

ВЛИЯНИЕ ЛУННО-СОЛНЕЧНОГО ПРИЛИВА НА ВАРИАЦИИ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ

В.В. Адушкин, А.А. Спивак, Ю.С. Рыбнов, В.А. Харламов

Приведены результаты анализа вариаций атмосферного давления и его микропульсаций на Геофизической обсерватории (ГФО) "Михнево" и Центре геофизического мониторинга г. Москвы ИДГ РАН за период наблюдений с 2008 по 2015 гг. Установлено, что указанные вариации характеризуются выраженными периодичностями с периодами, близкими к периодам приливных волн. Показано, что амплитуда термического атмосферного прилива (волна S_1) максимальна в периоды повышения температуры воздуха и интенсивности солнечного излучения, который характеризуется в работе индексом $F_{10,7}$.

Введение

Атмосферный прилив играет значительную роль в формировании средних характеристик движения воздушных масс как в глобальном, так и локальном масштабе [Чепмен, Линдзен, 1972; Сидоренков, 2002; 2015; Голицын, 2004; Zurbenko, Portzeva, 2009; Адушкин и др., 2012; 20166]. В отличие от приливного эффекта в земной коре и литосфере атмосферный прилив является результатом действия трех факторов: гравитационного взаимодействия со стороны Луны и Солнца (гравитационная составляющая атмосферного прилива), вращения Земли и прогревом атмосферы на обращенной к Солнцу стороне Земли, интенсивность которого определяется поглощением солнечной энергии, а периодичность характеризуется периодом 1 сут, который совпадает с периодом гравитационной приливной волны S_1 (термическая составляющая атмосферного прилива).

Изучение атмосферного прилива представляет особый интерес для уточнения и установления новых морфологических особенностей глобальных распределений приливных вариаций атмосферного давления и ветровых движений воздушных масс. Помимо этого, атмосферный прилив влияет на вариации скорости вращения Земли, а также ее нутацию [Сидоренков, 2002]. Следует иметь также в виду важную роль изучения атмосферного прилива с целью разработки современных моделей внутреннего строения Земли. Действительно, поскольку частота и амплитуда околосуточной нутации Земли в значительной мере определяется ее внутренним строением, анализ отклонения наблюдаемых и теоретически предсказанных амплитуд нутационных гармоник предоставляет хорошие возможности для уточнения модели Земли.

Немаловажна роль атмосферного прилива в формировании температурных аномалий на Земле (наличие в спектрах температуры воздуха лунных циклов с периодами 355 сут (приливной год), 206 сут (полупериод эвекции) и 27 сут (сидерический месяц) позволяют рассматривать приливный фактор в качестве одной из основных причин циклических температурных аномалий на Земле) [Сидоренков, 2015].

Сложности, связанные с изучением атмосферного прилива в средних широтах на основе анализа временных вариаций атмосферного давления, определяются сильными барическими возмущениями атмосферы, циклонами и антициклонами.

Даже при использовании длинных рядов записей атмосферного давления удастся выделить лишь некоторую часть приливных волн [Zurbenko, Potrzeva, 2009].

Настоящая работа направлена на установление структуры временных вариаций атмосферного давления с выделением периодичностей, совпадающих с периодичностями лунно-солнечных циклов. С целью более детального выделения приливных волн в атмосфере Земли изучались периодичности временных вариаций микропульсаций атмосферного давления (МАД). Такая постановка задачи представляет собой аналог задачи о модулировании высокочастотного сейсмического шума приливными возмущениями земной коры [Гордеев и др., 1995; Рыкунов и др., 1980; Спивак, Кишкина, 2004]. Привлечение для анализа длинных рядов цифровых записей МАД обеспечило гарантированную репрезентативность данных, обосновывающих исследуемый феномен, а высокая повторяемость результатов обработки, выполненная, в том числе, по фрагментам – достоверность и обоснованность конечных результатов.

Исходные данные

В качестве исходных данных использовались ряды инструментальных наблюдений за атмосферным давлением, выполненных в Геофизической обсерватории "Михнево" (54.9595°N; 37.7664°E) и Центре геофизического мониторинга г. Москвы ИДГ РАН (55,7052°N; 37,5707°E) (в дальнейшем соответственно ГФО МНВ и ЦГМ) в период с 2008 по 2015 гг. [Адушкин и др., 2016а; 2016б; Спивак и др., 2016]. Колебания абсолютного атмосферного давления P регистрируются с помощью микробарометра МАД-01 в полосе частот 0–10 Гц (частота оцифровки 20 Гц) и микробарометра МБ-03 [Рыбнов и др., 2005]. Микропульсации атмосферного давления (акустические колебания) регистрируются с привязкой ко времени микробарометром МБ-03, оснащенный ветроподавляющими пространственными фильтрами, в полосе частот 10^{-4} –10 Гц (частота оцифровки 20 Гц) [Рыбнов и др., 2005; Спивак и др., 2015]. Для снижения температурного дрейфа микробарометр установлен в скважину глубиной 2 м.

Результаты регистрации в виде привязанных ко времени цифровых рядов $P(t)$ накапливаются на жестких носителях и выкладываются на сайте ИДГ РАН в графическом и цифровом видах (<http://idg.chph.ras.ru/~mikhnevo/data/>; <http://idg-comp.chph.ras.ru/~mikhnevo/data/>).

Применяемые методы обработки и анализа данных

Для анализа формировались цифровые ряды данных с дискретностью 1 мин. Таким образом, осуществлялась обработка рядов из 4207680 значений атмосферного давления. С учетом характеристик анализируемых рядов данных для оценки спектра вариаций атмосферного давления P был выбран метод параметрической авторегрессии [Канасевич, 1985; Марпл, 1990]. Авторегрессионная модель порядка p представляла собой уравнение, предсказывающее k -й член последовательности по p предыдущим:

$$x(k) = -\sum_{n=1}^p a_n x(k-n) + \psi(k),$$

где a_n – коэффициенты авторегрессии, $\psi(k)$ – белый шум.

Параметры $AR(p)$ -модели оценивались по методу Левинсона-Дурбина, реализующему решение уравнений Юла-Уолкера. По вычисленным значениям параметров модели оценивался спектр процесса:

$$S(\omega) = \frac{1}{2\pi \left| 1 + \sum_{n=1}^p a_n e^{-i\omega n} \right|^2}.$$

С целью достижения максимального разрешения компонентов приливных волн параметр p выбирался равным длине ряда (4204800 мин или 70080 час).

С целью повышения уровня дискриминации близких по периодам приливных волн в дополнение к параметрическому спектральному анализу в настоящей работе применялся также метод выделения гармонических составляющих с помощью узкополосных адаптивных режекторных фильтров [Уидроу и др., 1975; Уидроу, Стирнз, 1989], преимущество которых заключается в простоте перестройки полосы пропускания и практически неограниченном подавлении соседних гармоник при точном слежении за частотой. С этой целью суммарное атмосферное давление представлялось в виде суперпозиции нескольких (N) независимых составляющих $P_i(t)$, $i = 1, 2, 3 \dots N$, в результате чего полученный в результате выполнения измерений ряд $P(t)$ представлялся в виде векторного соотношения свертки:

$$P(t) = \sum_{i=1}^N g_i * P_i(t), \quad (1)$$

где $g_i(t)$ – импульсная переходная характеристика, определяемая путем решения интегральных уравнений свертки (1) [Тихонов, Арсенин, 1979].

Амплитуда выделяемой гармоники с заданной частотой ω определяется по формуле:

$$P_i = C \sqrt{W_{1,i}^2 + W_{2,i}^2},$$

где C – амплитуда колебаний (вариаций), $W_{1,i}$ и $W_{2,i}$ – коэффициенты адаптивного фильтра, вычисляемые согласно выражениям:

$$\begin{aligned} W_{1,i+1} &= W_{1,i} + 2\mu \varepsilon_i P_{1i}, \\ W_{2,i+1} &= W_{2,i} + 2\mu \varepsilon_i P_{2i}. \end{aligned}$$

Здесь: μ – параметр характеризующий скорость сходимости алгоритма адаптации коэффициентов фильтра, ε_i – разность между исходным $P(t)$ и синтезированным $P_i(t, \omega)$ сигналами. При этом

$$P_{si} = P_{1i} W_{1,i} + P_{2i} W_{2,i}.$$

Квадратурные составляющие P_{1i} и P_{2i} с частотами ω_i выделяемых сигналов определяются зависимостями:

$$P_{1i} = C \cos(\omega_i \Delta t + \varphi),$$

$$P_{2i} = C \sin(\omega_i \Delta t + \varphi),$$

где Δt – шаг дискретизации.

Значения частот ω_i выбирались из перечня частот приливных волн, определяемых по вариациям вертикальной составляющей приливной силы [Doan et al., 2006]. Алгоритм вычислений позволял одновременно суммировать несколько синтезированных сигналов с разными значениями частоты ω_i .

Основные характеристики лунно-солнечного прилива

Сложная комбинация приливных сил Луны и Солнца в результате изменения взаимного расположения небесных тел в системе Земля-Луна-Солнце совместно с эффектами вращения Земли и изменения орбиты Луны приводит к тому, что спектр образующихся при гравитационных взаимодействиях указанных небесных тел приливных волн характеризуется большим набором периодичностей (в настоящее время известно более 500 гармоник периодического разложения приливного потенциала [Cartwright, Tayler, 1971]). Перечень основных приливных волн, характеризующихся максимальными амплитудами и соответственно проявлениями в вертикальных движениях земной коры, приведен в таблице.

Результаты анализа вариаций атмосферного давления

Амплитудные спектры вариаций атмосферного давления для ГФО МНУ и ЦГМ в виде периодограмм, вычисленные за весь период регистрации, представлены на рис. 1, который хорошо демонстрирует значительные вариации спектральной плотности в широком диапазоне частот. Более детальные спектры в окрестности периодов 0,5 и 1 сут приведены на рис. 2 для ГФО МНУ. Данные рисунков 1 и 2 демонстрируют наличие ярко выраженного пика в окрестности периода 12 час, который можно идентифицировать как приливную волну S_2 . В окрестности периода 1 сут наряду с приливной волной S_2 проявляются (хотя и не в полной мере отчетливо) спектральные составляющие приливных волн K_1 и P_1 (периоды соответственно 1,0027 и 0,9973 сут).

Приведенные на рисунках 1 и 2 данные свидетельствуют о том, что использование даже достаточно длинных рядов данных, полученных при измерении атмосферного давления, не позволяет выделять весь перечень приливных волн, что, как уже отмечалось в работах [Чепмен, Линдзен, 1972; Сидоренков, 2002], связано с сильным влиянием циклонических процессов.

Для выделения более полного ряда приливных волн в атмосфере в настоящей работе анализировались вариации не абсолютной величины атмосферного давления, а его микропульсаций. Предложенный подход [Адушкин и др., 2016б] позволяет выделять практически все известные приливные волны (табл.). На рис. 3 в виде примера приведены спектры МАД для полусуточных и суточных периодов.

Основные приливные волны

Символ	Частота, град/ч	Период в солнечных сутках	Амплитуда, $\text{м}^2/\text{с}^2$	Источник воздействия, волна ¹ (L – Луна; S – Солнце)
Длиннопериодные приливные волны				
S_a	0,0410	365,25	-0,031	S, эллиптическая
S_{sa}	0,0822	182,62	-0,191	S, деклинационная
M_m	0,5443	27,55	-0,217	L, эллиптическая
M_f	1,0980	13,66	-0,411	L, деклинационная
Приливные волны с околосуточным периодом				
Q_1	13,3986	1,1195	-0,126	L, эллиптическая
O_1	13,9430	1,0758	-0,66	L, главная лунная
M_1	14,4966	1,0342	0,052	L, эллиптическая mK_1
π_1	14,9178	1,0055	-0,018	S, эллиптическая P_1
P_1	14,9589	1,0027	-0,308	S, главная солнечная
S_1	15,0000	1,0	0,007	S, эллиптическая sK_1
mK_1	15,0410	0,9972	0,635	L, деклинационная
sK_1	15,0410	0,9972	0,295	S, деклинационная
ψ_1	15,0821	0,9945	0,007	S, эллиптическая sK_1
Φ_1	15,1232	0,99185	0,013	S, деклинационная
J_1	15,5854	0,9624	0,052	L, эллиптическая mK_1
OO_1	16,1391	0,9294	0,028	L, деклинационная
Приливные волны с полусуточным периодом				
$2N_2$	27,8953	0,5377	0,020	L, эллиптическая M_2
μ_2	27,96825	0,5363	0,024	L, вариационная
N_2	28,4397	0,5274	0,152	L, большая эллиптическая M_2
ν_2	28,5125	0,5261	0,029	L, экваториальная
M_2	28,9841	0,5175	0,795	L, главная
λ_2	29,4556	0,5092	-0,006	L, экваториальная
L_2	29,5284	0,5079	-0,002	L, малая эллиптическая M_2
T_2	29,9589	0,5007	0,022	S, большая эллиптическая S_2
S_2	30,000	0,5	0,370	S, главная
R_2	30,0410	0,4993	-0,003	S, малая эллиптическая S_2
mK_2	30,0821	0,4986	0,069	L, деклинационная
sK_2	30,0821	0,4986	0,032	S, деклинационная

Использование адаптивных режекторных фильтров позволяет выделять также близкие по значению периоды приливные волны S_1 , P_1 , K_1 и S_2 , K_2 , что хорошо демонстрирует рис. 4.

Данные Таблицы свидетельствуют о том, что с учетом неопределенности спектральных оценок периоды выделенных квазигармонических составляющих соответствуют периодам основных приливных волн. При этом следует отметить, что в ряде случаев в отличие от земных приливов спектральные амплитуды сол-

¹ Главная волна обусловлена движением небесного тела по круговой орбите, эллиптическая – изменением отношения большой полуоси орбиты к геоцентрическому расстоянию, деклинационная – изменением склонения небесного тела

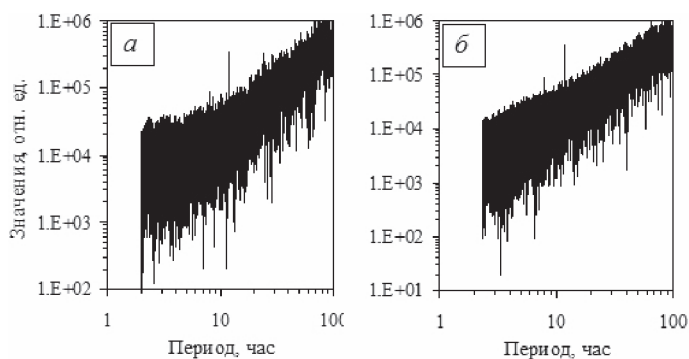


Рис. 1. Усредненная за период 2008–2015 гг. периодограмма колебаний атмосферного давления на ГФО МНУ (а) и в г. Москве (б)

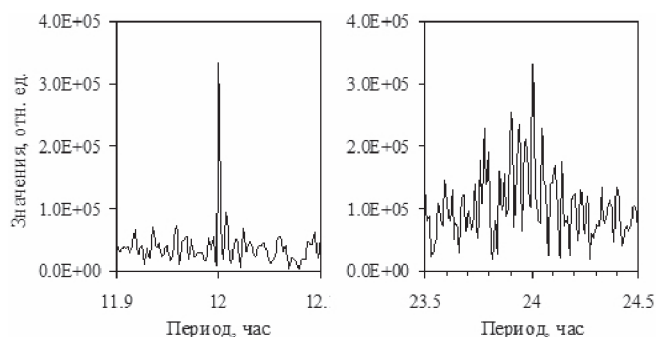


Рис. 2. Периодограммы колебаний атмосферного давления на ГФО МНУ для полусуточных (а) и околосуточных (б) вариаций

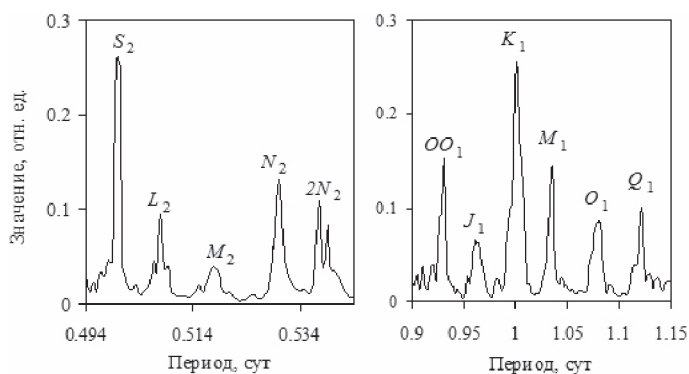


Рис. 3. Спектр полусуточных (а) и суточных (б) вариаций МАД на ГФО МНУ (средний за период апрель–сентябрь 2011 г.)

нечных приливов превышают амплитуду лунных, что связано с дополнительным влиянием прогрева атмосферы (термический прилив [Чепмен, Линдзен, 1972]).

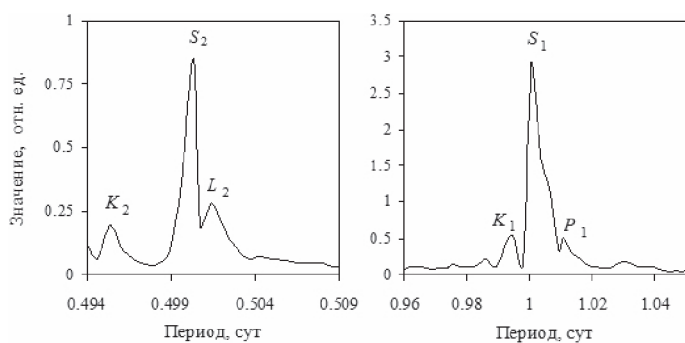


Рис. 4. Пример разделения спектральных плотностей близких по периодам полусуточных и суточных приливных волн S , K и L (регистрация на ГФО МНУ в период апрель–сентябрь 2014 г.)

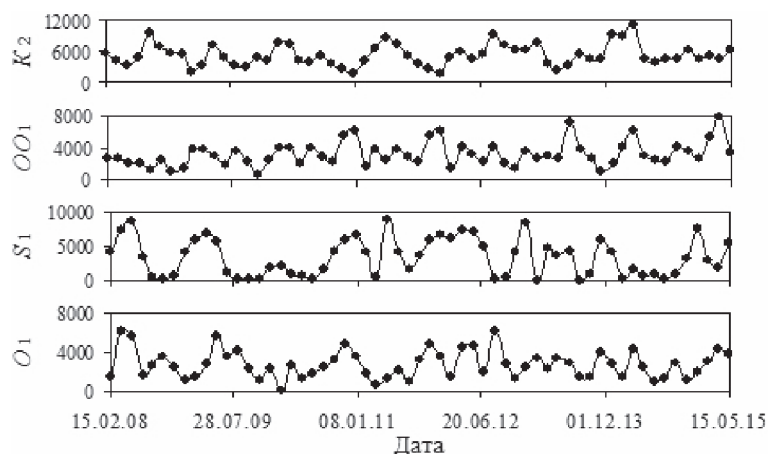


Рис. 5. Вариация амплитуд некоторых приливных волн за анализируемый период (данные ГФО МНУ)

Вследствие сложного взаимного движения Земли, Луны и Солнца, а также средней долготы перигея Луны амплитуды приливных волн значительно варьируют со временем. В качестве примера на рис. 5 приведены вариации относительных спектральных амплитуд основных приливных волн, рассчитанные по данным настоящей работы. Отчетливо видны периодичности в изменениях рассматриваемых величин. Например, амплитуда приливной волны K_2 изменяется со временем с периодом $\sim 4,8$ мес. Однако больший интерес вызывает поведение амплитуды солнечной эллиптической волны S_1 , амплитуда которой то периодически достигает максимальных значений, сравнимых, а временами даже превышающих амплитуду таких стабильно регистрируемых волн как K_2 , L_2 , M_2 и других, то настолько мала, что это не позволяет ее выделить используемыми в настоящей работе методами. Поскольку волна S_1 является одной из основных при рассмотрении термической составляющей атмосферного прилива, можно предполагать, что рост и падение ее амплитуды определяется степенью нагрева атмо-

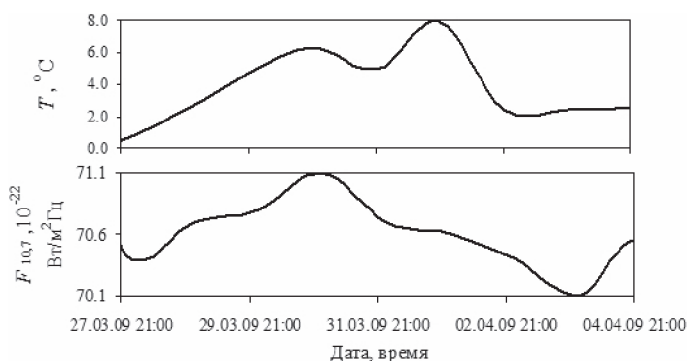


Рис. 6. Пример совместных вариаций температуры воздуха T и индекса солнечной активности $F10,7$ в период повышенных приливной волны S_1

сферы, то есть величиной температурных вариаций. Результаты анализа свидетельствуют о том, что действительно максимальные значения амплитуды солнечной приливной волны S_1 наблюдаются в периоды повышенных относительных значений температуры воздуха T . Это хорошо демонстрирует рис. 6. В качестве примера приведен фрагмент температурных вариаций для одного из периодов времени, в котором, во-первых, наблюдается приливная волна S_1 , а, во-вторых, ее амплитуда принимает повышенное значение.

Естественно предполагать, что локальные максимумы температуры воздуха обусловлены повышенным солнечным излучением. В качестве параметра, характеризующего уровень солнечного излучения, в настоящей работе использовался индекс солнечной активности $F10,7$ – параметр, определяющий интенсивность (плотность потока) радиоизлучения Солнца на частоте 10,7 см (2800 МГц). Анализ данных свидетельствует о совпадении периодов роста солнечной активности по параметру $F10,7$ с периодами повышения температуры воздуха (рис. 6), несмотря на то, что наблюдаемые за анализируемый период времени вариации $F10,7$, как показывают оценки [Атмосфера, 1991], вызывают изменение экзоатмосферного потока солнечного излучения не более, чем на 0,3%. Последнее требует проведения дополнительных исследований с установлением возможных физических механизмов влияния космических факторов на приземную атмосферу.

Закключение

Приведенные данные свидетельствуют о сложности выделения околосуточных и полусуточных групп приливных волн в атмосфере на основе анализа вариаций атмосферного давления. Предложенный подход, основанный на анализе микропульсаций атмосферного давления с помощью адаптивных режекторных фильтров, позволяет выделять практически все известные приливные волны (в этом случае необходимо привлекать данные о частотных характеристиках приливных волн, регистрируемых в земной коре, с целью формирования набора анализируемых частот и оценки синтезированного спектра).

Результаты настоящей работы могут быть востребованы при построении общей модели атмосферы Земли и установлении основных закономерностей атмосферных движений.

В заключение авторы выражают благодарность А.Н. Ляхову за помощь, оказанную при анализе солнечной активности.

Исследования выполнены при поддержке Программы фундаментальных исследований ОНЗ РАН IV.8 (проект 0146-2015-0011 "Взаимодействие и преобразование геофизических полей на границе земная кора-атмосфера").

Литература

Адушкин В.В., Спивак А.А. Влияние лунно-солнечного прилива на вариации геофизических полей на границе земная кора-атмосфера // Физика Земли. 2012. № 2. С. 14–26.

Адушкин В.В., Овчинников В.М., Санина И.А., Ризниченко О.Ю. "Михнево": от сейсмостанции № 1 до современной геофизической обсерватории // Физика Земли. 2016а. № 1. С. 108–120.

Адушкин В.В., Спивак А.А., Харламов В.А. Инструментальные наблюдения приливных волн в атмосфере // Доклады Академии Наук. 2016б. Т. 469. № 3. С. 343–346.

Атмосфера. Справочник. Л.: Гидрометеиздат, 1991. 509 с.

Голыцын Г.С. Природные процессы и явления: волны, планеты, конвекция, климат, статистика. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004. 344 с.

Гордеев Е.И., Салтыков В.А., Синицын В.И., Чебров В.Н. К вопросу о связи высокочастотного сейсмического шума с лунно-солнечными приливами // Доклады РАН. 1995. Т. 340. № 3. С. 386–388.

Канасевич Э.Р. Анализ временных последовательностей в геофизике. М.: Недра, 1985. 400 с.

Марпл С.Л. Цифровой спектральный анализ и его приложения. М.: Мир, 1990. 584 с.

Рыбнов Ю.С., Харламов В.А., Евменов В.Ф. Инфразвуковая система регистрации акустико-гравитационных волн // Динамические процессы в системе внутренних и внешних геосфер: Сб. научных трудов ИДГ РАН. М.: ГЕОС, 2005. С. 29–33.

Рыкунов Л.Н., Хаврошкин О.В., Цыплаков В.В. Лунно-солнечные приливные периодичности в линиях спектров временных вариаций высокочастотных микросейсм // Доклады АН СССР. 1980. Т. 252. № 2. С. 577–579.

Сидоренков Н.С. Физика нестабильностей вращения Земли. М.: Наука, Физматлит, 2002. 384 с.

Сидоренков Н.С. Небесно-механические причины изменения погоды и климата // Геофизические процессы и биосфера. 2015. Т. 14. № 3. С. 5–26.

Спивак А.А., Кишкина С.Б. Исследование микросейсмического фона с целью определения активных тектонических структур и геодинамических характеристик среды // Физика Земли. 2004. № 7. С. 35–49.

Спивак А.А., Локтев Д.Н., Рябова С.А., Харламов В.А. Синхронизм вариаций геофизических полей в приповерхностной зоне Земли // Триггерные эффекты в геосистемах: труды III Всероссийской конференции, Москва, 16–19 июня 2015 г. М.: ГЕОС, 2015. С. 310–317.

Тихонов Н.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1979. 285 с.

Удроу Б., Гловер Д.Р., Макул Д.М. Адаптивные компенсаторы помех. Принципы построения и применения // Труды института инженеров по электротехнике и радиоэлектронике. 1975. Т. 63. № 12. С. 69–98.

Удроу Б., Стирнз С. Адаптивная обработка сигналов. М.: Радио и связь, 1989. 440 с.

Чепмен С., Линдзен Р. Атмосферные приливы. М.: Мир, 1972. 295 с.

Doan M.-L., Brodsky E.E., Prioul R. and Signer C. Tidal analysis of borehole pressure. A tutorial. 2006. http://www-lgit.obs.ujf-grenoble.fr/users/doanml/articles/tidal_tutorial_SDR.pdf.

Cartwright D.E., Tayler R.I. New computations of the tide-generating potential // Geophys. J. Roy. Astron. Soc. 1971. Vol. 23. No. 1. P. 45–47.

Zurbenko I.G., Potrzeva A.L. Tidal waves in the atmosphere and their effects // Acta geophysica. 2009. Vol. 58. No. 2. P. 356–373.