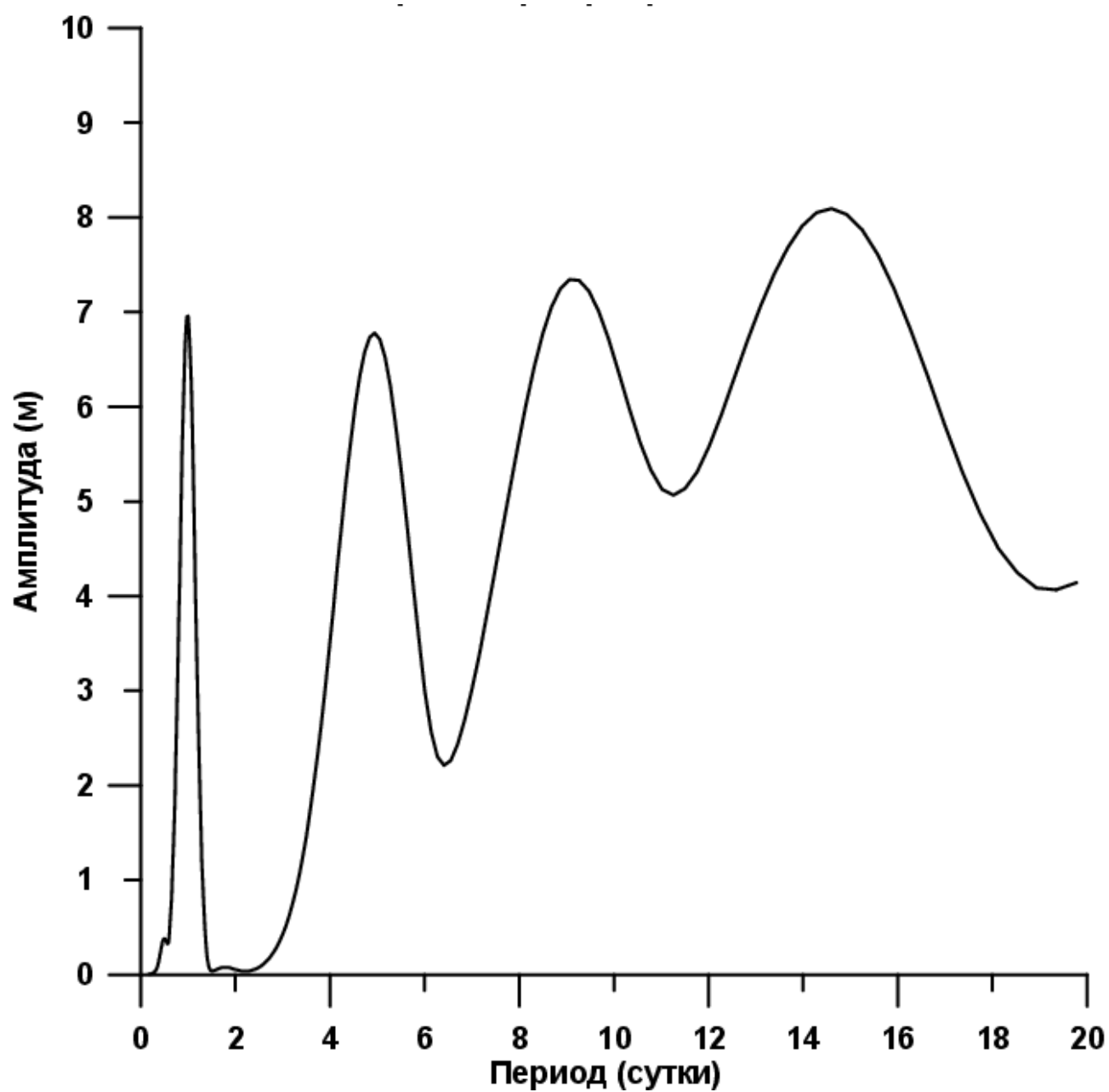


Рисунок 16. Вейвлет-спектр по Эль-Ниньо ансамблю модельных данных за январь-февраль.

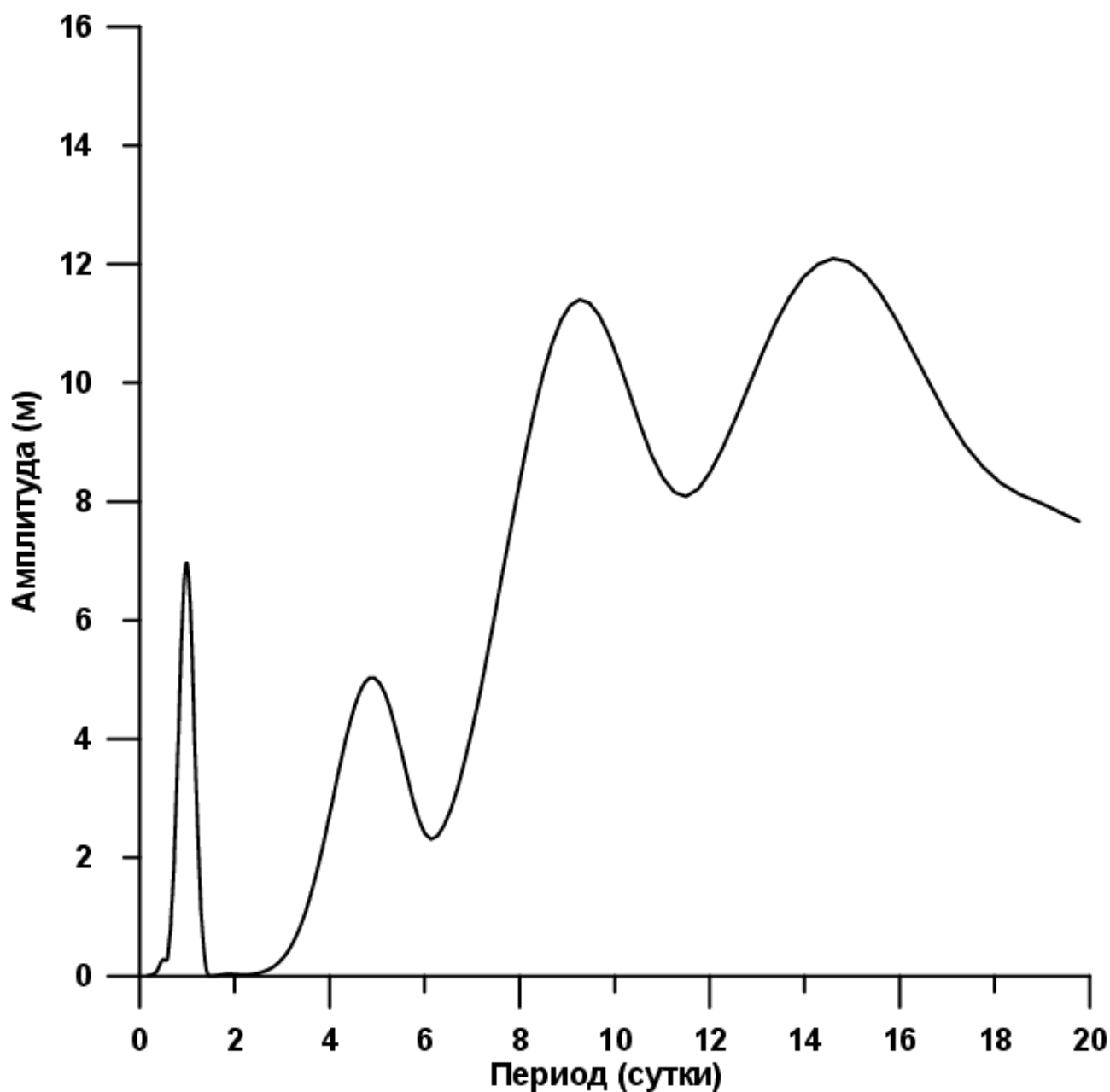


Рисунок 17. Вейвлет-спектр по Ла-Нинья ансамблю модельных данных за январь-февраль.

Также, была построена таблица усредненных амплитуд 5-, 10- и 16-дневных волн по модельным данным и данным MERRA (таблица 3), исходя из которой были посчитаны коэффициенты пересчета, которые в дальнейшем планируется использовать для калибровки МСВА.

Таблица 3. Усредненные амплитуды 5-, 10- и 16-дневных волн по модельным данным и данным MERRA.

Источник		5-дневная волна (м)	10-дневная волна (м)	16-дневная волна (м)
Ансамбль модельных данных Эль-Ниньо		4,599	5,820	6,318
Ансамбль модельных данных Ла-Нинья		3,730	8,983	9,976
MERRA январь-февраль	I декада	4,017	4,561	5,458
	II декада	4,280	5,483	6,117
	III декада	3,990	5,495	5,705
	Весь период	4,096	5,180	5,760
MERRA март-апрель	I декада	6,009	5,009	5,201
	II декада	5,669	5,020	5,061
	III декада	5,445	5,541	6,028
	Весь период	5,708	5,190	5,430

Таблица 4. Коэффициенты пересчета.

Ансамбль модельных данных	MERRA	5-дневная волна	10-дневная волна	16-дневная волна
Эль-Ниньо	I декада	0,8735	0,7837	0,8639
	II декада	0,9306	0,9421	0,9682
	III декада	0,8675	0,9442	0,9030
	Весь период	0,8905	0,8900	0,9117
Ла-Нинья	I декада	1,0770	0,5077	0,5471
	II декада	1,1475	0,6103	0,6132
	III декада	1,0697	0,6117	0,5719
	Весь период	1,0980	0,5766	0,5774
Среднее	Весь период	0,9943	0,7333	0,7446

Заключение

В ходе работы был проанализирован ряд данных за период с 1986 по 2015 год с целью исследования климатической изменчивости планетарных волн посредством ретроспективного анализа данных МЕРРА. Продемонстрированы осредненные вейвлет-спектры амплитуд классического прилива, 5-, 10- и 16-дневных волн для всего изучаемого периода, а также отдельно для трех деkad: 1986-1995, 1996-2005 и 2006-2015. Проведен сравнительный анализ вейвлет-спектров амплитуд для тех же волн каждой декады отдельно для января-февраля и марта-апреля. Одной из возможных причин изменчивости амплитуд может быть количество годов с сильными Эль-Ниньо и Ла-Нинья, наблюдаемыми в исследуемые десятилетия. Для выявления характерных особенностей поведения волн с учетом вышеобозначенных осцилляций, были проведены ансамблевые расчеты с использованием модели средней и верхней атмосферы. Для данной модели был произведен расчет коэффициентов пересчета при использовании тех же данных ретроспективного анализа МЕРРЫ. Данные коэффициенты используются в модели для более полного и точного воспроизведения термодинамического режима средней и верхней атмосферы.

В последующем планируется проанализировать вейвлет-спектры амплитуд планетарных волн в марте-апреле с учетом Эль-Ниньо и Ла-Нинья осцилляций с более детальным анализом межгодовой изменчивости. А также расчет вейвлет-спектров амплитуд для планетарных волн с волновым числом два.

Список литературы

1. Педлоски Дж. Геофизическая гидродинамика. М.: Мир, 1984. Т. 1. Гл. 3.
2. Бэтчелор Дж. Введение в динамику жидкости. М.: Мир, 1973.
3. Голицын Г.С. Введение в динамику планетарных атмосфер. Л.: Гидрометеиздат, 1973. 104 с.
4. Петвиашвили В.И., Похотелов О.А. Уединенные вихри в плазме и атмосфере. М.: Энергоатомиздат, 1989. 200 с.
5. Незлин М.В. Солитоны Россби // УФН. 1986. № 150. С. 3-58.
6. Незлин М.В., Снежкин Е.Н. Вихри Россби и спиральные структуры. М.: Наука, 1990.
7. Монин А.С., Жихарев Г.М. Океанские вихри // УФН. 1990. № 160. С. 1-47.
8. Монин А.С., Кошляков М.Н. Синоптические вихри, или волны Россби, в океане. Эксперимент и основы теории // Нелинейные волны: Сб. / Под ред. А.В. Гапонова-Грехова. М.: Наука, 1979. С. 258-291.
9. Terry P.W. Suppression of turbulence and transport by sheared flow // Reviews of Modern Physics. 2000. V. 72. P. 109–165.
10. Kamenkovich V.M., Koshlyakov M.N., Monin A.S. Synoptic eddies in the ocean. Reidel Publication Computers. Netherlands, 1986.

11. Ramaswamy, V., Chanin, M.-L., Angell, J., et al., 2001. Stratospheric temperature trends: observations and model simulations. *Reviews of Geophysics* 39, 71–122.
12. Shine, K.P., Bourqui, M.S., Forster, H.V., et al., 2003. A comparison of model-simulated trends in stratospheric temperature. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 129, 1565–1588.
13. Forster, P.M., Joshi, M., 2005. The role of halocarbons in the climate change of the troposphere and stratosphere. *Climatic Change* 71, 249–266.
14. Nigam, S., Lindzen, R.S., 1989. The sensitivity of stationary waves to variations in the basic state zonal flow. *Journal of the Atmospheric Sciences* 46, 1746–1768.
15. Holton, J.R., Mass, C., 1976. Stratospheric vacillation cycles. *Journal of the Atmospheric Sciences* 33, 2218–2225.
16. Yoden, S., 1987. Bifurcation properties of a stratospheric vecillation model. *Journal of the Atmospheric Sciences* 44, 1723–1733.
17. Baldwin, M.P., Dunkerton, T.J., 1999. Propagation of the arctic oscillation from the stratosphere to the troposphere. *Journal of Geophysical Research* 104, 30937–30946.
18. Baldwin, M.P., Dunkerton, T.J., 2001. Stratospheric harbingers of anomalous weather regimes. *Science* 294, 581–584.
19. Thompson, D.W.J., Wallace, J.M., 2001. Regional climate impacts of the Northern Hemisphere annular mode. *Science* 293, 85–89.
20. Baldwin, M.P., Stephenson, D.B., Thompson, D.W.J., et al., 2003. Stratospheric memory and skill of extended-range weather forecasts. *Science* 301, 636–640.

21. Coughlin, K., Tung, K.K., 2005. Tropospheric wave response to decelerated stratosphere seen as downward propagation in northern annular mode. *Journal of Geophysical Research* 110, D01103 h10.1029/2004JD004661i.
22. Thompson, D.W.J., Furtado, J.C., Shepherd, T.G., 2006. On the tropospheric response to anomalous stratospheric wave drag and radiative heating. *Journal of the Atmospheric Sciences* 63, 2616–2629.
23. Kalnay, E., et al., 1996. The NCEP/NCAR reanalysis project. *Bulletin of the American Meteorological Society* 77, 437–471.
24. Kanukhina, A.Yu., Nechaeva, L.A., Suvorova, E.V., Pogoreltsev, A.I., 2007. Climatic trends in temperature, zonal flow, and stationary planetary waves from the NCEP/NCAR reanalysis data. *Izvestiya, Atmospheric and Ocean Physics* 43, 696–704.
25. Kanukhina, A.Yu., Suvorova, E.V., Nechaeva, L.A., Skrygina, E.K., Pogoreltsev, A.I., 2008. Climatic variability of the mean flow and stationary planetary waves in the NCEP/NCAR reanalysis data. *Annales Geophysicae* 26, 1233–1241.
26. A.I. Pogoreltsev, A.Yu. Kanukhina, E.V. Suvorova, E.N. Savenkova, 2009. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 71, 1529–1539.
27. Lucchesi, R., 2012: File Specification for MERRA Products. GMAO Office Note No. 1 (Version 2.3), 82 pp.
28. Randall, D.A., 2004. *An Introduction to The General Circulation of the Atmosphere*, 241–243.
29. Holton, J.R., *The Dynamic Meteorology of the Stratosphere and Mesosphere*, Meteor. Monog. 15(37), Amer. Met. Soc., MA, 1975.
30. Laplace, P.S., *Mechanique Celeste*, 2, pp. 294-298, Paris, France, 1799.

31. Laplace, P.S., *Mechanique Celeste*, 5, pp. 145-169, Paris, France, 1825.
32. Taylor, G.I., The oscillations of the atmosphere, *Proc. Roy. Soc. London*, A156, 318-326, 1936.
33. Lindzen, R.S., and D. Blake, Lamb waves in the presence of realistic distributions of temperature and dissipation, *J. Geophys. Res.*, 77, 2166-2176, 1972.
34. Longuet-Higgins, M.S., The eigenfunctions of Laplace's tidal equation over a sphere, *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, A262, 511-607, 1968.
35. Volland, H., *Atmospheric Tidal and Planetary Waves*, Kluwer Academic Publ., Boston, MA, 1988.
36. Hough, S.S., On the application of harmonic analysis to the dynamical theory of tides, Part I, on Laplace's «Oscillations of the First Species», and on the dynamics of ocean currents, *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, A189, 201-257, 1897.
37. Hough, S.S., On the application of harmonic analysis to the dynamical theory of tides, Part II, On the general integration of Laplace's dynamical equations, *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, A191, 139-185, 1898.
38. Salby, M.L., Rossby normal modes in nonuniform background configurations, Part I, Simple fields, *J. Atmos. Sci.*, 38, 1803-1826, 1981.
39. Salby, M.L., Rossby normal modes in nonuniform background configurations, Part II, Equinox and solstice conditions, *J. Atmos. Sci.*, 38, 1827-1840, 1981.
40. Salby, M.L., Survey of planetary-scale traveling waves: The state of theory and observation, *Rev. Geophys. Space. Phys.*, 22, 209-236, 1984.
41. Chapman, S., and R.S. Lindzen, *Atmospheric Tides*, D. Reidel, Hingham, MA, 1970.

42. Walterscheid, R.L., J.G. DeVore, and S.V. Venkateswaran, Influence of mean zonal motion and meridional temperature gradients on the solar semidiurnal atmospheric tide: A revised spectral study with improved heating rates, *J. Atmos. Sci.*, 37, 455-470, 1980.
43. Forbes, J.M., Atmospheric tides, I, Model description and results for the solar diurnal component, *J. Geophys. Res.*, 87, 5222-54240, 1982.
44. Andrews, D.G., J.R. Holton, and C.B. Leovy, *Middle Atmosphere Dynamics*, p. 164, Academic Press, New York, N.Y., 1987.
45. Salby, M.L., On the solution of the homogeneous vertical structure problem for long-period oscillations, *J. Atmos. Sci.*, 36, 2350-2359, 1979.
46. Salby, M.L., The influence of realistic dissipation on planetary normal structures, *J. Atmos. Sci.*, 37, 2186-2199, 1980.
47. Pekeris, C.L., Atmospheric oscillations, *Proc. Roy. Soc. London*, A158, 650-671, 1937.
48. Platzman, G.W., The atmospheric tide as a continuous spectrum: Lunar semidiurnal tide in surface pressure, *Meteorol. Atmos. Phys.*, 70-88, 1988.
49. Madden, R.A., Observations of large-scale traveling Rossby waves, *Rev. Geophys. Space. Phys.*, 17, 1935-1950, 1979.
50. Forbes, J.M., Tidal and Planetary Waves (A Tutorial), in the *Upper Mesosphere and Lower Thermosphere: A Review of Experiment and Theory*, edited by R.M. Johnson and T.L. Killeen, *Geophysical Monograph Series*, vol. 87, American Geophysical Union, 1995, pp. 356.