

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
«САРАТОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИМЕНИ Н.Г.ЧЕРНЫШЕВСКОГО»

М.Б.Богданов

**ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ЗЕМНОЙ
КЛИМАТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ**

Учебно-методическое пособие для студентов
направления 280400 «Прикладная гидрометеорология»

Саратов – 2013

Учебно-методическое пособие предназначено для студентов - бакалавров направления 280400 «Прикладная гидрометеорология».

Рассмотрено уравнение баланса лучистой энергии и его следствия. Дано определение линейных систем и описаны их основные характеристики. Приведены результаты поиска влияния космических факторов на приземную температуру. Описаны применявшиеся ранее методы оценки характеристик земной климатической системы и рассмотрены возможности исследования свойств этой системы по ее реакции на изменение солнечной постоянной. Изложены методики восстановления импульсной передаточной характеристики земной климатической системы на малых интервалах времени и оценки ее частотной характеристики в области высоких частот. Проведено сравнение результатов с данными независимых исследований.

Цель пособия – освоение студентами современных методов оценки характеристик земной климатической системы.

Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	4
1 Уравнение баланса лучистой энергии и его следствия	7
2 Линейные системы и их характеристики	9
3 Поиск влияния космических факторов в рядах приземной температуры	12
4 Применявшиеся ранее методы оценки характеристик земной климатической системы	24
5 Наблюдательные данные	28
6 Восстановление импульсной передаточной характеристики земной климатической системы на малых интервалах времени	30
7 Оценка частотной характеристики земной климатической системы в области высоких частот	38
Заключение	47
Список литературы	50

ВВЕДЕНИЕ

Настоящее учебное пособие предназначено для студентов - бакалавров 3-го и 4-го курсов географического факультета, изучающих модуль «Климатология» в рамках направления 280400 - Прикладная гидрометеорология.

Исследование свойств земной климатической системы (ЗКС) в последнее время привлекает к себе большое внимание в связи с изучением проблемы глобального изменения климата. В последнем докладе Межправительственной группы экспертов по изменению климата (МГЭИК, IPCC 2007) подробно рассмотрено влияние различных климатообразующих факторов, в том числе и антропогенного характера [1]. Для сравнения влияния этих факторов принято использовать понятие радиационного воздействия – изменение потока прямой солнечной радиации, эквивалентное воздействию данного фактора на глобальный климат. Так увеличение содержания в атмосфере парниковых газов создает положительное радиационное воздействие, а повышение концентрации определенных типов аэрозольных частиц – отрицательное [1]. Поэтому одной из основных характеристик ЗКС является ее чувствительность к внешнему радиационному воздействию и задача оценки этой характеристики приобретает особое значение.

Первая, достаточно простая модель ЗКС, основанная на рассмотрении глобального радиационного баланса, была разработана М.И.Будыко [2,3]. Позднее разными авторами рассматривались и более сложные модели энергетического баланса Земли [4,5]. В настоящее время изучение важнейшей проблемы глобального изменения климата проводится на основе расчетов трехмерных гидротермодинамических моделей общей циркуляции атмосферы и океана (МОЦАО) [1,6,7]. Однако, основные характеристики климата, полученные с помощью отдельных, даже лучших моделей, часто оказываются далекими от наблюдаемых в реальности [8]. Поэтому IPCC (2007) при подготовке своего итогового доклада [1] использовал усреднение климатических характеристик по ансамблю различных моделей, хотя данный ансамбль и не может считаться статистически однородным.

Как отмечают авторы недавнего обзора [9], в настоящее время нет доказательства сходимости аттракторов конечномерных аппроксимаций климатических моделей к аттрактору исходной модели при стремлении параметров аппроксимации к нулю. По их мнению, требуется убедительное обоснование того, что чувствительность разрабатываемых моделей МОЦАО к малым внешним воздействиям близка к чувствительности реальной ЗКС. Поэтому получение независимых оценок скорости реакции ЗКС и ее чувствительности к внешнему радиационному воздействию, даже в рамках простейших моделей глобального

радиационного баланса (иногда их называют нуль - мерными моделями), представляет собой важную и актуальную задачу.

Изменение глобального внешнего радиационного воздействия возможно и в результате влияния ряда космических факторов. В их число входят особенности движения Земли в Солнечной системе и ее вращения вокруг собственной оси, приливные воздействия Луны и Солнца, а также солнечная активность. Наиболее заметное влияние на климат оказывают долговременные циклические изменения элементов орбиты Земли, происходящие под действием планетных возмущений, которые рассматриваются астрономической теорией климата М.Миланковича [10]. Результаты более поздних исследований, приведенные в монографиях А.С.Монина [11,12], А.В.Кислова [13] и Ю.П.Переведенцева [14], подтверждают выводы этой теории, предсказывающей значительные изменения инсоляции с циклами продолжительностью в десятки и сотни тысяч лет. Это важный климатический фактор, хотя, как отмечено В.А.Большаковым [15], не единственный. Вместе с тем, планетные возмущения орбиты Земли должны вызывать также короткопериодические изменения глобальной инсоляции. Ожидаемая величина таких изменений должна быть очень малой. Однако периодический характер воздействия позволяет надеяться обнаружить их проявление при анализе достаточно продолжительных временных рядов метеорологических величин.

Проблема солнечно-земных связей изучается представителями различных наук о Земле на протяжении многих лет. В течение последних трех десятилетий за рубежом был выполнен ряд космических экспериментов по точному измерению величины солнечной постоянной, позволивших уверенно зарегистрировать ее изменения в ходе 11-летнего цикла солнечной активности с амплитудой около 0.1% [16,17]. Описание этих экспериментов, а также сведения о российских спутниковых измерениях составляющих радиационного баланса Земли можно найти и в монографиях отечественных авторов [18,19]. Нет сомнения, что изменение потока солнечного излучения способно заметно повлиять на глобальный климат [20,21]. Изучив связь изменений солнечной постоянной с пятнообразовательной деятельностью Солнца, удалось экстраполировать эти изменения в прошлое [22-24]. В настоящее время большинство исследователей считает, что малый ледниковый период, продолжавшийся с начала XVII до середины XVIII века, связан с Маундеровским минимумом солнечной активности.

Таким образом, космические факторы, и в первую очередь силы притяжения Луны и планет, могут вызывать периодические изменения глобальной инсоляции, амплитуды которых поддаются точной оценке методами современной небесной механики. Эти изменения инсоляции могут быть использованы как зондирующие сигналы для определения

характеристик ЗКС. Аналогичный зондирующий сигнал создает и изменение солнечной постоянной. Сопоставление этих изменений с изменениями глобальной температуры позволяет оценить такие важные характеристики ЗКС как скорость реакции и чувствительность к внешнему радиационному воздействию [25].

В основу данного учебного пособия положены результаты работ, выполненных на кафедре метеорологии и климатологии Саратовского государственного университета им. Н.Г.Чернышевского [26-33]. В ходе этих исследований были проанализированы короткопериодические изменения глобальной инсоляции, вызванные планетными возмущения орбиты Земли, изучено влияние космических факторов на приземную температуру атмосферы и получена оценка характеристик ЗКС из анализа ее реакции на изменение солнечной постоянной. Наряду с автором, в этих работах участвовали также студенты - метеорологи географического факультета СГУ А.Н.Сурков, А.В.Федоренко, А.В.Катрущенко, В.М.Максимушкина и Т.Ю.Ефремова, которые являются соавторами соответствующих публикаций.

1 УРАВНЕНИЕ БАЛАНСА ЛУЧИСТОЙ ЭНЕРГИИ И ЕГО СЛЕДСТВИЯ

Условие баланса лучистой энергии, которое при глобальном осреднении выполняется с высокой точностью, предполагает равенство энергии солнечного излучения, поглощенной единицей поверхности Земли в единицу времени J , энергии длинноволновой радиации E , излученной этой площадкой за то же время. Обозначим через R расстояние от центра Земли до верхней границы атмосферы (ВГА). Учитывая, что при вращении планеты солнечное излучение, поглощенное площадью πR^2 , перераспределяется на всю площадь ВГА $4\pi R^2$, и обозначив через β среднее значение альбедо Земли получим для среднего расстояния нашей планеты от Солнца $J = I(1-\beta)/4$, где I - солнечная постоянная. В свою очередь, предполагая, что поверхность с температурой T излучает как абсолютно черное тело с поправкой на излучательную способность δ , имеем $E = \delta\sigma T^4$, где σ - постоянная Стефана – Больцмана.

Очевидно, что нарушение баланса лучистой энергии – отличие от нуля разности $J - E$, будет вызывать изменение количества теплоты Q в ЗКС, рассчитанное на единицу площади: $J - E = dQ/dt$. Учитывая связь изменения Q с изменением температуры $dQ/dt = C dT/dt$, где C – средняя теплоемкость ЗКС на единицу площади, запишем уравнение баланса в виде

$$C \frac{dT}{dt} = \frac{I(1-\beta)}{4} - \delta\sigma T^4 . \quad (1.1)$$

Как следует из уравнения (1.1), нарушение баланса энергии – отличие от нуля его правой части, вызывает изменение глобальной температуры, знак которого определяется знаком баланса, а скорость зависит от величины теплоемкости.

При нулевом балансе лучистой энергии дифференцирование его условия дает $dJ = 4\delta\sigma T^3 dT$. Отсюда, учитывая равенство $J = \delta\sigma T^4$, можно получить выражение для чувствительности ЗКС к радиационному воздействию на ВГА

$$\lambda_0 = \frac{dT}{dI} = \frac{T}{(1-\beta)I} . \quad (1.2)$$

Дифференциальное уравнение (1.1) описывает систему первого порядка, имеющую постоянную времени

$$\tau_0 = C\lambda_0 . \quad (1.3)$$

Приняв для солнечной постоянной значение $I = 1366 \text{ Вт м}^{-2}$, альбедо $\beta = 0.30$ и температуру поверхности $T = 288 \text{ К}$ из выражения (1.2) можно найти величину чувствительности $\lambda_0 = 0.30 \text{ К Вт}^{-1}\text{м}^2$. Однако результаты исследований дают, как правило, заметно большее значение этой характеристики. Так по данным IPCC 2007 [1] чувствительность может быть оценена как $0.8 \pm 0.4 \text{ К Вт}^{-1}\text{м}^2$. Такое увеличение чувствительности ЗКС обычно объясняется наличием положительной обратной связи. Из уравнения (1.1) видно, что подобная обратная связь может заключаться в уменьшении излучательной способности δ и (или) уменьшении альбедо β с ростом температуры. Изменения δ и β такого характера находят естественное объяснение [13]. В первом приближении, наличие обратной связи можно учесть, введя ее коэффициент f . Тогда эффективное значение чувствительности оказывается равным

$$\lambda = f\lambda_0 \quad (1.4)$$

При этом сохранение теплоемкости ЗКС в формуле (1.3) требует соответствующего изменения постоянной времени $\tau = f\tau_0$. Согласно данным, приведенным в работе [34], коэффициент обратной связи описывается выражением

$$f = \left(1 - \frac{1}{4} \frac{d \ln(1 - \beta)}{d \ln T} + \frac{1}{4} \frac{d \ln \delta}{d \ln T} \right)^{-1}.$$

Таким образом, оценка по результатам наблюдений параметров ЗКС τ и λ позволяет определить величину ее эффективной теплоемкости C и коэффициент обратной связи f .

Контрольные вопросы

1. В каком диапазоне спектра лежит максимум прямой солнечной радиации?
2. В каком диапазоне спектра лежит максимум излучения поверхности Земли?
3. Чему равно значение солнечной постоянной?
4. Что такое теплоемкость?
5. Как объяснить уменьшение альбедо Земли с ростом температуры?

2 ЛИНЕЙНЫЕ СИСТЕМЫ И ИХ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Объекты, при описании которых можно выделить входной сигнал x (воздействие) и выходной сигнал y (реакция), называются системами. Если входной и выходной сигналы системы являются функциями времени t (обозначаемыми как $x(t)$ и $y(t)$), то система называется динамической. Важным классом динамических систем являются линейные системы.

Пусть входному сигналу $x_1(t)$ соответствует выходной сигнал $y_1(t)$, а сигналу $x_2(t)$ – $y_2(t)$. Тогда, если линейной комбинации входных сигналов $\alpha x_1(t) + \beta x_2(t)$ соответствует линейная комбинация выходных сигналов с теми же коэффициентами $\alpha y_1(t) + \beta y_2(t)$, то система называется линейной.

Действие линейной динамической системы на входной сигнал может быть описано линейным неоднородным дифференциальным уравнением

$$a_n \frac{d^n y(t)}{dt^n} + \dots + a_1 \frac{dy(t)}{dt} + a_0 y(t) = x(t),$$

где a_0, a_1, \dots, a_n заданные постоянные. Максимальное значение n называется порядком системы. Если запаздывающий сигнал на входе $x(t + \Delta t)$ создает выходной сигнал с тем же запаздыванием $y(t + \Delta t)$, то система называется инвариантной во времени.

Для любой линейной, инвариантной во времени динамической системы выходной сигнал $y(t)$ является сверткой входного сигнала $x(t)$ с так называемой импульсной передаточной характеристикой $h(t)$ [35]:

$$y(t) = h(t) * x(t) = \int_{-\infty}^{\infty} h(t - \xi) x(\xi) d\xi \quad (2.1)$$

Предположим, что входной сигнал представляет собой дельта-функцию Дирака: $x(t) = \delta(t)$. Как известно, эта функция равна нулю повсюду, где ее аргумент не равен нулю, а интеграл от нее, взятый на всей числовой оси, равен единице. Поскольку свертка с $\delta(t)$ не изменяет функцию, то на выходе системы получаем:

$$y(t) = h(t) * \delta(t) = h(t).$$

Таким образом, импульсная передаточная характеристика может рассматриваться как реакция (выходной сигнал) линейной системы на воздействие (входной сигнал) в виде дельта-функции Дирака. Линейные динамические системы должны удовлетворять принципу причинности – выход системы не может зависеть от будущего воздействия. Это означает, что для таких систем $h(t) = 0$ при $t < 0$.

Критерием устойчивости линейной системы, а следовательно и возможности ее физической реализации, является абсолютная интегрируемость $h(t)$ [35]

$$\int_{-\infty}^{\infty} |h(t)| dt = M < \infty .$$

Таким образом, модуль импульсной передаточной характеристики физически реализуемой линейной системы должен достаточно быстро уменьшаться со временем.

Преобразование Фурье импульсной передаточной характеристики $h(t)$ называется частотной характеристикой линейной системы $H(f)$:

$$H(f) = \int_{-\infty}^{\infty} h(t) e^{-i2\pi ft} dt . \quad (2.2)$$

Частотную характеристику системы $H(f)$, являющуюся комплексной функцией частоты f , обычно записывают в виде

$$H(f) = A(f) e^{iF(f)} ,$$

где $A(f)$ – амплитудно-частотная характеристика, а $F(f)$ – фазово-частотная характеристика системы, представляющие собой действительные функции. Амплитудно-частотная характеристика показывает, как система изменяет амплитуду синусоиды с частотой f , а фазово-частотная характеристика определяет насколько запаздывает данная синусоида на выходе системы.

Задание $h(t)$ или $H(f)$ полностью определяет свойства линейной системы. Поскольку эти функции связаны соотношением (2.2), они не являются независимыми. Однако они могут быть найдены из анализа входного и выходного сигналов системы разными методами [36], что позволяет получить дополнительную независимую информацию о ее свойствах.

В физике обычно считается, что порядок линейной системы n равен числу ее независимых компонентов, способных запасать энергию. Из этого следует, что система

первого порядка может действовать только как фильтр низких частот. Импульсная передаточная характеристика такой системы при $t \geq 0$ имеет вид

$$h(t) = \frac{k}{\tau} \exp\left[-\frac{t}{\tau}\right], \quad (2.3)$$

где τ - постоянная времени, а k – коэффициент усиления системы. Соответствующая ей амплитудно-частотная характеристика дается выражением

$$A(f) = \frac{k}{\sqrt{1 + (2\pi f \tau)^2}}. \quad (2.4)$$

В случае системы второго или более высокого порядка поведение $h(t)$ отличается бóльшим разнообразием. В частности, возможен вариант, когда $h(t)$ является суммой спадающих экспонент вида (2.3) с различными значениями τ и k . Она может также представлять собой осциллирующую функцию времени. При этом соответствующая амплитудно-частотная характеристика $A(f)$ будет иметь резонансный пик на некоторой частоте f_0 . Выходной сигнал такой системы представляет собой синусоиду с периодом равным $T = 1/f_0$ и уменьшающейся со временем амплитудой. Более подробную информацию о свойствах линейных систем можно найти в учебнике [38].

Контрольные вопросы

1. Какая система называется линейной?
2. Что понимается под порядком системы?
3. Какая математическая операция называется сверткой двух функций?
4. Что такое постоянная времени?
5. Каков физический смысл импульсной передаточной характеристики?
6. Каков физический смысл амплитудно-частотной характеристики?
7. Как проявляется принцип причинности в случае линейных динамических систем?
8. Как формулируется критерий устойчивости линейной динамической системы?

3 ПОИСК ВЛИЯНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ФАКТОРОВ В РЯДАХ ПРИЗЕМНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ

Как было отмечено во введении, ряд космических факторов способен вызывать изменения глобальной инсоляции, играющие роль зондирующих сигналов при исследовании свойств ЗКС. Для поиска возможного влияния этих факторов на тропосферные процессы мы проанализировали ряды среднесуточных значений приземной температуры воздуха. Поскольку ожидаемое влияние космических факторов достаточно мало, для анализа необходимо брать временные ряды, продолжительностью не менее нескольких десятков лет. При этом возможные пропуски данных не должны превышать 1 – 2 суток подряд. Такие требования к исходным рядам оказываются достаточно жесткими и трудновыполнимыми. В результате проведенных поисков нам удалось найти три ряда среднесуточных значений приземной температуры, зарегистрированных метеостанциями городов Саратов (Россия), Лугано (Швейцария) и Дебилт (Нидерланды). Информация была собрана при выполнении проекта European Climate Assessment [39] и в настоящее время доступна по сети Интернет (<http://eca.knmi.nl>). Исходные ряды не содержали пропусков длиной, превышающей двое суток. В нескольких случаях отсутствующие значения были рассчитаны нами с помощью линейной интерполяции данных.

Учитывая значительную продолжительность анализируемых рядов, прежде всего необходимо исключить влияние глобального изменения климата. Для этого из отсчетов каждого ряда вычитался линейный тренд

$$T_c = at + b \quad , \quad (3.1)$$

параметры которого a и b оценивались методом наименьших квадратов.

Во всех трех рядах была проведена цифровая фильтрация данных с целью устранения изменения температуры воздуха, связанного со сменой сезонов. Фильтрация осуществлялась путем вычитания сезонных гармоник. В качестве основного периода был выбран тропический год (промежуток времени между двумя последовательными прохождением Солнца через точку весеннего равноденствия, 365.2422 суток). Сезонные гармоники представлялись как:

$$T_c = A \sin\left(\frac{2\pi}{P}t + \varphi\right), \quad (3.2)$$

где P - период (в сутках), t - время (в сутках от начала ряда), A – амплитуда гармоники (в К), φ – начальная фаза (в радианах). Амплитуда и начальная фаза находились путём подбора, исходя из условия

$$\sum_{i=1}^N (T_i - T_{c,i})^2 = \min, \quad (3.3)$$

где N – число отсчетов ряда, T_i – соответствующие им значения температуры с вычтенным линейным трендом, а $T_{c,i}$ – значения температуры (3.2) для гармоники. После вычитания синусоиды с годовым периодом из отсчетов рядов температуры аналогичным образом определялись параметры первой гармоники тропического года с периодом 182.6211 суток, а затем эта гармоника также вычиталась из отсчетов рядов.

Для поиска короткопериодических гармоник во временных рядах изменения температуры мы применили методику цифрового спектрального анализа. Это метод часто используется при анализе гидрометеорологических наблюдений. Он заключается в разложении реализаций во времени или в пространстве исследуемого явления на различные частотные составляющие (спектр мощности), другими словами, дает оценку частотной структуры случайного процесса. При этом предполагается, что анализируемый ряд является реализацией стационарного и эргодического случайного процесса. Спектр мощности характеризует вклад колебаний с разными частотами в дисперсию временного ряда.

Нами был выбран классический вариант спектрального анализа с расчетом спектра мощности путем фурье-преобразования автокорреляционной функции, так как он позволяет получать надежные оценки разрешающей способности и доверительного интервала [35,37]. Для отфильтрованных временных рядов были рассчитаны автокорреляционная функция и спектр мощности $S(f)$, где f - частота. Как известно, автокорреляционная функция случайного процесса характеризует общую зависимость значений в некоторый данный момент времени от значений в прошлом. Для временного ряда аномалий температуры $\Delta T(t)$ автокорреляционная функция, зависящая от временного сдвига τ , может быть определена как

$$R(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \Delta T(t) \Delta T(t + \tau) dt. \quad (3.4)$$

На практике, при анализе временных рядов спектр мощности обычно находится как преобразование Фурье автокорреляционной функции (3.4) с использованием корреляционного окна $U(\tau)$

$$S(f) = \int_{-\infty}^{\infty} U(\tau)R(\tau)e^{-i2\pi f\tau} d\tau . \quad (3.5)$$

Наиболее часто при цифровом спектральном анализе используется корреляционное окно Ханна [35]. Для выбранного максимального временного сдвига автокорреляционной функции τ_{\max} при $|\tau| \leq \tau_{\max}$ это окно дается выражением

$$U(\tau) = \frac{1}{2} \left(1 + \cos \frac{\pi\tau}{\tau_{\max}} \right) , \quad (3.6)$$

а при $|\tau| > \tau_{\max}$ функция $U(\tau)$ полагается равной нулю. В результате, вычисленный спектр мощности (3.5) будет являться сверткой истинного спектра со спектральным окном

$$W(f) = \frac{\sin(2\pi f\tau_{\max})}{\pi f} , \quad (3.7)$$

которое представляет собой преобразование Фурье выражения (3.6). Ширина этого спектрального окна характеризует разрешающую способность по частоте и равна

$$\Delta f = \frac{1.33}{\tau_{\max}} . \quad (3.8)$$

С целью уменьшения дисперсии спектра мощности обычно получают его сглаженную оценку [35], выбирая значение τ_{\max} существенно меньше продолжительности анализируемого временного ряда T . При этом для окна Ханна число степеней свободы сглаженной спектральной оценки составляет

$$n = 2.667 \frac{T}{\tau_{\max}} . \quad (3.9)$$

Для сглаженной оценки спектра $S(f)$ может быть найден доверительный интервал, в котором математическое ожидание этой оценки $S^H(f)$ находится с заданной вероятностью $P = 1 - \alpha$, где α - принятый уровень значимости. Величина

$$\frac{nS(f)}{S^\mu(f)}$$

имеет распределение χ_n^2 с n степенями свободы [35]. Доверительный интервал удобно строить на графике спектра мощности в логарифмическом масштабе. При этом его длина не зависит от частоты и такой логарифмический доверительный интервал может быть записан как

$$\left[\lg \frac{n}{x_n(1-\frac{\alpha}{2})}, \lg \frac{n}{x_n(\frac{\alpha}{2})} \right], \quad (3.10)$$

где $x_n(1-\frac{\alpha}{2})$ и $x_n(\frac{\alpha}{2})$ - соответствующие квантили распределения χ_n^2 . В дальнейшем мы будем принимать уровень значимости $\alpha = 0.10$.

Как следует из выражений (3.8) и (3.9) увеличение числа степеней свободы сглаженной спектральной оценки сопровождается ухудшением разрешающей способности по частоте. Поэтому при анализе спектров мощности необходимо искать компромисс между спектральным разрешением и дисперсией оценок спектра.

Для всех трех рядов изменения приземной температуры нами был выбран классический вариант спектрального анализа с расчетом спектра мощности путем фурье-преобразования автокорреляционной функции (3.5) и использованием корреляционного окна Ханна (3.6), так как он позволяет получать надежные оценки разрешающей способности и доверительного интервала [35,37]. Ниже в качестве примера приведены результаты анализа изменений температуры в городе Саратове.

Среднесуточные значения приземной температуры воздуха были получены по измерениям на метеостанции 34172 Саратов (51°34' N, 46°02' E, H = 156 м) с 1 октября 1945 г. по 31 августа 1999 г. Полное число отсчетов ряда составляет 19693.

Параметры линейного тренда температуры, найденные методом наименьших квадратов, оказались равными: $a = (9.7528 \pm 1.6040) \times 10^{-5} \text{ K d}^{-1}$ и $b = 5.3370 \pm 0.1824 \text{ }^\circ\text{C}$.

Амплитуда и начальная фаза синусоиды с периодом, равным тропическому году, определенные методом наименьших квадратов, составляют 16.680 К и 2.8872 рад. Параметры первой гармоники тропического года равны $A = 1.028 \text{ K}$ и $\varphi = 6.1100 \text{ рад}$. Эти две синусоиды были вычтены из отсчетов ряда. Среднеквадратичное отклонение временного ряда температуры после вычитания сезонных гармоник равно $\sigma = 4.933 \text{ K}$. Данная величина характеризует изменение среднесуточных значений температуры в Саратове, не связанные с сезонными вариациями.

После фильтрации ряда были рассчитаны автокорреляционная функция и спектр мощности $S(f)$. При выбранном максимальном сдвиге автокорреляции в 5000 отсчетов для использованного корреляционного окна Ханна ширина спектрального окна составляет $\Delta f = 2.667 \times 10^{-4} \text{ d}^{-1}$. Число степеней свободы спектральной оценки равно 11, а длина 90% -го логарифмического доверительного интервала 0.634. На рис. 3.1 представлен график логарифма спектра мощности во всем диапазоне частот от 0.0 d^{-1} до частоты Найквиста 0.5 d^{-1} . Длина 90%-го доверительного интервала показана вертикальным отрезком. Большинство спектральных пиков, наблюдаемых на рис. 3.1, не выходят за пределы доверительного интервала и могут считаться случайными. Единственный хорошо заметный пик на частоте $f = 0.00821 \text{ d}^{-1}$, соответствующей периоду 121.7474 суток, связан со второй гармоникой тропического года, не исключенной при предварительной обработке ряда.

В целом, поведение спектра мощности характерно для так называемого красного шума, при котором вклад колебаний в общую дисперсию увеличивается с уменьшением частоты. При таком характере спектра дать точный долгосрочный прогноз среднесуточной температуры воздуха, основываясь только на самом временном ряде, практически невозможно. Кроме того, с достаточной долей уверенности можно утверждать, что спектр мощности любой другой метеорологической величины, коррелирующей с температурой воздуха, также будет иметь подобный шумовой характер.

В полученном спектре мощности удалось выявить ряд пиков, периоды которых, в пределах погрешности, совпадают с периодами изменения различных космических факторов. Для большей наглядности график, изображенный на рис. 3.1, разбит на три части.

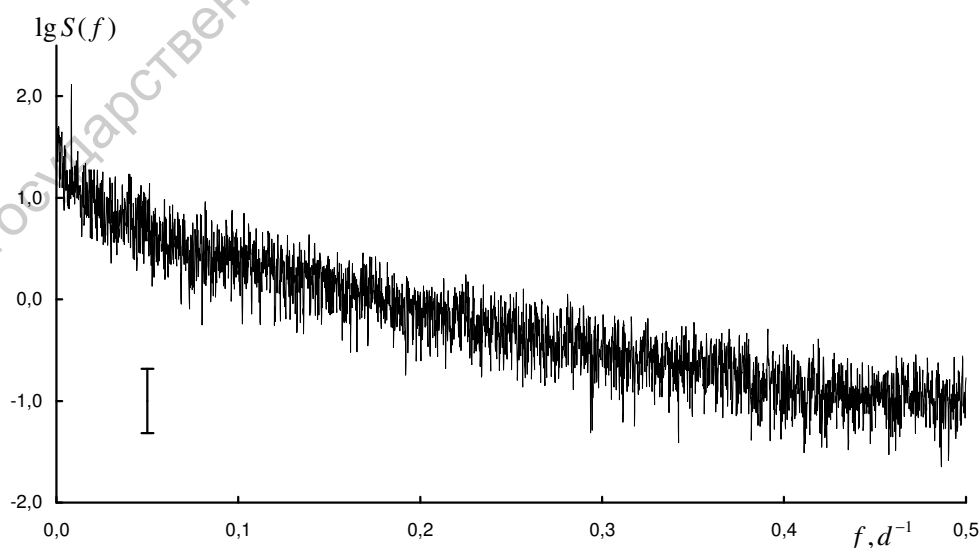


Рис. 3.1. График логарифма спектра мощности временного ряда среднесуточных значений температуры Саратова во всем диапазоне частот.

На рис. 3.2 показан график десятичного логарифма спектра мощности в диапазоне частот от 0.0 до 0.01 d^{-1} (соответствующих периодам более 100 суток). Вертикальным отрезком на этом рисунке показан 90% логарифмический доверительный интервал, а горизонтальным – ширина спектрального окна, характеризующая разрешающую способность по частоте. Единственный статистически значимый пик соответствует второй гармонике тропического года и не представляет для нас интереса. На рис. 3.2 статистически значимо не проявляется 11-летний цикл солнечной активности. Очевидно, что длина анализируемого ряда мала для обнаружения возможного влияния этого цикла. То же самое можно сказать и в отношении циклов приливных изменений скорости вращения Земли с характерными значениями 70, 33, 22 и 6 лет [40]. Не заметно влияния и более коротких квазидвухлетнего цикла (в среднем равного 2.40 года), обнаруживаемого в различных атмосферных процессах [41], и чандлеровского периода движения полюса (1.19 года), вызывающего так называемый полюсный прилив в океане и атмосфере [42].

На рис. 3.3 приведена часть рассчитанного спектра мощности в диапазоне частот f от 0.03 d^{-1} до 0.04 d^{-1} , соответствующих периодам около одного месяца. Совмещая середину доверительного интервала с основанием пиков в спектре мощности можно убедиться, что ряд наблюдаемых гармоник являются статистически значимыми. Мы можем отождествить в данной области спектра несколько гармоник, периоды которых, в пределах оцененной погрешности, совпадают с известными значениями периодов изменения космических факторов. Наиболее заметны гармоника синодического месяца L_0 (промежуток времени между двумя одноименными фазами Луны, равный 29.53 суток), связанная с изменением инсоляции при движении системы Земля – Луна вокруг общего центра масс [28], и месячная гармоника лунно-солнечного прилива M_m (27.55 суток) [43]. Обозначения этих гармоник показаны у вершин соответствующих пиков на рис. 3.3. Особый интерес представляют связанные с солнечной активностью гармоника T_{S1} (27.03 суток) и T_{S2} (28.30 суток).

В области спектра мощности в диапазоне частот от 0.07 до 0.08 d^{-1} , приведенной на рис. 3.4, обнаруживается полумесячная приливная гармоника M_f (с периодом 13^d.66 суток) [43].

Характеристики отождествленных гармоник приведены в таблице 3.1. Значения периодов (в средних солнечных сутках) рассчитаны, как величины, обратные измеренным частотам f . Если принять, что погрешность оценки частоты равна ширине спектрального окна Δf , то оценка погрешности измерения периода гармоника может быть получена по формуле

$$\Delta T = T^2 \Delta f . \quad (3.11)$$

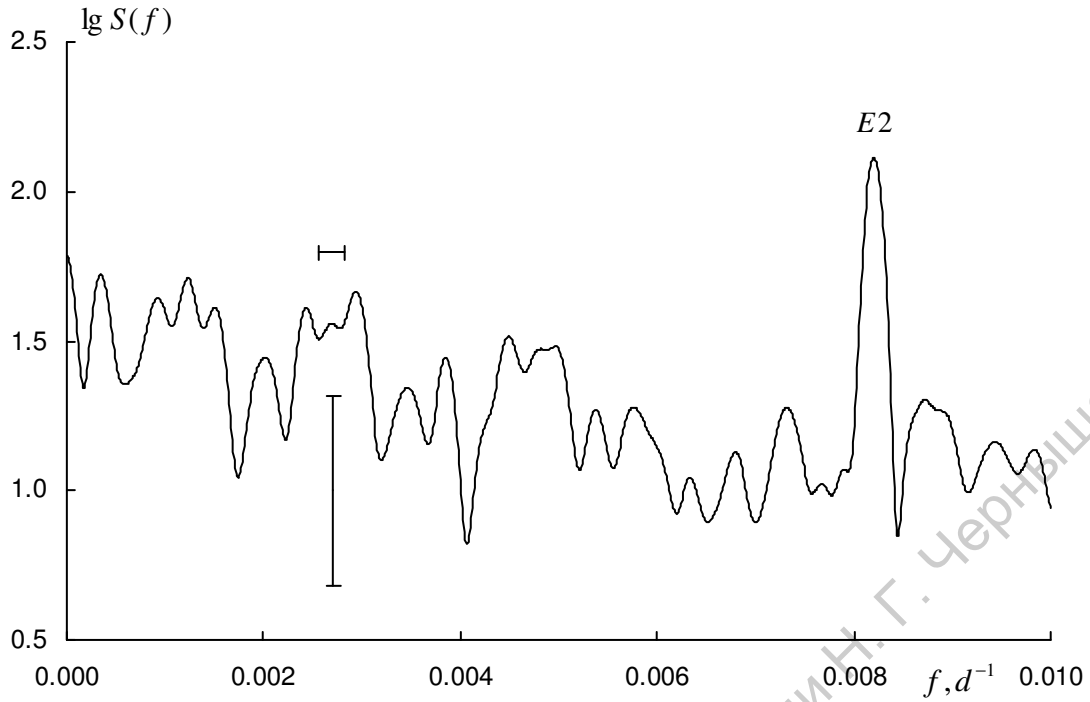


Рис. 3.2. График логарифма спектра мощности временного ряда среднесуточных значений температуры Саратова в диапазоне частот от 0.0 до 0.01 d^{-1} .

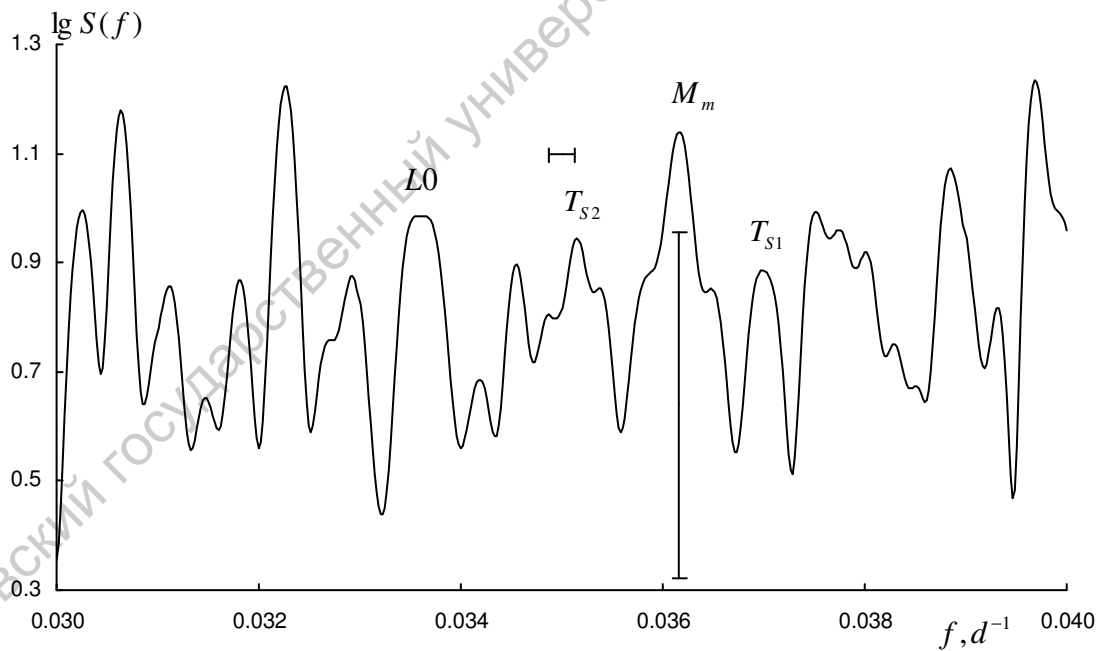


Рис. 3.3. График логарифма спектра мощности временного ряда среднесуточных значений температуры Саратова в диапазоне частот от 0.03 до 0.04 d^{-1} , соответствующим периодам около одного месяца.

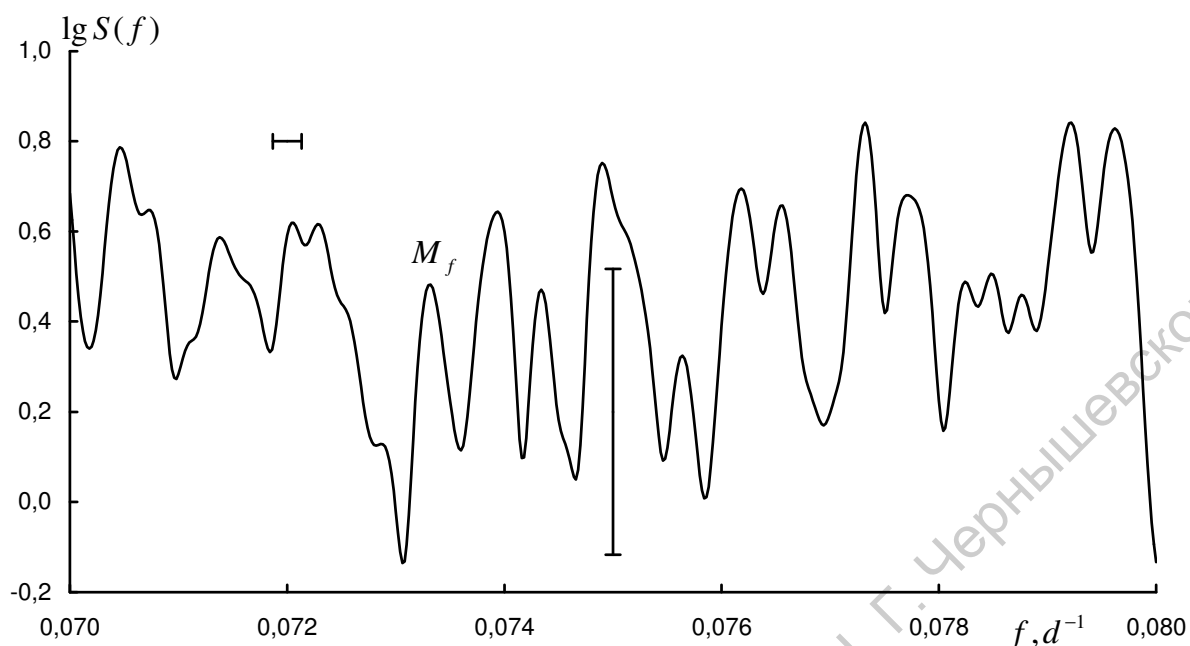


Рис. 3.4. График логарифма спектра мощности временного ряда среднесуточных значений приземной температуры в Саратове в диапазоне частот от 0.07 до 0.08 d^{-1} , соответствующих периодам гармоник около полумесяца.

Таблица 3.1. Частоты и периоды гармоник, найденных в спектре мощности ряда среднесуточных значений приземной температуры воздуха на метеостанции 34172 Саратов.

Обозначение гармоника	Найденное значение частоты, $10^{-2} d^{-1}$	Найденное значение периода, d	Точное значение периода, d
L0	3.364	29.73 ± 0.24	29.53
M _m	3.616	27.65 ± 0.20	27.55
M _f	7.332	13.64 ± 0.05	13.66
T _{S1}	3.700	27.03 ± 0.19	27.03
T _{S2}	3.514	28.46 ± 0.22	28.30

Характер полученного спектра мощности не позволяет провести точный расчет амплитуд гармоник. Грубая оценка дает для них величину, не превышающую 0.1 К. Таким образом, вклад гармоника в дисперсию ряда, пропорциональный квадрату амплитуды, должен иметь величину порядка $10^{-2} K^2$. Сравнивая ее с дисперсией ряда $\sigma^2 = 24.33 K^2$ можно

сделать вывод, что данные космические факторы не могут непосредственно сколь-нибудь заметно повлиять на приземную температуру. Тем не менее, обнаружение этих гармоник демонстрирует высокие возможности спектрального анализа продолжительных рядов метеорологических наблюдений. Ранее уже отмечалось, что при цифровом спектральном анализе частоты гармоник определяются гораздо точнее, чем их амплитуды. Совпадение в пределах оцененных погрешностей найденных периодов гармоник с точными значениями служит еще одним подтверждением их реальности.

С целью повышения достоверности мы объединили результаты спектрального анализа рядов среднесуточных значений приземной температуры на всех трех метеостанциях, проведя вычисление средневзвешенных значений периодов гармоник. Значения весов были выбраны равными числу степеней свободы спектральной оценки. Так как число усредняемых значений мало, мы по-прежнему полагаем, что погрешности оценки периодов определяются шириной спектрального окна. Полученные результаты приведены в таблице 3.2, в которой показаны также точные значения периодов.

Таблица 3.2. Оценки средневзвешенных значений периодов гармоник, найденных в спектрах мощности трех рядов приземной температуры воздуха.

Обозначение гармоника	Средневзвешенное значение периода, d	Точное значение периода, d
L0	29.52 ± 0.23	29.53
M _m	27.67 ± 0.21	27.55
M _f	13.66 ± 0.05	13.66
T _{S1}	27.15 ± 0.20	27.03
T _{S2}	28.50 ± 0.22	28.30

При анализе рядов среднесуточных значений приземной температуры воздуха продолжительностью свыше ста лет (в городах Лугано и Дебилт) уверенно обнаруживается влияние даже достаточно длительных циклов, таких как квазидвухлетний цикл и чандлеровский период движения полюса. Строго говоря, оба эти явления нельзя отнести к космическим факторам. Первое из них, по-видимому, обусловлено свойствами земной атмосферы [41], в то время как второе зависит от внутреннего строения нашей планеты [42].

Наличие в спектре мощности всех трех рядов температуры приливных гармоник M_m и M_f не является неожиданным. Лунно-солнечные атмосферные приливы вызывают изменения давления, а, следовательно, и температуры воздуха. Однако эти изменения должны быть очень малыми. Даже в тропической зоне Земли амплитуда изменения давления, вызванного наиболее интенсивной полусуточной гармоникой атмосферного прилива M_2 , составляет на уровне моря около $1 \text{ гПа} - 10^{-3}$ от нормального давления. При удалении в область умеренных и высоких широт амплитуда заметно уменьшается.

Нам не удалось найти в литературе теоретических оценок амплитуд изменения приземной температуры атмосферы для приливных гармоник M_m и M_f . Некоторое представление о степени их влияния, по сравнению с гармоникой M_2 , можно получить, сравнив значения амплитудного коэффициента соответствующих им гармоник приливообразующего потенциала [43]. Для M_2 это значение равно 0.908, для M_f – 0.156, а для M_m – 0.083. Таким образом, относительное изменение приземного давления в тропической зоне, связанное с приливными гармониками M_m и M_f , должно быть порядка 10^{-4} . Как известно, в адиабатическом приближении изменения давления p и температуры T связаны соотношением

$$\frac{dT}{T} = \frac{R_d}{c_p} \frac{dp}{p}, \quad (3.12)$$

где $R_d = 287 \text{ Дж кг}^{-1}\text{К}^{-1}$ – газовая постоянная для сухого воздуха, а $c_p = 1005 \text{ Дж кг}^{-1}\text{К}^{-1}$ – его теплоемкость при постоянном давлении. Из выражения (3.12) следует, что относительное изменение температуры (в абсолютной шкале) составляет около 0.3 от соответствующего изменения давления. Приняв среднюю температуру равной 300 К, получим грубую оценку амплитуды температуры гармоник M_m и M_f порядка 10^{-2} К. Таким образом, обнаружение в рядах приземной температуры воздуха приливных гармоник M_m и M_f с настолько малыми амплитудами демонстрирует высокие возможности спектрального анализа.

В спектрах мощности всех трех рядов температуры обнаружены связанные с солнечной активностью гармоники T_{S1} и T_{S2} . Они присутствуют в изменениях межпланетного магнитного поля (ММП), порождаемого фотосферными магнитными полями Солнца, которые в свою очередь создаются с помощью механизма гидромагнитного динамо. Вследствие вращения Солнца ММП приобретает характерную секторную структуру, которая пересекается Землей в ходе ее орбитального движения. При пересечении границы сектора полярность магнитного поля (принимаемая положительной в направлении от Солнца) сохраняется постоянной в течение нескольких суток, а затем меняется на противоположную. В ряде исследований были получены указания на возможность связи явлений пересечения

Землей границ секторов ММП с изменениями приземного атмосферного давления, индекса завихренности и грозовой активности [44].

Анализ наблюдений ММП, проведенных космическими аппаратами в 1963 – 1998 гг., позволил обнаружить в его изменениях гармонику с периодом $27^d.03 \pm 0^d.02$ [45], близким к синодическому периоду вращения Солнца. В дальнейшем ряд наблюдений ММП был дополнен до начала 1926 г. более ранними данными, восстановленными по результатам измерений наземными магнитометрами, а также продлен до 2007 г. наблюдениями из космоса. Исследование эволюции спектра мощности этого временного ряда позволило получить интересные результаты [46]. Оказалось, что в 1926 – 1950 гг., 1980 – 1992 гг. и после 2000 г. основной гармоникой спектра была гармоника с периодом $27^d.03$, в то время как в 1950 – 1970 гг. доминировала гармоника, имеющая период $28^d.30$.

Наряду с исследованием изменений ММП, в работе [46] был проведен анализ карт абсолютных величин напряженности фотосферного магнитного поля Солнца. Было обнаружено существование двух основных мод поля, не участвующих в дифференциальном вращении фотосферы. Эти моды вращаются с постоянной угловой скоростью и имеют периоды $27^d.04 \pm 0^d.03$ в северном полушарии и $28^d.24 \pm 0^d.03$ в южном полушарии Солнца. Существование и наблюдаемые характеристики мод фотосферного магнитного поля объясняются особенностями механизма солнечного динамо [46]. Их периоды практически равны периодам гармоник изменения ММП.

Следует отметить, что период гармоник T_{S1} совпадает с синодическим периодом вращения Солнца и изменения с этим периодом ранее неоднократно фиксировались при анализе временных рядов разных метеорологических и геофизических величин [44]. Данный феномен получил название 27-суточной рекуррентности и объясняется наличием активных областей, существующих в течение нескольких оборотов Солнца. При этом достигающее Земли электромагнитное и корпускулярное излучение вспышек, возникающих в активных областях, модулируется вращением Солнца. Таким образом, присутствие в спектре мощности только одной гармоник T_{S1} не может считаться достаточным условием существования связи флуктуаций атмосферного давления с изменениями ММП. Решающим фактом является одновременное наличие в спектре гармоник T_{S2} . Период этой гармоник не совпадает с характерным временем каких-либо других земных или космических процессов кроме изменения ММП, а ее происхождение связано с особенностями механизма солнечного динамо. Наличие гармоник T_{S1} и T_{S2} наглядно демонстрирует возможность влияния факторов солнечной активности на тропосферные процессы. Однако конкретные механизмы этого влияния до настоящего времени все еще являются предметом дискуссий.

Во всех трех рядах приземной температуры атмосферы уверенно отождествляется гармоника L_0 с периодом, равным синодическому месяцу. Эта гармоника связана с изменением инсоляции, вызванным вращением системы Земля – Луна вокруг общего центра масс. Как было получено нами ранее в работе [28], амплитуда такого изменения инсоляции равна 82.54 ± 0.07 мВт/м². Синхронно с этим процессом действует изменение потока приходящего от Луны излучения с амплитудой около 6.5 мВт/м². Из сравнения с величиной солнечной постоянной 1366.22 Вт/м² видно, что оба эти космические факторы в сумме дают относительное изменение инсоляции, не превышающее 10^{-4} . Тем не менее, влияние данного изменения инсоляции достаточно надежно обнаруживается в анализируемых спектрах мощности рядов температуры.

Независимое подтверждение влияния рассмотренных космических факторов на тропосферу было получено в работе [30], в которой проведен анализ спектра мощности временного ряда ежедневных значений атмосферного давления, измеренных на альпийской высокогорной станции Юнгфрауйох с 1968 по 1992 г. В спектре ряда статистически значимо проявляются обе гармоники лунно-солнечного прилива M_m и M_f , гармоника с периодом синодического месяца L_0 , а также связанные с солнечной активностью гармоники T_{S1} и T_{S2} .

Важно отметить, что наличие у Земли спутника создает своеобразный зондирующий сигнал для исследования глобальной климатической системы, хотя этот сигнал и имеет очень малую амплитуду. Присутствие гармоники L_0 в рядах температуры показывает, что климатическая система Земли не сглаживает подобные, достаточно быстрые, изменения внешнего радиационного воздействия и способна на них реагировать. Для линейной системы первого порядка это, в свою очередь, говорит о том, что ее постоянная времени или характерное время отклика климатической системы на изменение приходящего потока излучения, не может заметно (например, в несколько раз) превышать продолжительность синодического месяца.

Контрольные вопросы

1. Какие космические факторы могут влиять на приземную температуру атмосферы?
2. Какие временные ряды называются стационарными?
3. Какие временные ряды называются эргодическими?
4. Каков физический смысл спектра мощности временного ряда?
5. Где расположен центр масс системы Земля - Луна?

4 ПРИМЕНЯВШИЕСЯ РАНЕЕ МЕТОДЫ ОЦЕНКИ ХАРАКТЕРИСТИК ЗЕМНОЙ КЛИМАТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

Задача изучения характеристик ЗКС рассматривалась многими авторами. Результаты более ранних исследований суммированы в монографиях [3,4,5,13,25]. Поэтому ниже мы кратко рассмотрим методы и результаты работ последнего десятилетия. Основной трудностью, с которой приходится сталкиваться при оценке отклика ЗКС на изменение инсоляции, является наличие дополнительных внутренних факторов системы, оказывающих воздействие на глобальную температуру. Влияние этих факторов может иметь как случайный (флуктуации концентрации вулканического аэрозоля), так и циклический характер (явление Эль-Ниньо, квазидвухлетний цикл и т.п.).

В работе [47] для описания среднемесячных значений глобально усредненной приповерхностной температуры $T(t)$ с 1979 по 2004 г. использовалась модель множественной регрессии, в которой наряду с изменением солнечной постоянной $I(t)$ (ряд PMOD TSI) учитывалось влияние аэрозоля, связанного с вулканическими извержениями $V(t)$, и изменения температуры океана в регионе действия явления Эль-Ниньо $S(t)$. Уравнение множественной регрессии имело вид:

$$T(t) = kI(t) + lS(t) + nV(t) + mt + T_0 ,$$

где два последних члена описывают возможный линейный тренд. Коэффициенты регрессии k , l , n , m и параметр T_0 были найдены методом наименьших квадратов.

Данная модель позволяет оценить величину коэффициента усиления k в выражении (2.3), связывающего установившееся изменение на выходе системы ΔT с заданным изменением входного сигнала ΔI и чувствительность ЗКС к радиационному воздействию на верхней границе атмосферы (ВГА) λ . Полученные величины оказались равными $k = 0.10 \pm 0.02 \text{ К Вт}^{-1} \text{ м}^2$ и $\lambda = 0.63 \pm 0.13 \text{ К Вт}^{-1} \text{ м}^2$. Для постоянной времени ЗКС авторы работы [47] приняли значение $\tau = 3$ мес. При этом они ссылались на результаты своих предыдущих исследований времени релаксации для широтных зон Земли шириной 30° , давших для разных зон значения τ от 1 до 2 мес.

В модели множественной регрессии для аномалий значений температуры $\Delta T(t)$, использованной Локвудом [48], рассматривались те же три фактора, влияющие на ЗКС, что и в работе [47], но были дополнительно введены три свободных параметра – постоянные времени для каждого фактора. Оптимальное значение коэффициента k для композитного

ряда измерений солнечной постоянной PMOD TSI оказалось равным $0.0507 \text{ К Вт}^{-1} \text{ м}^2$, а для ряда ACRIM TSI – $0.0533 \text{ К Вт}^{-1} \text{ м}^2$. Значения постоянных времени τ для этих рядов равны соответственно 0.80 и 0.75 года. Оценки коэффициента k дают среднюю величину чувствительности $\lambda = 0.30 \text{ К Вт}^{-1} \text{ м}^2$. Необходимо отметить, что использованная в работе [48] методика не позволяет оценить погрешности параметров модели.

Рассмотренный подход к оценке скорости реакции ЗКС на внешнее радиационное воздействие и ее чувствительности, на наш взгляд, не свободен от недостатков. В моделях множественной регрессии учитывался только один циклический фактор, влияющий на глобальную температуру, - явление Эль-Ниньо. Кроме того, изменения температуры океана в регионе действия этого явления и изменения глобальной инсоляции вряд ли можно считать независимыми переменными.

Шварц [34] предложил метод оценки постоянной времени τ ЗКС, основанный на анализе ее выходного сигнала – аномалий глобально усредненных среднемесячных значений приповерхностной температуры $\Delta T(t)$ с 1880 по 2004 г. Рассмотренное им уравнение энергетического баланса Земли (1.1) предполагает для ЗКС модель авторегрессии первого порядка и при наличии на входе системы белого шума автокорреляционная функция $R_T(\xi)$ значений $\Delta T(t)$, где ξ - величина запаздывания, должна иметь вид спадающей экспоненты, скорость уменьшения которой определяется величиной τ . Анализ автокорреляции $R_T(\xi)$ дал оценку $\tau = 5 \pm 1$ год, что соответствует значению чувствительности ЗКС к изменению радиационного воздействия на ВГА $\lambda = 0.30 \pm 0.14 \text{ К Вт}^{-1} \text{ м}^2$ [34].

Эти результаты были подвергнуты критике в работах [49,50,51]. Основными замечаниями были указание на то, что для сравнительно коротких временных рядов данный метод дает сильно смещенную оценку τ и то, что реакция ЗКС не может быть охарактеризована только одной постоянной времени. В частности, Скафетта [51,52] показал, что автокорреляция значений $\Delta T(t)$ лучше представляется суммой двух спадающих экспонент с постоянными времени 0.4 ± 0.1 и 8.7 ± 2.0 года. Отчасти учтя эти замечания Шварц [53] получил новые значения $\tau = 8.5 \pm 2.5$ года и $\lambda = 0.51 \pm 0.26 \text{ К Вт}^{-1} \text{ м}^2$. Он также согласился с возможной неполнотой описания ЗКС одной линейной динамической системой первого порядка и привел пример электрической схемы, моделирующей поведение ЗКС. Схема включает две слабо связанные RC – цепочки, состоящих из резистора R и конденсатора C , с постоянными времени τ_1 и τ_2 , причем $\tau_1 \ll \tau_2$. Скорость реакции такой системы на внешнее воздействие определяется малой величиной τ_1 , а время установления - τ_2 . В случае ЗКС величина эквивалентная τ_2 составляет около 3000 лет и обусловлена большой тепловой инерцией глубинных вод океана [54].

Использование для ЗКС модели авторегрессии первого порядка предполагает наличия на входе системы белого шума, в то время как в изменениях $\Delta I(t)$ явно наблюдается 11-летний цикл солнечной активности. Можно показать, что данному методу оценки постоянной времени ЗКС присущ еще один принципиальный недостаток, способный существенно исказить результаты, особенно на малых интервалах времени запаздывания ξ . Метод неявно предполагает отсутствие шума в исходных данных $\Delta T(t)$. Очевидно, что до начала спутниковых измерений глобальной температуры погрешность оценок $\Delta T(t)$ была достаточно велика, особенно для использованных в работах [34,51,52,53] данных XIX века. Предполагая, что связанный с этой погрешностью случайный шум $n(t)$ является аддитивным, выходной сигнал ЗКС может быть записан как $\Delta T(t) + n(t)$. Важно отметить, что этот шум не прошел через систему и его спектр мощности может иметь достаточно широкую полосу частот. Если выходной сигнал ЗКС не коррелирован с шумом, то автокорреляционная функция аномалий температуры становится равной $R_T(\xi) + R_n(\xi)$. При широкой полосе частот шума его автокорреляция $R_n(\xi)$ имеет вид резкого пика с максимумом при нулевом значении запаздывания ξ . Такой пик автокорреляционной функции хорошо заметен на соответствующих графиках в работах [34,51,52,53] и его наличие не позволяет надежно оценивать значения постоянной времени τ менее одного года.

Взаимосвязь изменений солнечной постоянной с аномалиями глобально усредненных значений приповерхностной температуры изучалась также в работах [55,56], в том числе и с применением методов нелинейной динамики. Использовались ряды среднегодовых значений соответствующих характеристик. Были получены оценки чувствительности ЗКС к изменению солнечной постоянной на разных интервалах времени с начала XVII века. В отношении времени реакции ЗКС сделан вывод, что оно не превышает одного года [56]. Очевидно, что оценка времени реакции по среднегодовым значениям характеристик не может считаться достаточно надежной. Это же обстоятельство затрудняет сравнение результатов работ [55,56] с приведенными выше результатами других авторов, использовавших среднемесячные значения.

Таким образом, изменение солнечной постоянной, для которой в последние три десятилетия имеются высокоточные ряды заатмосферных наблюдений, может использоваться как зондирующий сигнал для оценки характеристик ЗКС. При этом основной трудностью, которую необходимо будет преодолеть, является наличие дополнительных внутренних факторов системы, оказывающих воздействие на глобальную температуру.

Контрольные вопросы

1. Почему извержения вулканов могут влиять на глобальную температуру?
2. В чем заключается и где наблюдается явление Эль-Ниньо?
3. Какие еще внутренние факторы ЗКС могут влиять на глобальную температуру?
4. В чем состоит идея метода наименьших квадратов?
5. Каков физический смысл автокорреляционной функции временного ряда?
6. Какой вид имеет автокорреляционная функция выхода системы первого порядка?
7. Если поведение ЗКС характеризуется двумя постоянными времени, то какой порядок имеет эта система?
8. Какая из подсистем ЗКС является наименее инерционной?
9. Какая из подсистем ЗКС является наиболее инерционной?
10. Какова размерность чувствительности ЗКС λ ?

5 НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Для решения поставленной задачи оценки характеристик ЗКС по ее реакции на изменение солнечной постоянной можно использовать композитный ряд спутниковых измерений среднесуточных значений $I(t)$, получивший название PMOD TSI [17] (ftp://ftp.pmodwrc.ch/pub/data/irradiance/composite/DataPlots/composite_d41_62_0910.dat). Отсутствующие отсчеты были заполнены с помощью линейной интерполяции и вычислены среднемесячные значения с января 1976 г. по май 2009 г. Полное число отсчетов составляет $N = 401$. Входной сигнал ЗКС $\Delta I(t)$, полученный вычитанием из данного ряда среднего значения $1365.9175 \text{ Вт м}^{-2}$, приведен на рис. 5.1. По оси абсцисс отложено число месяцев с начала ряда.

В качестве выходного сигнала ЗКС был взят ряд аномалий глобально усредненных среднемесячных значений приповерхностной температуры $\Delta T_0(t)$ (суша + океан) ERSSTv3b [57] по результатам спутниковых измерений за тот же самый интервал времени (ftp://eclipse.ncdc.noaa.gov/pub/ersstv3b/pdo/aravg.mon.land_ocean.90S.90N.asc). Из ряда был вычтен линейный тренд $\Delta T_c(t) = at + b$, где t – время, отсчитываемое в месяцах от начального значения. Параметры тренда, найденные методом наименьших квадратов, оказались равными $a = 1.4178 \times 10^{-3} \pm 5.2116 \times 10^{-5} \text{ К мес.}^{-1}$ и $b = -0.1155 \pm 0.1201 \times 10^{-3} \text{ К}$.

Результаты измерения солнечной постоянной приведены к стандартному расстоянию в одну астрономическую единицу. Поэтому для дальнейшего сопоставления данных в ряде аномалий глобальной температуры необходимо устранить сезонные изменения. С этой целью из ряда последовательно вычитались синусоида с годичным периодом и ее две первые гармоники. Амплитуды и начальные фазы синусоид оценивались методом наименьших квадратов и полученные значения даны в таблице 5.1.

Таблица 5.1. Параметры сезонных гармоник аномалий глобальной температуры.

Номер гармоники	Период, мес.	Амплитуда, К	Начальная фаза, рад.
0	12	0.02320	0.8143
1	6	0.01169	0.5342
2	4	0.00764	0.3515

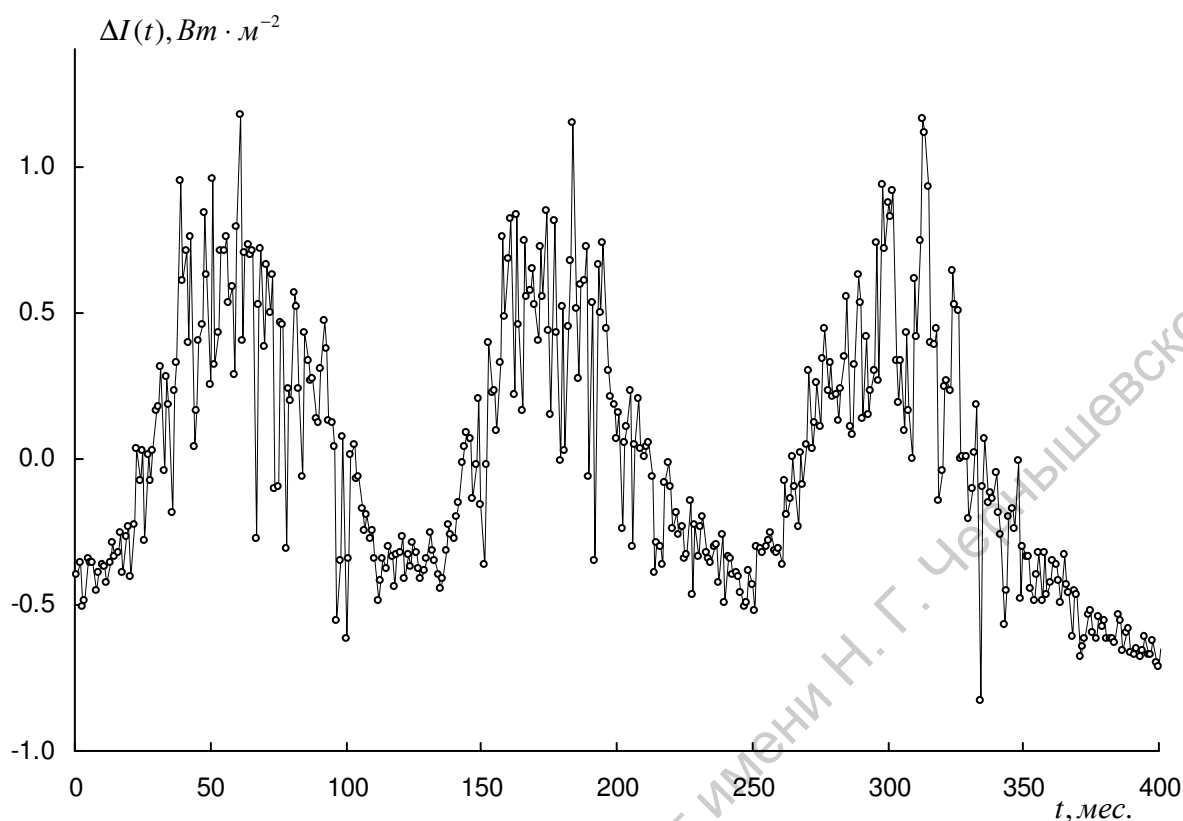


Рис. 5.1 Изменение среднемесячных значений величины солнечной постоянной (композитный ряд PMOD TSI).

Значения аномалий глобальной температуры $\Delta T(t)$ с вычтенными линейным трендом и сезонными гармониками показаны на рис. 5.2. Как и на рис. 5.1, по оси абсцисс отложено число месяцев с начала ряда. Рассчитанный коэффициент линейной корреляции рядов $\Delta I(t)$ и $\Delta T(t)$, равный 0.25 ± 0.05 , невелик, но статистически значимо отличается от нуля и имеет положительный знак.

Стандартные отклонения оценок значений аномалий глобальной температуры ряда ERSSTv3b в рассматриваемый интервал времени обычно не превышают 0.002 К [57]. Простой визуальный анализ графика $\Delta T(t)$ на рис. 5.2 показывает присутствие в выходном сигнале ЗКС резких увеличений и уменьшений температуры с характерным временем 2 – 3 месяца и максимальными отклонениями в десятки раз превышающими оцененную погрешность измерений. Это свидетельствует о том, что ЗКС не сглаживает воздействия подобной продолжительности и эквивалентная постоянная времени системы (или точнее подсистемы, отвечающей за скорость реакции) должна быть около одного месяца. При этом время установления ЗКС может быть во много раз больше.

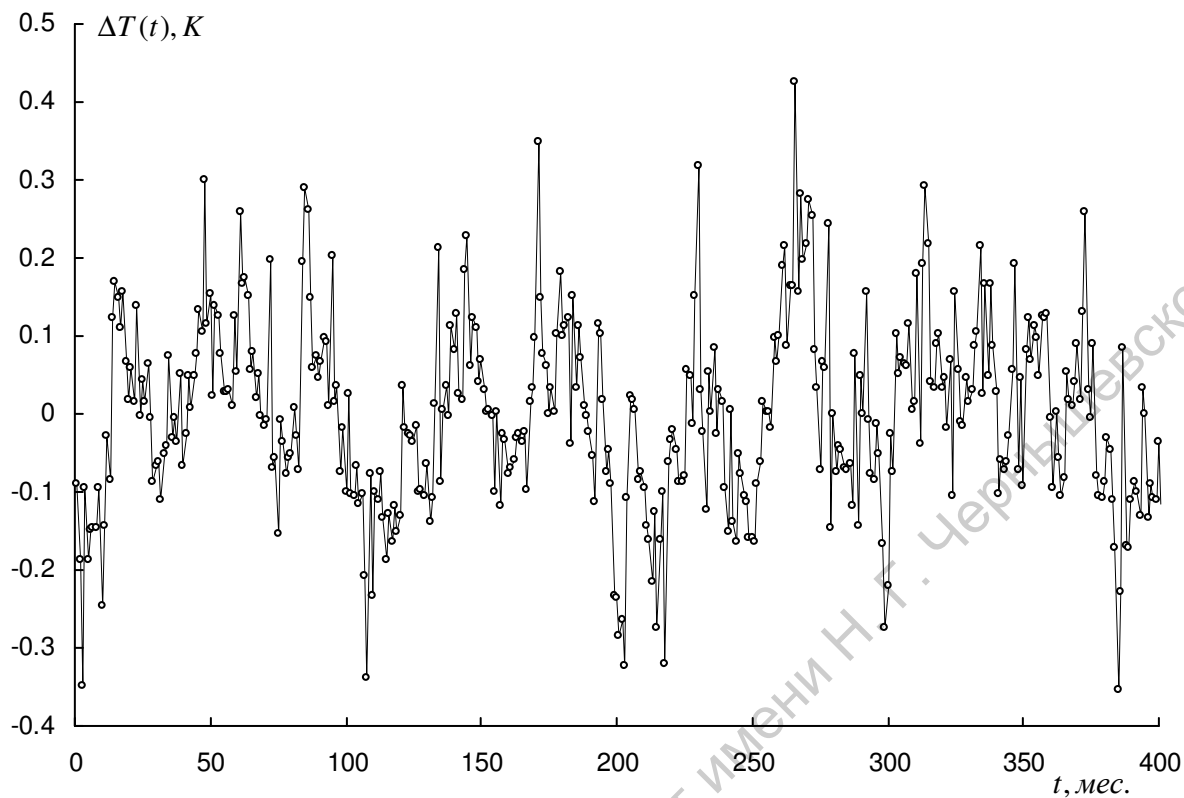


Рис. 5.2 Аномалии среднемесячных значений глобально усредненной приповерхностной температуры (ряд ERSSTv3b) с вычтенными линейным трендом и сезонными гармониками.

Контрольные вопросы

1. Какова природа линейного тренда в ряде глобальной температуры?
2. Почему в ряде глобальной температуры проводится фильтрация годовичных гармоник?
3. Какова размерность солнечной постоянной?
4. Что такое коэффициент линейной корреляции временных рядов?
5. Какова продолжительность цикла изменения солнечной постоянной на рис. 5.1?
6. Какова приблизительно амплитуда этого цикла?
7. Каков порядок погрешности современных оценок значений глобальной температуры?

6 ВОССТАНОВЛЕНИЕ ИМПУЛЬСНОЙ ПЕРЕДАТОЧНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЗЕМНОЙ КЛИМАТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ НА МАЛЫХ ИНТЕРВАЛАХ ВРЕМЕНИ

В дальнейшем мы будем рассматривать ЗКС как инвариантную во времени линейную динамическую систему, входом которой является изменение солнечной постоянной $\Delta I(t)$, а выходом – аномалии глобальной приповерхностной температуры $\Delta T(t)$. При этом суммарное воздействие всех других факторов, влияющих на глобальную температуру (флуктуации облачности, изменение концентрации аэрозоля и т.п.), рассматривается как случайный шум. Последнее предположение имеет вполне определенные обоснования. Так по данным работы [47] в рассматриваемый интервал времени влияние явления Эль-Ниньо в значительной степени компенсировалось вулканической активностью. Другие циклические факторы ЗКС (Северо-Атлантическое колебание, квазидвухлетний цикл и т.п.) имеют разную продолжительность и не синхронизованы друг с другом. Как известно, в такой ситуации поведение суммы нескольких, даже строго периодических колебаний, практически не отличается от случайного шума. Наконец, предположение о случайном характере суммарного воздействия факторов ЗКС допускает проверку путем статистического анализа остаточных отклонений. Результаты такой проверки приведены ниже.

Как известно, сигналы на входе $\Delta I(t)$ и выходе $\Delta T(t)$ инвариантной во времени линейной динамической системы связаны интегральным уравнением типа свертки (2.1). С учетом симметрии операции свертки и равенства нулю импульсной передаточной характеристики динамической системы $h(t)$ для отрицательных значений аргумента, в наших обозначениях можно записать

$$\Delta T(t) = \int_0^{\infty} h(\xi) \Delta I(t - \xi) d\xi, \quad (6.1)$$

При известных сигналах на входе и выходе системы нахождение $h(t)$ сводится к решению обратной задачи для интегрального уравнения (6.1). В цифровой обработке сигналов решение подобной обратной задачи называют восстановлением сигнала. Как правило, задачи восстановления сигнала относятся к так называемым некорректно поставленным задачам [58]. Их характерной особенностью является высокая чувствительность к шуму в исходных данных. При этом малым изменениям исходных данных могут соответствовать сколь угодно большие изменения решения. Необходимым условием решения подобных задач является использование априорной информации о функции $h(t)$ [58].

Для устойчивых линейных систем модуль $h(t)$ быстро убывает с ростом t . Будем считать, что эта функция отлична от нуля на интервале $[0, a]$ и соответственно заменим бесконечный верхний предел интеграла (6.1) конечной величиной a . Если левая часть уравнения (6.1) задана на интервале $[c, d]$, то функция $\Delta I(t)$ должна быть известна на интервале времени $[c - a, d]$.

Наиболее общий подход к решению обратной задачи для уравнения (6.1) основывается на методе регуляризации Тихонова [58]. В простейшем случае приближенное решение $h_\alpha(t)$ находится из условия минимума функционала

$$M^\alpha[h, \Delta T, \Delta I] = \int_c^d \left\{ \Delta T(t) - \int_0^a h(\xi) \Delta I(t - \xi) d\xi \right\}^2 dt + \alpha \int_0^a \left\{ \frac{dh(t)}{dt} \right\}^2 dt, \quad (6.2)$$

где действительное число $\alpha > 0$ называется параметром регуляризации. Первое слагаемое в выражении (6.2) представляет собой функционал невязки и имеет смысл суммы квадратов уклонений аномалий глобальной температуры, соответствующих приближенному решению $h_\alpha(t)$, от измеренных значений $\Delta T(t)$. Второе слагаемое – стабилизирующий функционал, является мерой гладкости функции $h_\alpha(t)$. Параметр α выбирается из условия равенства невязки для найденного приближения $h_\alpha(t)$ ее значению, оцененному по известной погрешности измерения $\Delta T(t)$. Погрешность задания ядра уравнения (6.1) $\Delta I(t)$ также может быть учтена при оценке ожидаемой величины невязки [59]. При таком выборе параметра регуляризации $h_\alpha(t)$ сходится к точному решению задачи $h(t)$ при стремлении к нулю погрешностей измерения входного и выходного сигналов линейной системы на всем интервале $[0, a]$, за исключением точек разрыва [59]. Таким образом, в качестве приближенного решения в методе регуляризации выбирается наиболее гладкая функция $h_\alpha(t)$, для которой невязка с исходными данными равна значению, оцененному по известным погрешностям измерений, и в роли априорной информации выступает предположение о гладкости решения.

Метод регуляризации часто используется для решения некорректно поставленных задач. Однако в нашем случае его применение сталкивается с определенными трудностями. Изменение солнечной постоянной $\Delta I(t)$ является только одним из факторов, воздействующих на ЗКС. Вклад других факторов, который по нашему предположению носит характер случайного шума, не известен. В этих условиях невозможно оценить ожидаемое значение невязки, а, следовательно, и получить приближенное решение $h_\alpha(t)$. Для решения задачи восстановления $h(t)$ из уравнения (6.1) требуется увеличение объема априорной информации.

Для линейной динамической системы первого порядка импульсная передаточная характеристика дается выражением (2.3). Она представляет собой неотрицательную, монотонно невозрастающую, выпуклую вниз функцию. В случае двух или более параллельно включенных независимых систем первого порядка с разными значениями τ и k результирующая характеристика $h(t)$ будет суммой спадающих экспонент, которая также является неотрицательной, монотонно невозрастающей, выпуклой вниз функцией. Множество функций подобного вида представляет собой компакт [59]. Обратная задача для интегрального уравнения (6.1) на компактном множестве функций является корректной и ее приближенное решение $h_m(t)$ может быть получено минимизацией функционала невязки

$$\rho[h, \Delta T, \Delta I] = \int_c^d \left\{ \Delta T(t) - \int_0^a h(\xi) \Delta I(t - \xi) d\xi \right\}^2 dt . \quad (6.3)$$

При стремлении к нулю погрешностей задания входного и выходного сигналов линейной системы $h_m(t)$ сходится к точному решению задачи $h(t)$ на всем интервале его определения за исключением точек разрыва [59]. Следует отметить, что сходимость гарантируется при любом характере возмущения левой части уравнения (6.1). Оно вовсе не обязательно должно быть чисто случайным. Поэтому наличие циклических глобальных процессов, подобных явлению Эль-Ниньо, не может повлиять на результат восстановления. Знание величин погрешностей задания $\Delta T(t)$ и $\Delta I(t)$ также не является необходимым, поскольку решение однозначно определяется по минимуму функционала невязки (6.3). Доказанная сходимость гарантирует устойчивость получаемого решения.

Таким образом, находя экстремаль функционала (6.3) на множестве неотрицательных, монотонно невозрастающих, выпуклых вниз функций, отвечающем физике нашей задачи, мы получаем устойчивую оценку импульсной передаточной характеристики ЗКС. Алгоритмы численной реализации процедуры минимизации и описания соответствующих компьютерных программ приведены в монографиях [59,60].

Продолжительность ряда заатмосферных измерений солнечной постоянной сравнительно невелика. Это в свою очередь накладывает ограничение на возможную длину интервала $[0, a]$, на котором может проводиться поиск передаточной характеристики. Ограничим его четвертью длины исходного ряда $\Delta I(t)$ и, таким образом, будем проводить восстановление $h(t)$ на интервале продолжительностью до 100 месяцев.

Для минимизации функционала невязки (6.3) на компактном множестве неотрицательных, монотонно невозрастающих, выпуклых вниз функций нами использовалась модифицированная подпрограмма PTISR [59,60], написанная на

алгоритмическом языке ФОРТРАН и осуществляющая поиск $h_m(t)$ методом проекции сопряженных градиентов на заданное компактное множество функций. Подпрограмма была переписана с использованием переменных и функций двойной точности. Аппроксимация интеграла (6.1) проводилась по формуле Симпсона. В качестве первого приближения к решению выбиралась функция равная нулю на всем интервале $[0, a]$. Такой выбор наиболее естественен, так как вносит минимальную информацию о возможном виде решения. С целью контроля рассматривались и другие начальные приближения (спадающая экспонента и наклонная линия), для которых были получены практически совпадающие результаты.

Мы провели восстановление $h(t)$ на интервалах разной длины с максимальным значением $a = 100$ мес. В каждом случае был достигнут точный минимум функционала (6.3). Полученные результаты оказались достаточно неожиданными: во всех случаях ненулевыми были только несколько первых отсчетов передаточной характеристики. В качестве примера на рис. 6.1 приведен график $h_m(t)$ для $a = 30$ мес. Показана только область, в которой $h_m(t)$ отлична от нуля. Как видно из рисунка, $h_m(t)$ не является спадающей экспонентой. Она быстро убывает с ростом аргумента. Для характеристики ширины контура $h_m(t)$ мы оценивали значение эквивалентной постоянной времени τ , за которое можно приближенно принять момент t , когда $h_m(t)$ уменьшается в $e = 2.718$ раз от максимума. Анализ рис. 6.1 показывает, что эквивалентная постоянная времени составляет около одного месяца. График изменения глобальной температуры, соответствующий найденной передаточной характеристике, показан толстой линией на рис. 6.2, на котором тонкой линией с кружками представлены измеренные значения $\Delta T(t)$.

Оценка погрешности решения некорректно поставленной задачи на компактном множестве функций обычно проводится с помощью численных экспериментов. Однако в нашем случае этого сделать невозможно, так как уровень и характер шума неизвестны. Тем не менее, мы можем получить некоторую оценку погрешности, сравнивая между собой решения, полученные для интервалов $[0, a]$ разной длины. Такая процедура, проведенная для десяти решений с верхней границей интервала a изменявшейся от 10 до 100 мес., позволила найти стандартные отклонения σ отсчетов $h_m(t)$, показанные вертикальными отрезками на рис. 3.3 ($\pm \sigma$). По этим же десяти решениям с использованием линейной интерполяции была получена средняя величина эквивалентной постоянной времени $\tau = 1.04 \pm 0.17$ мес.

Как уже отмечалось выше, равномерная сходимости $h(t)$ к точному решению задачи доказана для любого характера возмущений аномалий температуры. Однако естественно ожидать, что погрешность оценки $h(t)$ будет меньше в случае нулевого среднего и симметричного распределения погрешностей исходных данных.

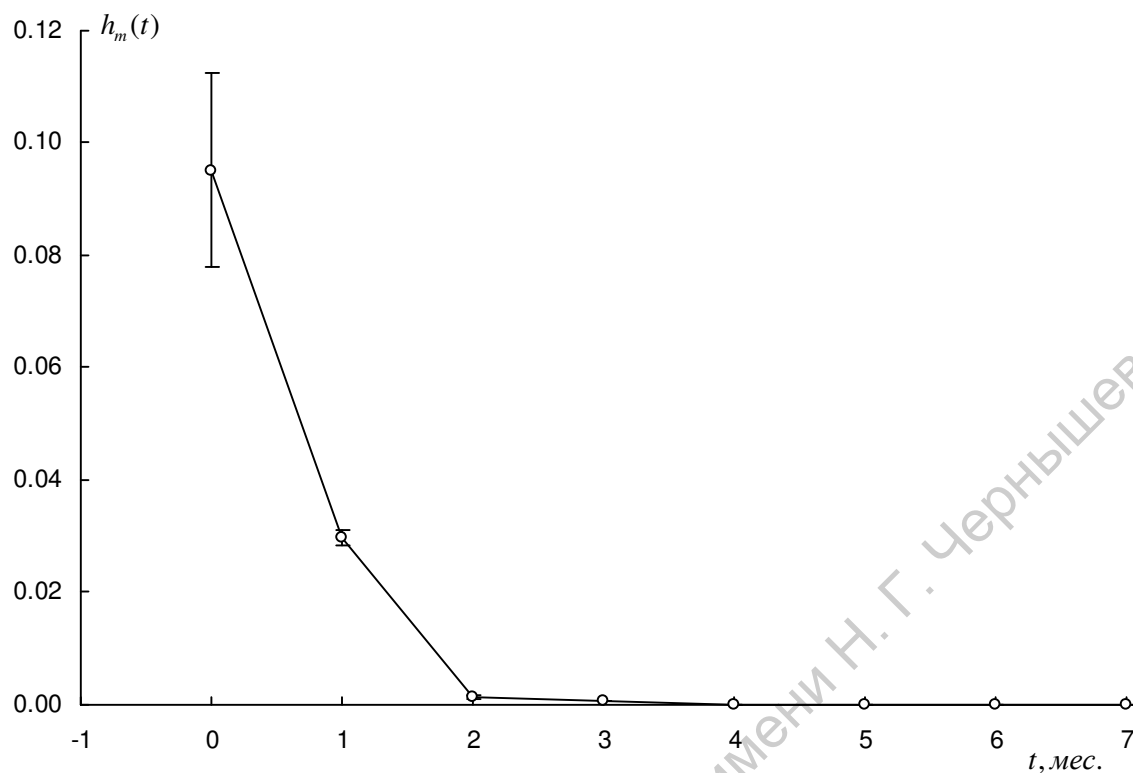


Рис. 6.1 Импульсная передаточная характеристика земной климатической системы, восстановленная на компактном множестве неотрицательных, монотонно невозрастающих, выпуклых вниз функций.

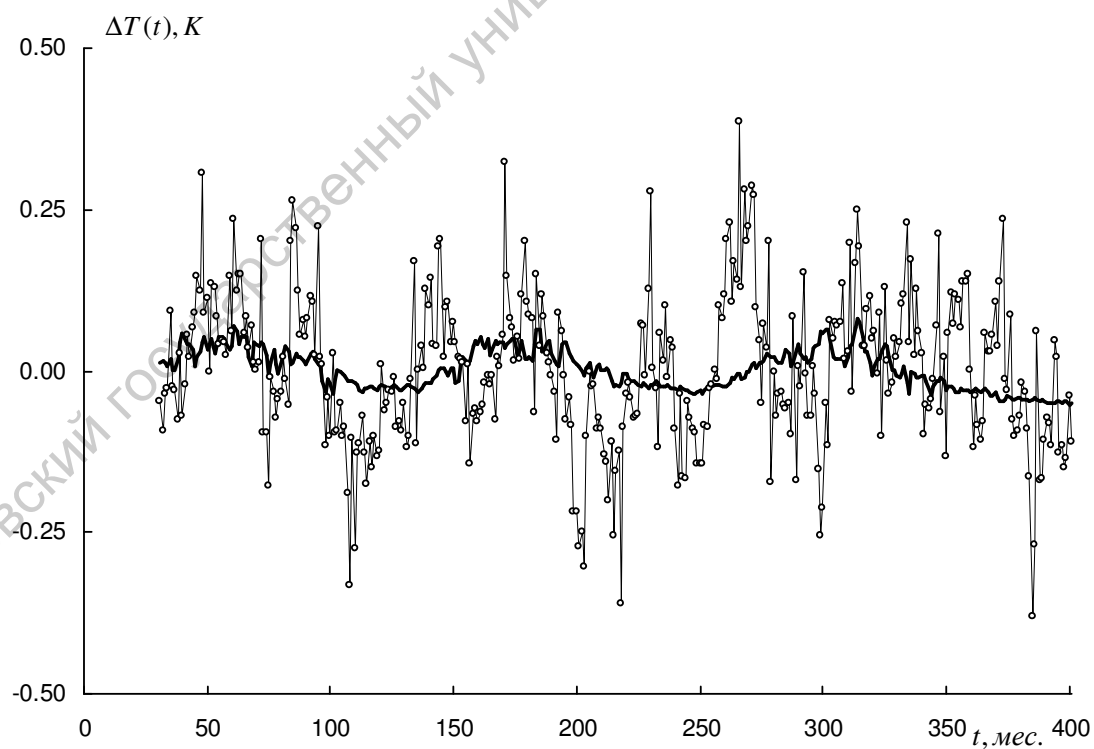


Рис. 6.2 Аномалии глобально усредненной приповерхностной температуры (кружки). Толстой линией показана кривая, соответствующая восстановленной передаточной характеристике.

Среднее значение остаточных отклонений аномалий температуры, соответствующих восстановленной импульсной передаточной характеристике, от измеренных значений $\Delta T(t)$ (см. рис. 6.2) оказалось равным 0.00 К, а их стандартное отклонение - 0.11 К. Мы провели проверку гипотезы о нормальности распределения остаточных отклонений, с использованием критерия Колмогорова – Смирнова. Найденное значение параметра Колмогорова оказалось равным 0.95, в то время как критическое значение для уровня значимости $\alpha = 0.10$ равно 1.22. Таким образом, гипотеза о нормальности распределения не может быть отвергнута и исходное предположение о случайном характере суммарного воздействия факторов, влияющих на глобальную температуру, представляется достаточно обоснованным.

Представляет интерес рассмотреть вопрос: возможно ли уменьшить невязку (6.3) отказавшись от требования неотрицательности, монотонности и выпуклости вниз функции $h(t)$? Это предполагает, что ЗКС может быть линейной динамической системой второго или более высокого порядка с осциллирующей импульсной передаточной характеристикой. Для ответа на данный вопрос мы провели восстановление $h(t)$ на интервале длиной 100 мес. методом регуляризации, выбирая в качестве решения уравнения (6.1) наиболее гладкую функцию, для которой невязка ρ равнялась бы минимальной невязке $\rho_{\min} = 4.17 \text{ K}^2 \text{ мес.}$, достигнутой на компактном множестве функций. Минимизация функционала (6.2) осуществлялась с помощью модифицированной подпрограммы PTIZR [59,60], также использующей метод проекции сопряженных градиентов с автоматическим выбором значения параметра регуляризации α . В качестве первого приближения к решению вновь выбиралась функция равная нулю на всем интервале $[0, a]$. С целью контроля рассматривались также и другие начальные приближения (спадающая экспонента и наклонная линия), которые дали практически одинаковые результаты.

Полученное при $\alpha = 2.022 \times 10^3$ решение $h_\alpha(t)$ показано на рис. 6.3. Как видно из рисунка, уже при $\rho = \rho_{\min}$ решение $h_\alpha(t)$ имеет большие шумовые выбросы и его модуль практически не уменьшается со временем. Следовательно, $h_\alpha(t)$ не может быть импульсной передаточной характеристикой физически реализуемой линейной системы. При задании меньших значений невязки наблюдается резкое усиление шумовых выбросов $h_\alpha(t)$.

Таким образом, можно сделать вывод, что в пределах рассматриваемого интервала времени решение $h_m(t)$, найденное на компактном множестве неотрицательных, монотонно невозрастающих, выпуклых вниз функций, не может быть улучшено.

Знание импульсной передаточной характеристики ЗКС позволяет оценить величину коэффициента усиления k в формуле (2.3), связывающего установившееся изменение на выходе системы ΔT с заданным изменением входного сигнала ΔI

$$\Delta T = k \Delta I .$$

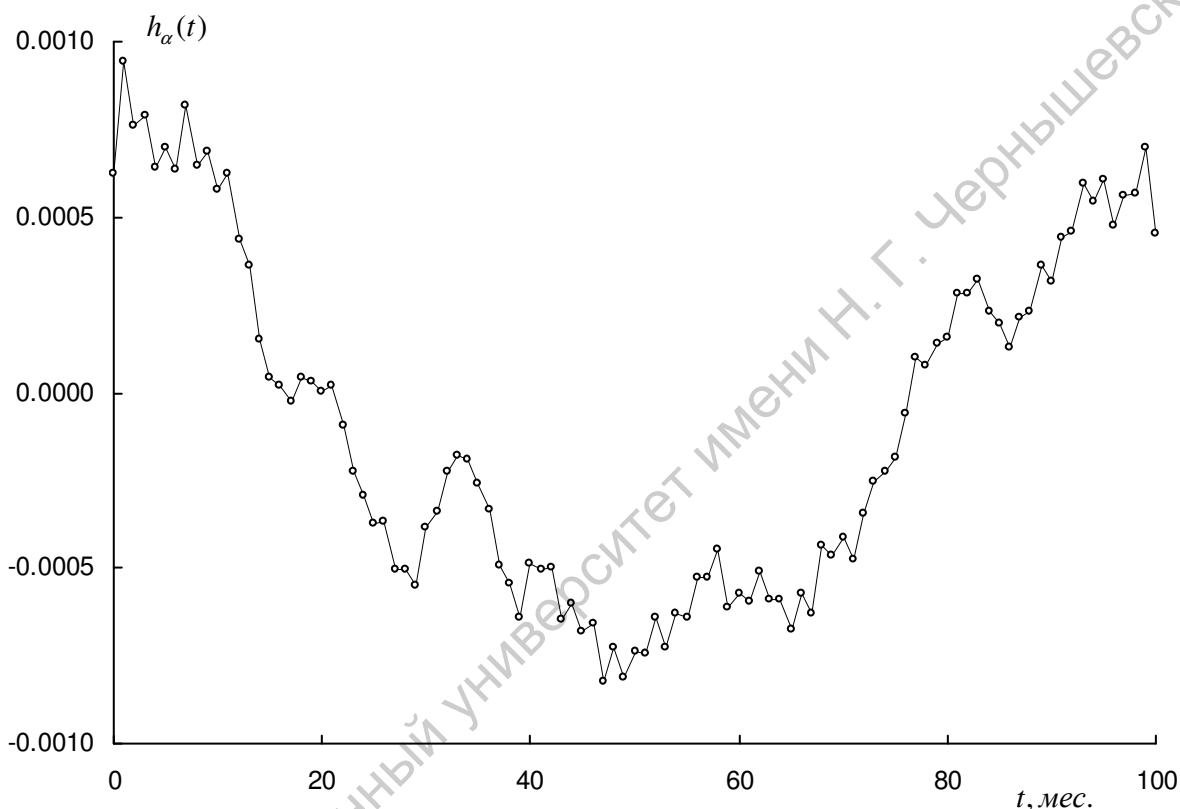


Рис. 6.3 Импульсная передаточная характеристика земной климатической системы, восстановленная методом регуляризации. $h_\alpha(t)$

Эта величина определяется интегралом

$$k = \int_0^{\infty} h_m(t) dt$$

и по результатам наших расчетов численное интегрирование решений методом трапеций дает среднее значение $k = 0.071 \pm 0.009 \text{ К Вт}^{-1} \text{ м}^2$. В свою очередь, знание k позволяет найти значение чувствительности ЗКС к изменению радиационного воздействия на ВГА

$$\lambda = \frac{4k}{1 - \beta} ,$$

где β - среднее значение альбедо Земли. Принимая $\beta = 0.30$ получим среднюю величину чувствительности $\lambda = 0.41 \pm 0.05 \text{ К Вт}^{-1} \text{ м}^2$. Применение формулы (1.4) для найденного нами

значения λ дает коэффициент обратной связи ЗКС $f = 1.37 \pm 0.17$, что существенно меньше величины $f = 2.7 \pm 1.3$, используемой IPCC 2007 [1].

Найденные нами величины τ и λ , связанные соотношением (1.3), позволяют оценить эффективную теплоемкость ЗКС на единицу площади – C , проявляющую себя при радиационном воздействии с характерным временем τ . Приняв среднюю продолжительность месяца 30.5 сут. получим $C = 6.7 \pm 1.9$ МДж $K^{-1}m^{-2}$. Согласно Монину [12], полная теплоемкость земной атмосферы составляет 5.32×10^{15} МДж K^{-1} . Разделив эту величину на площадь поверхности Земли, найдем $C_{атм} = 10.4$ МДж $K^{-1}m^{-2}$. Таким образом, эффективная теплоемкость ЗКС оказывается равной $C = 0.64 C_{атм}$. Это говорит о том, что реакция ЗКС на изменение солнечной постоянной на рассматриваемом интервале времени может быть объяснена атмосферными процессами, которые даже не охватывают всю массу атмосферы.

Контрольные вопросы

1. Какими свойствами обладает некорректно поставленная задача?
2. Чему равна импульсная передаточная характеристика системы, состоящей из параллельно подключенных линейных подсистем?
3. Какая функция называется монотонной?
4. Что характеризует второй член в уравнении (6.2)?
5. Каков смысл функционала невязки (6.3)?
6. Что означает равномерная сходимости приближенного решения к точному решению?
7. Как проверяется согласие распределений по критерию Колмогорова - Смирнова?

7 ОЦЕНКА ЧАСТОТНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЗЕМНОЙ КЛИМАТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ В ОБЛАСТИ ВЫСОКИХ ЧАСТОТ

Как было отмечено в разделе 2, наряду с импульсной передаточной характеристикой, для описания свойств ЗКС может быть использована ее частотная характеристика. Мы получили оценку частотной характеристики ЗКС в области высоких частот, по-прежнему рассматривая ее как инвариантную во времени линейную систему. Для решения задачи использовался классический цифровой спектральный анализ случайных процессов предполагая, что изменение солнечной постоянной $\Delta I(t)$ играет роль зондирующего сигнала, а все другие факторы, влияющие на выходной сигнал $\Delta T(t)$, включая и погрешности наблюдений, не зависят от зондирующего сигнала. Данный подход независим от метода, изложенного в предыдущем разделе, и позволяет получить информацию о скорости реакции ЗКС на внешнее радиационное воздействие. При этом не накладывается никаких ограничений на возможный вид частотной характеристики ЗКС.

Как известно, сигналы на входе $\Delta I(t)$ и выходе $\Delta T(t)$ инвариантной во времени линейной системы связаны интегральным уравнением типа свертки (6.1) Введя в рассмотрение частотную характеристику системы $H(f)$ (2.2), являющуюся преобразованием Фурье импульсной передаточной характеристики $h(t)$, а также преобразования Фурье входного $\Delta I(f)$

$$\Delta I(f) = \int_{-\infty}^{\infty} \Delta I(t) e^{-i2\pi ft} dt$$

и выходного $\Delta T(f)$ сигналов

$$\Delta T(f) = \int_{-\infty}^{\infty} \Delta T(t) e^{-i2\pi ft} dt ,$$

из уравнения (6.1) можно получить

$$\Delta T(f) = H(f) \Delta I(f) .$$

Частотную характеристику системы $H(f)$, являющуюся комплексной функцией частоты f , обычно записывают в виде

$$H(f) = A(f) e^{iF(f)} ,$$

где $A(f)$ – амплитудно-частотная характеристика, а $F(f)$ – фазово-частотная характеристика системы, представляющие собой действительные функции.

Предположим, что сигналы на входе $\Delta I(t)$ и выходе $\Delta T(t)$ ЗКС являются реализациями стационарных и эргодических случайных процессов, для которых могут быть определены автокорреляционные функции

$$R_{I,I}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \Delta I(t) \Delta I(t + \tau) dt \quad ,$$

$$R_{T,T}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \Delta T(t) \Delta T(t + \tau) dt \quad ,$$

взаимная корреляционная функция

$$R_{I,T}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \Delta I(t) \Delta T(t + \tau) dt \quad ,$$

спектры мощности

$$S_{I,I}(f) = \int_{-\infty}^{\infty} R_{I,I}(\tau) e^{-i2\pi f\tau} d\tau$$

$$S_{T,T}(f) = \int_{-\infty}^{\infty} R_{T,T}(\tau) e^{-i2\pi f\tau} d\tau$$

и взаимный спектр мощности

$$S_{I,T}(f) = \int_{-\infty}^{\infty} R_{I,T}(\tau) e^{-i2\pi f\tau} d\tau \quad .$$

Для оценки частотных характеристик $H(f)$ линейных систем часто используется методика зондирующего сигнала [61]. Она предполагает, что в общем случае, на систему наряду с $\Delta I(t)$ могут воздействовать и другие сигналы, а также случайный шум. Однако если эти воздействия не зависят от зондирующего сигнала и их взаимные спектры мощности равны нулю, то частотная характеристика системы может быть найдена как

$$H(f) = S_{I,T}(f) / S_{I,I}(f) \quad . \quad (7.1)$$

На практике всегда приходится иметь дело с реализациями случайных процессов конечной продолжительности, что приводит к необходимости рассмотрения сглаженных

оценок соответствующих спектров мощности. Тем не менее, выражение (7.1) остается справедливым и для сглаженных оценок [36].

Прежде всего, нами была рассчитана взаимная корреляционная функция $R_{I,T}(\tau)$ сигналов $\Delta I(t)$ и $\Delta T(t)$ на интервале изменения запаздывания $-100 \leq \tau \leq 100$ мес. Результаты расчетов представлены на рис. 7.1, на котором горизонтальными штриховыми линиями проведены границы 90% доверительного интервала. Как видно из рисунка, при малых значениях запаздывания функция $R_{I,T}(\tau)$ статистически значимо отличается от нуля. В дальнейшем мы ограничили рассматриваемый интервал изменения τ величиной $-50 \leq \tau \leq 50$ мес. При этом его полная длина не превышает четверти длины исходных временных рядов. Такое же ограничение длины интервала, на котором проводился поиск импульсной передаточной характеристики ЗКС, мы использовали ранее при восстановлении $h(t)$ (см. раздел 6).

Выбранная длина интервала задания $R_{I,T}(\tau)$ обеспечивает при использовании корреляционного окна Хана ширину спектрального окна (3.8) $\Delta f = 0.0261 \text{ мес}^{-1}$ и число степеней свободы сглаженной оценки взаимного спектра мощности $S_{I,T}(f)$ (3.9) $n = 21$ [36]. Такая же максимальная величина запаздывания τ использовалась при расчете автокорреляционных функций $R_{I,I}(\tau)$ и $R_{T,T}(\tau)$, путем преобразования Фурье которых с использованием корреляционного окна Ханна были получены оценки спектров мощности $S_{I,I}(f)$ и $S_{T,T}(f)$. Поэтому для данных спектров мы имеем те же самые значения Δf и n .

Частотная характеристика $H(f)$ ЗКС была получена из отношения спектров (7.1). Для уменьшения смещения оценок взаимного спектра применялась процедура выравнивания [36]. Знание $H(f)$ позволяет рассчитать амплитудно-частотную характеристику ЗКС $A(f)$. Оценки доверительных интервалов для $A(f)$ могут быть получены только приближенно [36]. При этом величина интервала оказывается зависящей как от частоты f , так и от квадрата функции когерентности

$$K_{I,T}^2(f) = \frac{|S_{I,T}(f)|^2}{S_{I,I}(f)S_{T,T}(f)} .$$

Найденная оценка квадрата функции когерентности приведена на рис. 7.2, на котором горизонтальным отрезком показана ширина полосы частот спектрального окна Δf , характеризующая разрешающую способность по частоте. Доверительные интервалы для $K_{I,T}^2(f)$ в свою очередь зависят от частоты. Поэтому для оценки степени достоверности когерентности мы применили преобразование Фишера [36],

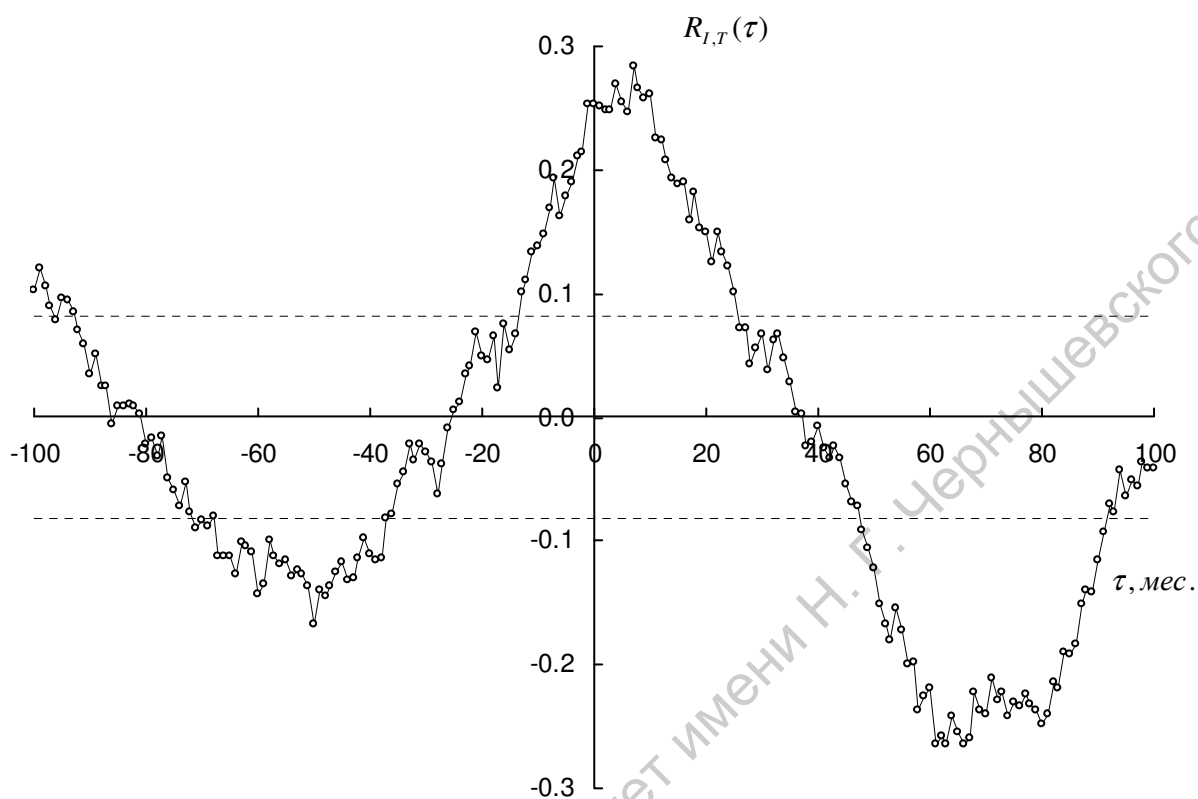


Рис. 7.1 Взаимная корреляционная функция временных рядов изменения величины солнечной постоянной и аномалий глобально усредненной приповерхностной температуры. Штриховыми линиями показаны границы 90% доверительного интервала.

$$Y_{I,T}(f) = \text{Arth}[|K_{I,T}(f)|] = \frac{1}{2} \ln \frac{1+|K_{I,T}(f)|}{1-|K_{I,T}(f)|},$$

выравнивающее дисперсию и дающее доверительный интервал фиксированной длины.

График функции $Y_{I,T}(f)$ приведен на рис. 7.3. Штриховой линией на этом рисунке показана верхняя граница 90% доверительного интервала, центр которого находится на оси абсцисс. Как видно на рис. 7.3, в диапазоне высоких частот существуют области, в которых когерентность статистически значимо отличается от нуля.

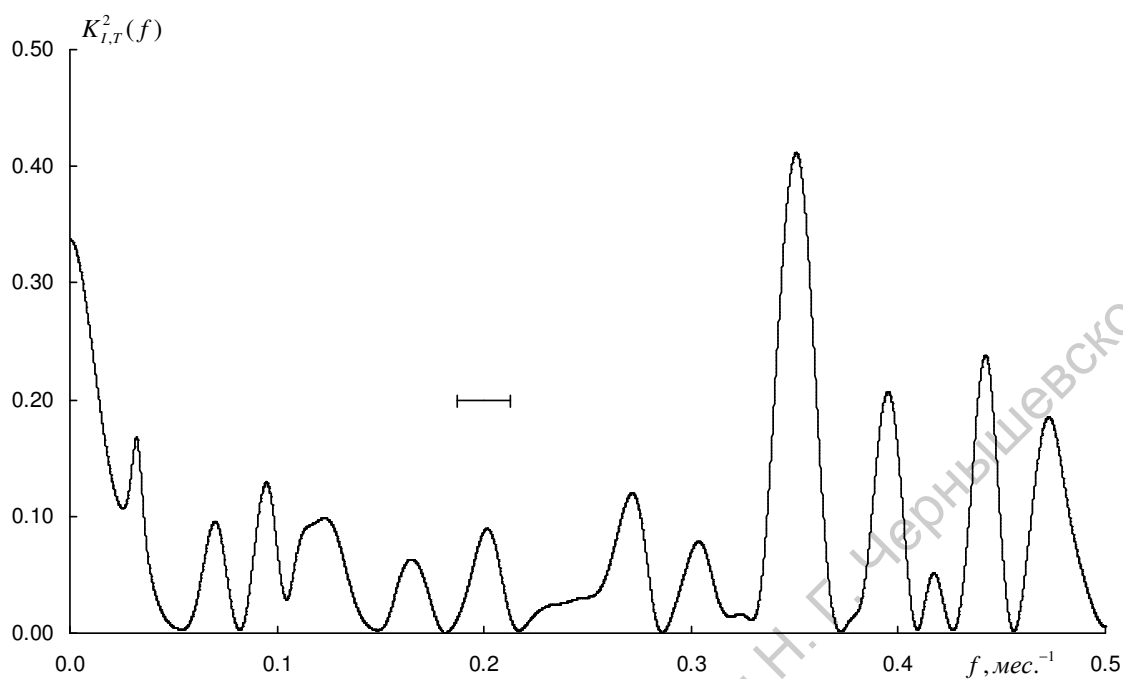


Рис. 7.2 Квадрат функции когерентности временных рядов изменения величины солнечной постоянной и аномалий глобально усредненной приповерхностной температуры. Горизонтальным отрезком показана ширина спектрального окна.

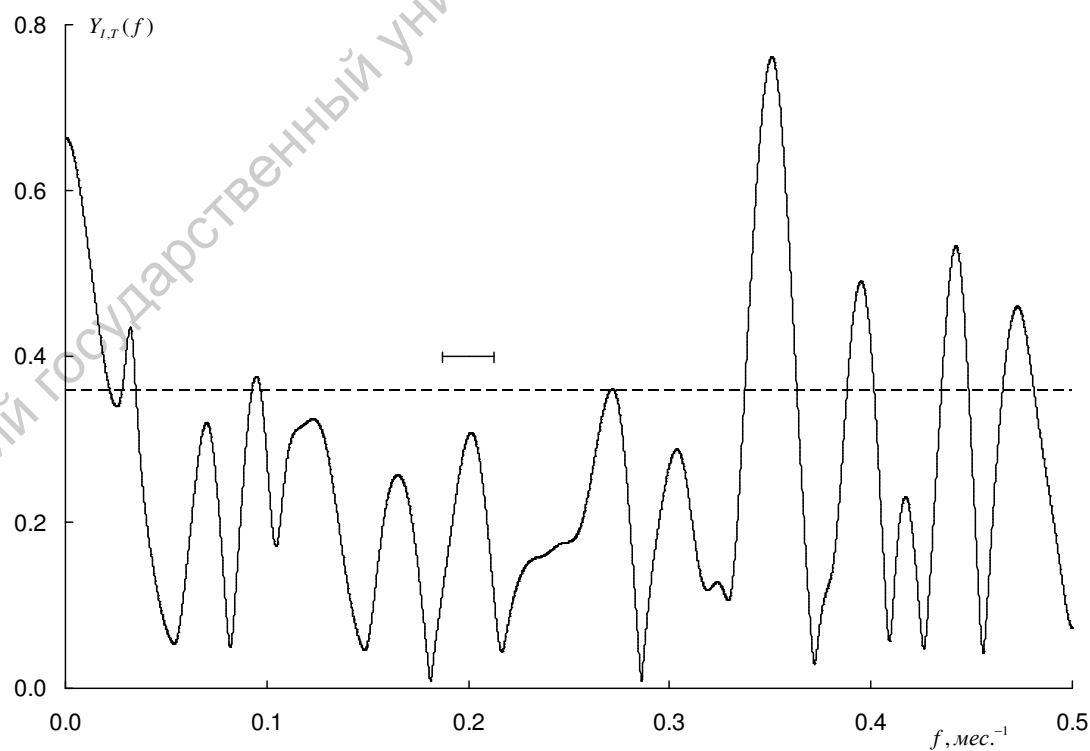


Рис. 7.3 Преобразование Фишера функции когерентности. Штриховой линией показана верхняя граница 90% доверительного интервала.

Рассчитанная амплитудно-частотная характеристика ЗКС $A(f)$ приведена на рис. 7.4, на котором горизонтальным отрезком показана ширина спектрального окна Δf . Согласно руководству [36], приближенная оценка $100(1-\alpha)\%$ доверительного интервала $A(f)$ для принятого уровня значимости α может быть записана как

$$A(f) \pm A(f) \sqrt{\frac{2}{n-2} F_{2,n-2}(1-\alpha) \left[\frac{1 - K_{i,T}^2(f)}{K_{i,T}^2(f)} \right]}, \quad (7.2)$$

где n – число степеней свободы, а $F_{2,n-2}(1-\alpha)$ – соответствующий квантиль распределения Фишера. Таким образом, доверительный интервал существенно зависит от квадрата функции когерентности и при стремлении $K_{i,T}^2(f)$ к нулю его длина неограниченно возрастает. Вертикальным отрезком на рис. 7.4 показан 90% доверительный интервал для частоты f , соответствующей максимальной когерентности.

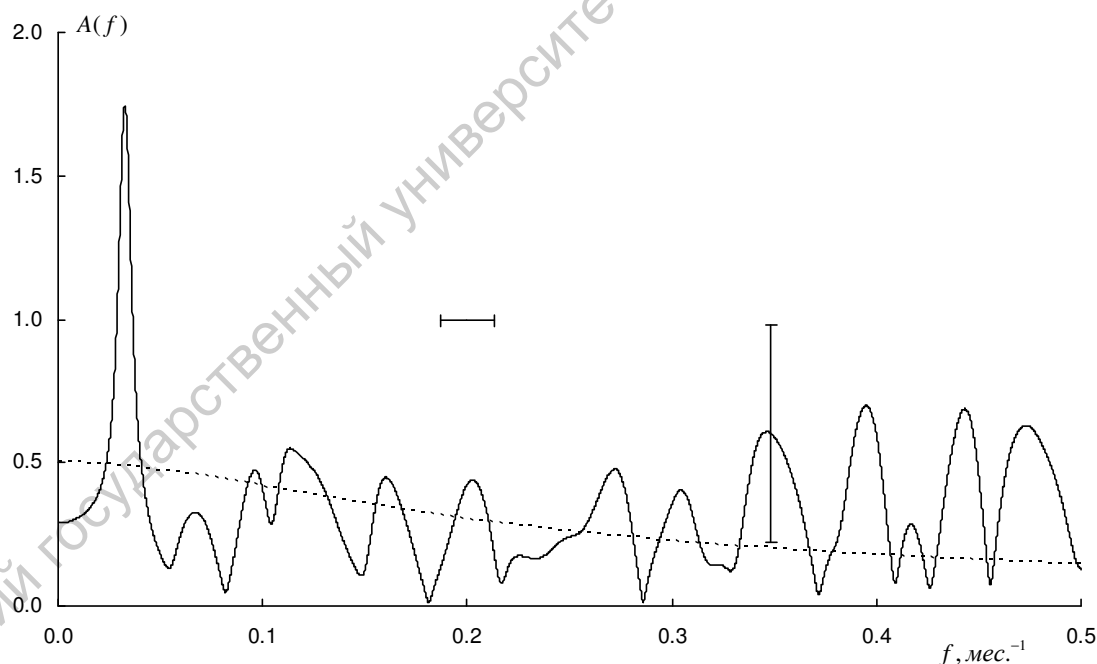


Рис. 7.4 Амплитудно-частотная характеристика земной климатической системы. Вертикальным отрезком показан 90% доверительный интервал, а штриховой линией – характеристика линейной системы первого порядка с постоянной времени равной 1.04 мес.

Как видно на рис. 7.4, наблюдаемые изменения $A(f)$ могут быть объяснены погрешностью оценки. В целом, амплитудно-частотная характеристика ЗКС оказывается достаточно ровной и отличной от нуля вплоть до максимальной, достигаемой при месячных

интервалах отсчета исходных рядов, частоты Найквиста $f_N = 0.5 \text{ мес.}^{-1}$. Тем не менее, нельзя не отметить наличие резонансного пика на частоте 0.0326 мес.^{-1} . Если принять, что погрешность измерения частоты в нашем спектральном анализе составляет величину равную $\Delta f/2$, то период, соответствующий максимуму пика, оказывается равным 2.6 ± 1.0 года и в пределах погрешности совпадает со средней продолжительностью квазидвухлетнего цикла [41]. На рис. 7.3 видно, что в области этого пика когерентность статистически значимо отличается от нуля, но оказывается достаточно малой, так что соответствующий ему 90% доверительный интервал, оцененный по формуле (7.2) как $(1.00 \pm 1.18)A(f)$, пересекает ось абсцисс.

Основной трудностью, с которой мы сталкиваемся при проведении спектрального анализа, является сравнительно малая длина исходных временных рядов. Поэтому мы можем провести оценку $A(f)$ только в области высоких частот. В этой области результаты анализа представляются достаточно надежными и могут быть сопоставлены с полученной нами ранее независимой оценкой импульсной передаточной характеристики ЗКС $h(t)$. На рис. 7.4 штриховой линией схематически показана амплитудно-частотная характеристика линейной системы первого порядка (2.3) с $\tau = 1.04 \text{ мес.}$, равной найденной нами эквивалентной постоянной времени ЗКС. Разумеется, ожидать полного совпадения этой характеристики с нашей оценкой $A(f)$ нельзя. Это связано как с влиянием погрешности оценки, так и с тем, что восстановленная функция $h(t)$ не является спадающей экспонентой. Основываясь на нашем анализе $A(f)$ мы можем говорить только о качественном совпадении результатов. Отвлекаясь от случайных флуктуаций $A(f)$, вызванных влиянием погрешностей оценки, можно сделать вывод, что амплитудно-частотная характеристика ЗКС оказывается достаточно ровной и отличной от нуля вплоть до частоты Найквиста 0.5 мес.^{-1} .

Следует отметить, что оценки характеристик ЗКС $h(t)$ и $A(f)$ получены при использовании различной априорной информации и разных предположениях о характере воздействия других факторов, влияющих на глобальную температуру. При восстановлении импульсной передаточной характеристики функция $h(t)$ предполагалась неотрицательной, монотонно невозрастающей и выпуклой вниз, а совокупное влияние всех других факторов – имеющем характер случайного шума. В разделе 6 мы провели проверку гипотезы о нормальности распределения остаточных отклонений аномалий температуры, соответствующих восстановленной импульсной передаточной характеристике, с использованием критерия Колмогорова – Смирнова и показали, что эта гипотеза не может быть отвергнута.

В методике зондирующего сигнала, применяемой в данном разделе, не используется ни какой априорной информации о поведении функции $A(f)$, а все остальные факторы,

влияющие на аномалии глобальной температуры, предполагаются независимыми от зондирующего сигнала так, что соответствующие взаимные спектры мощности равны нулю. Это предположение также может быть проверено путем анализа спектра мощности остаточного шума выходного сигнала $S_{z,z}(f)$ [36], оценка которого получается как

$$S_{z,z}(f) = S_{T,T}(f)[1 - K_{I,T}^2(f)] . \quad (7.3)$$

На рис. 7.5 приведен график десятичного логарифма сглаженной оценки спектра $S_{z,z}(f)$. Горизонтальным отрезком на рисунке показана ширина полосы, а вертикальным – 90% логарифмический доверительный интервал для спектра мощности $S_{T,T}(f)$, длина которого не зависит от частоты. Поскольку в выражение (7.3) входит также квадрат функции когерентности $K_{I,T}^2(f)$, для которой доверительный интервал зависит от частоты, длину вертикального отрезка на рисунке можно считать нижней границей для истинного доверительного интервала. На рис. 7.5 видно, что даже при минимальном доверительном интервале спектр $S_{z,z}(f)$ в области высоких частот не содержит каких-либо статистически значимых пиков и не отличается от спектра мощности белого шума. Поэтому наше предположение о том, что все остальные факторы, влияющие на аномалии глобальной температуры, независимы от зондирующего сигнала находит свое подтверждение.

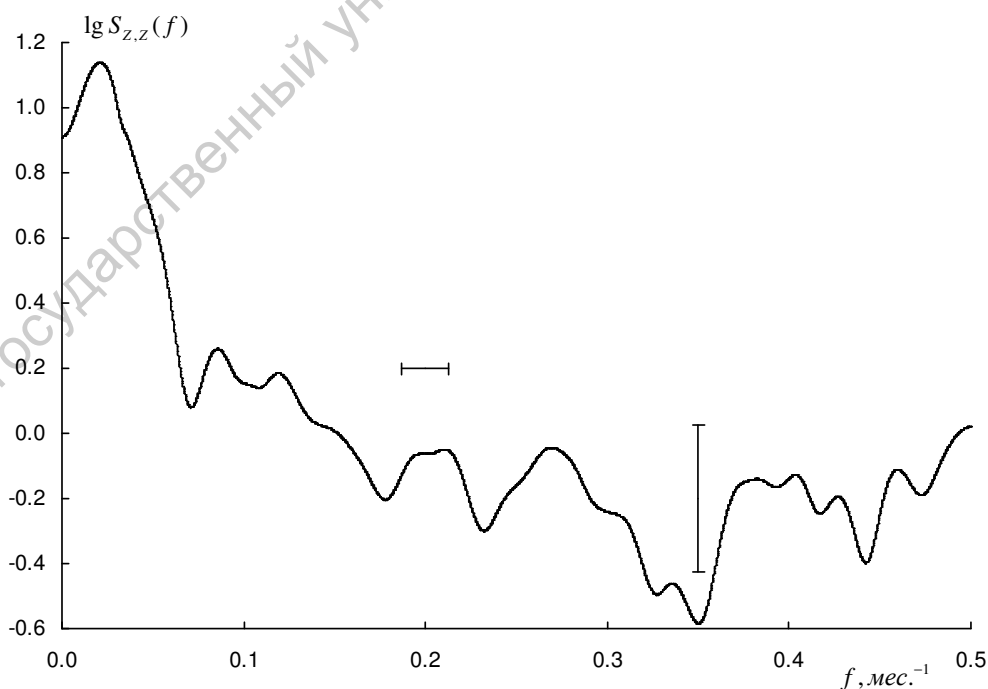


Рис. 7.5 График десятичного логарифма спектра мощности остаточного шума выходного сигнала земной климатической системы. $\lg S_{z,z}(f)$

Таким образом, поведение амплитудно-частотной характеристики $A(f)$ в области высоких частот подтверждает высокую скорость реакции ЗКС на внешнее радиационное воздействие.

Контрольные вопросы

1. Каков физический смысл взаимной корреляционной функции?
2. Как определяется взаимный спектр мощности?
3. Каков физический смысл функции когерентности?
4. Какова функция когерентности для статистически независимых временных рядов?
5. С какой целью выполняется преобразование Фишера функции когерентности?
6. Что называется частотой Найквиста?
7. Каков вид спектра мощности белого шума с ограниченной полосой частот?

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Использованная нами методика восстановления импульсной передаточной характеристики ЗКС не налагает жестких модельных ограничений на вид $h(t)$. Поиск решения некорректно поставленной обратной задачи на компактном множестве неотрицательных, монотонно невозрастающих, выпуклых вниз функций предполагает, что ЗКС может быть линейной системой первого порядка или совокупностью таких независимых подсистем с разными постоянными времени.

Результаты восстановления $h(t)$ на интервалах времени длиной до 100 мес. показывают, что она представляет собой быстро убывающую функцию, практически не отличающуюся от нуля для $t > 3$ мес. Оценка величины эквивалентной постоянной времени дает среднее значение $\tau = 1.04 \pm 0.17$ мес. Попытка отказа от требования неотрицательности, монотонности и выпуклости вниз функции $h(t)$, при той же или меньшей величине невязки с данными наблюдений, не дает положительного результата. Полученное регуляризованное решение не может являться передаточной характеристикой физически реализуемой линейной системы.

Чувствительность ЗКС к изменению радиационного воздействия на ВГА для восстановленной функции $h(t)$ на интервале времени длиной до 100 мес. оказывается равной $\lambda = 0.41 \pm 0.05$ К Вт⁻¹ м². При величине радиационного воздействия 3.7 Вт м⁻², соответствующего удвоению содержания CO₂ в атмосфере, это дает увеличение глобальной температуры на 1.5 ± 0.2 К, что вдвое ниже наиболее вероятного значения, принятого IPCC [1]. Наши оценки τ и λ дают коэффициент положительной обратной связи ЗКС $f = 1.37 \pm 0.17$, а ее эффективная теплоемкость, которая проявляет себя в процессах с характерным временем τ , оказывается равной 0.64 полной теплоемкости атмосферы. Это говорит о том, что реакция ЗКС на изменение солнечной постоянной на рассматриваемом интервале времени может быть объяснена атмосферными процессами, которые даже не охватывают всю массу атмосферы.

В таблице 8.1 для сравнения приведены полученные нами характеристики ЗКС и результаты других авторов, работы которых обсуждались в разделе 4. В последнем столбце таблицы даны рассчитанные нами по соотношению (1.3) значения эффективной теплоемкости. Из анализа таблицы можно сделать вывод, что разные методики дают сравнительно близкие значения чувствительности ЗКС к радиационному воздействию λ , которые согласуются между собой в пределах оцененных погрешностей. Однако оценки времени реакции ЗКС и, соответственно, проявляющей себя за это время теплоемкости,

различаются на два порядка. О недостатках методов, использовавшихся ранее для оценки характеристик ЗКС, мы уже говорили в разделе 4. Недостатком нашего подхода является сравнительно небольшая длина интервала, на котором проводится поиск решения. Однако, она вполне достаточна для анализа линейной системы с постоянной времени около одного года. Тем не менее, наши оценки $h(t)$ не подтверждают значения τ , полученные Локвудом [48] и лучше согласуются с данными работы [47].

Таблица 8.1 Характеристики земной климатической системы, полученные разными авторами.

Авторы	Постоянная времени τ	Чувствительность λ , К Вт ⁻¹ м ²	Теплоемкость C , МДж К ⁻¹ м ⁻²
Schwartz [34]	5 ± 1 года	0.30 ± 0.14	530 ± 350
Scafetta [51]	0.4 ± 0.1 и 8.7 ± 2.0 года	0.5	25.2 ± 6.3 550 ± 130
Schwartz [53]	8.5 ± 2.5 года	0.51 ± 0.26	530 ± 420
Douglass et al. [47]	3 мес.	0.63 ± 0.13	12.5 ± 2.6
Lockwood [48]	0.78 года	0.30	82.1
Наша оценка	1.04 ± 0.17 мес.	0.41 ± 0.05	6.7 ± 1.9

Нельзя исключить того, что погрешность восстановления $h(t)$ не позволяет нам зафиксировать ее малые отклонения от нуля при больших значениях аргумента. Поскольку $h(t)$ предполагается неотрицательной функцией, то увеличение интервала ее интегрирования способно привести только к увеличению коэффициента усиления k и, соответственно, чувствительности λ . Поэтому полученную оценку чувствительности ЗКС следует рассматривать как нижний предел истинного значения.

В результате проведенных исследований была получена также амплитудно-частотная характеристика ЗКС $A(f)$ в области высоких частот. Для решения задачи использовался цифровой спектральный анализ случайных процессов, предполагая, что изменение солнечной постоянной $\Delta I(t)$ играет роль зондирующего сигнала, а все другие факторы, влияющие на выходной сигнал системы, – аномалии глобальной температуры, $\Delta T(t)$, включая и погрешности наблюдений, не зависят от зондирующего сигнала. При этом не накладывается никаких ограничений на возможный вид $A(f)$. В целом, амплитудно-частотная

характеристика ЗКС оказывается достаточно ровной и отличной от нуля вплоть до частоты Найквиста 0.5 мес^{-1} .

Единственный резонансный пик, статистическая значимость которого невысока, наблюдается на частоте, в пределах погрешности совпадающей со средней частотой квазидвухлетнего цикла. Данный цикл, первоначально обнаруженный по изменению скорости ветра в экваториальной стратосфере, проявляется в изменении многих характеристик атмосферы, в том числе и приповерхностной температуры [41]. Возможно, что его появление связано с резонансной частотой ЗКС. Однако для подтверждения существования такого резонанса необходимо анализировать более продолжительные ряды наблюдений.

Результаты анализа частотной характеристики ЗКС согласуются с независимо полученной оценкой ее импульсной передаточной характеристики $h(t)$. Поведение амплитудно-частотной характеристики $A(f)$ в области высоких частот подтверждает высокую скорость реакции ЗКС на внешнее радиационное воздействие.

Подчеркнем, что найденные характеристики $h(t)$ и $A(f)$ описывают именно скорость реакции ЗКС. О времени установления системы, которое должно многократно превышать продолжительность анализируемых рядов, мы ничего не можем сказать. Представляет интерес применить разработанную нами методику восстановления $h(t)$ к реконструированным рядам изменений солнечной постоянной и глобальной температуры. Это даст возможность получить информацию о характеристиках ЗКС на больших интервалах времени.

Полученные результаты могут использоваться для независимого контроля моделей общей циркуляции атмосферы и океана (МОЦАО) и при расчетах динамики изменения климата. Это, в свою очередь, позволит уточнить прогнозы глобальных климатических изменений.

Автор выражает благодарность сотрудникам географического факультета СГУ заведующему кафедрой, профессору Ю.А.Склярову, профессору Е.А.Полянской и доценту С.В.Морозовой, за постоянное внимание и поддержку при выполнении исследований.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Climate Change 2007: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change / Eds: (S. Solomon et al.) Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2007. 996 pp.
2. Будыко М.И. Тепловой баланс земной поверхности. Л.: Гидрометеиздат, 1956. 255 с.
3. Будыко М.И. Климат в прошлом и будущем. Л.: Гидрометеиздат, 1980. 352 с.
4. Винников К.Я. Чувствительность климата. Эмпирические исследования закономерностей современных изменений климата. Л.: Гидрометеиздат, 1986. 224 с.
5. Vardavas I.M., Taylor F.W. Radiation and Climate. New York: Oxford University Press, 2007, 492 pp.
6. Дымников В.П., Филатов А.Н. Основы математической теории климата. М.: ВИНТИ, 1994. 254 с.
7. Дымников В.П., Лыкосов В.Н., Володин Е.М. и др. Моделирование климата и его изменений. // Современные проблемы вычислительной математики и математического моделирования. Т.2. Математическое моделирование. М.: Наука, 2005. С.38-175.
8. Maslin M., Austin P. Uncertainty: Climate models at their limit? // Nature. 2012. V.486. P.183–184, doi:10.1038/486183a.
9. Дымников В.П., Лыкосов В.Н., Володин Е.М. Моделирование климата и его изменений: современные проблемы. // Вестник РАН. 2012. Т.82. № 3. С.227-336.
10. Миланкович М. Математическая климатология и астрономическая теория колебаний климата. М.-Л.: ГОНТИ, 1939. 207 с.
11. Монин А.С. Вращение Земли и климат. Л.: Гидрометеиздат, 1972. 110 с.
12. Монин А.С. Введение в теорию климата. Л.: Гидрометеиздат, 1982. 246 с.
13. Кислов А.В. Климат в прошлом, настоящем и будущем. М.: МАИК Наука/Интерпериодика. 2001. 351 с.
14. Переведенцев Ю.П. Теория климата. Казань: Казан. гос. ун-т, 2009. 504 с.
15. Большаков В.А. Новая концепция орбитальной теории палеоклимата. М.: МГУ, 2003, 256 с.
16. Willson R.C., Mordvinov A.V. Secular total solar irradiance trend during solar cycles 21–23. // Geophys. Res. Letters. 2003. V. 30. No 5. P. 1199-2002.
17. Fröhlich C. Solar irradiance variability since 1978: revision of the PMOD composite during solar cycle 21. // Space Science Rev. 2006. V. 125. P. 53-65.
18. Макарова Е.А., Харитонов А.В., Казачевская Т.В. Поток солнечного излучения. М.: Наука, 1991. 400 с.

19. Скляр Ю.А., Бричков Ю.И., Семенова Н.В. Радиационный баланс Земли. Введение в проблему. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 2009. 188 с.
20. Benestad R.E. Solar activity and Earth's climate. Chichester: Praxis Publ. Ltd., 2006. 349 pp.
21. Solanki S.K., Krivova N.A., Haigh J.D. Solar irradiance variability and climate. // e-print arXiv: 1306.2770, 06/2013.
22. Lean J. Evolution of the Sun's spectral irradiance since the Maunder minimum. // Geophysical Research Letters. 2000. V.27. P. 2425-2428.
23. Krivova N.A., Vieira L.E.A., Solanki S.K. Reconstruction of solar spectral irradiance since the Maunder minimum. // Journal of Geophysical Research. 2010. V.115. A12112, doi:10.1029/2010JA015431.
24. Shapiro A.I., Schmutz W., Rozanov E., Schoell M., Haberreiter M., Shapiro A.V., Nyeki S. A new approach to the long-term reconstruction of the solar irradiance leads to large historical solar forcing. // Astronomy and Astrophysics. 2011. V.529. A67, doi:10.1051/0004-6361/201016173.
25. Мохов И.И. Диагностика структуры климатической системы. СПб.: Гидрометеоиздат, 1993. 271 с.
26. Богданов М.Б., Сурков А.Н. Короткопериодные изменения инсоляции, вызванные планетными возмущениями орбиты Земли. // Метеорология и гидрология. 2006. N 1. С.48-54.
27. Богданов М.Б., Катрущенко А.В., Сурков А.Н. Изменения инсоляции, вызванные планетными возмущениями орбиты Земли и вариацией солнечной постоянной. // Известия Саратовского университета. Серия Науки о Земле. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 2006. Т.6. Вып. 1. С. 3-9.
28. Богданов М.Б., Катрущенко А.В. Изменения инсоляции, вызванные влиянием Луны. // Известия Саратовского университета. Серия Науки о Земле. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 2008. Т.8. Вып. 1. С. 3-5.
29. Богданов М.Б., Катрущенко А.В. Периодические изменения приземной температуры воздуха, вызванные влиянием космических факторов. // Известия Саратовского университета. Серия Науки о Земле. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 2008. Т.8. Вып. 2. С. 3-8.
30. Богданов М.Б., Федоренко А.В. Периодические изменения атмосферного давления, вызванные влиянием космических факторов. // Известия Саратовского университета. Серия Науки о Земле. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 2009. Т.9. Вып. 1. С.15-20.
31. Богданов М.Б., Ефремова Т.Ю., Катрущенко А.В. Оценка характеристик земной климатической системы по ее реакции на изменение солнечной постоянной. // Известия Саратовского университета. Серия Науки о Земле. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 2012. Т.12. Вып. 1. С.3-8.

32. Богданов М.Б., Ефремова Т.Ю., Катрущенко А.В. Исследование реакции земной климатической системы на изменение солнечной постоянной. // Погода и климат: новые методы и технологии исследований (к 50-летию организации кафедры метеорологии и охраны атмосферы в Пермском государственном университете). Пермь: Изд-во Перм. гос. ун-та, 2010. С.49-52.
33. Bogdanov M.B., Efremova T.Yu., Katrushchenko A.V. Estimation of impulse response of Earth's climate system at short time intervals. // *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*. 2012. V.86. P.51-55 (<http://dx.doi.org/10.1016/j.jastp.2012.06.007>).
34. Schwartz S.E. Heat capacity, time constant, and sensitivity of Earth's climate system. // *J. Geophys. Res.* 2007. V. 112, D24S05, doi:10.1029/2007JD008746.
35. Дженкинс Г., Ваттс Д. Спектральный анализ и его приложения. Т.1. М.: Мир, 1971. 316 с.
36. Дженкинс Г., Ваттс Д. Спектральный анализ и его приложения. Т.2. М.: Мир, 1972. 288 с.
37. Марпл С.Л. Цифровой спектральный анализ и его приложения. М.: Мир, 1990. 584 с.
38. Трубецков Д.И., Рожнев А.Г. Линейные колебания и волны. М.: Физматлит, 2001. 416 с.
39. Klein Tank A.M.G., Wijngaard J.B., Konnen G.P., *et al.* Daily dataset of 20th-century surface air temperature and precipitation series for the European Climate Assessment. // *Int. Journal of Climatology*. 2002. V.22. P.1441-1453.
40. Сидоренков Н.С. Атмосферные процессы и вращение Земли. СПб.: Гидрометеоздат, 2002, 200 с.
41. Хайруллина Г.Р., Астафьева Н.М. Квазидвухлетние колебания в атмосфере Земли. // Препринт Ин-та космич. исслед. РАН. 2011. N 2163. 60 с.
42. Максимов И.В. Геофизические силы и воды океана. Л.: Гидрометеоздат, 1970. 447 с.
43. Мельхиор П. Земные приливы. М.: Мир, 1968. 482 с.
44. Герман Дж.Р., Голдберг Р.А. Солнце, погода и климат. Л.: Гидрометеоздат, 1981. 319 с.
45. Neugebauer M., Smith E.J., Ruzmaikin A., Feynman J., Vaughan A.H. The solar magnetic field and the solar wind: existence of preferred longitudes. // *J. Geophys. Res.* 2000. V.105. Issue A2. P.2315-2324.
46. Lawrence J.K., Cadavid A.C., Ruzmaikin A. Rotational quasi periodicities and the Sun - heliosphere connection. // *Solar Physics*. 2008. V.252. P.179-193.
47. Douglass D. H., Clader B. D., Knox R. S. Climate sensitivity of Earth to solar irradiance: update. // Paper presented at 2004 Solar Radiation and Climate (SORCE) meeting on Decade Variability in the Sun and the Climate, Meredith, New Hampshire, 27-29 October 2004. P.1-16 (<http://arxiv.org/abs/physics/0411002>).

48. Lockwood M. Recent changes in solar outputs and the global mean surface temperature. III. Analysis of contributions to global mean air surface temperature rise. // Proc. Royal Soc. A. 2008. V. 464. P. 1387-1404.
49. Foster G., Annan J.D., Schmidt G.A., Mann M.E. Comment on “Heat capacity, time constant, and sensitivity of Earth’s climate system” by S.E. Schwartz. // J. Geophys. Res. 2008. V. 113. D15102, doi:10.1029/2007JD009373.
50. Knutti R., Krähenmann S., Frame D.J., Allen M.R. Comment on “Heat capacity, time constant, and sensitivity of Earth’s climate system” by S.E. Schwartz. // J. Geophys. Res. 2008. V. 113. D15103, doi:10.1029/2007JD009473.
51. Scafetta N. Comment on “Heat capacity, time constant, and sensitivity of Earth’s climate system” by S.E. Schwartz. // J. Geophys. Res. 2008. V. 113. D15104, doi:10.1029/2007JD009586.
52. Scafetta N. Empirical analysis of the solar contribution to global mean air surface temperature change. // J. Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. 2009. V. 71. P. 1916–1923, doi:10.1016/j.jastp.2009.07.007.
53. Schwartz S.E. Reply to comments by G.Foster et al., R.Knutti et al., and N.Scafetta on “Heat capacity, time constant, and sensitivity of Earth’s climate system”. // J. Geophys. Res. 2008, V. 113. D15105, doi:10.1029/2008JD009872.
54. Hansen, J., Nazarenko, L., Ruedy, R., *et al.* Earth's energy imbalance: confirmation and implications. // Science. 2005. V.308. P.1431-1435.
55. Мохов И.И., Безверхний В.А., Елисеев А.В., Карпенко А.А. Взаимосвязь изменений глобальной приповерхностной температуры с изменениями солнечной активности по данным наблюдений и реконструкций для XVII-XX веков и по модельным расчетам // Доклады РАН. 2006. Т. 409. № 1. С. 115–119.
56. Мохов И.И., Смирнов Д.А. Диагностика причинно-следственной связи солнечной активности и изменений глобальной приповерхностной температуры Земли. // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2008. Т. 44. № 3. С. 283-293.
57. Smith T.M., Reynolds R.W., Peterson T.C., Lawrimore J. Improvements to NOAA's historical merged land-ocean surface temperature analysis (1880-2006). // J. Climate, 2008. V. 21. P. 2283-2296.
58. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. М.:Наука, 1979. 142 с.
59. Тихонов А.Н., Гончарский А.В., Степанов В.В., Ягола А.Г. Регуляризирующие алгоритмы и априорная информация. М.: Наука, 1983. 200 с.
60. Гончарский А.В., Черепашук А.М., Ягола А.Г. Некорректные задачи астрофизики. М.: Наука, 1985. 352 с.

61. Бендат Дж., Пирсол А. Применения корреляционного и спектрального анализа. М.: Мир, 1983. 312 с.

Саратовский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского