

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
НАУКИ ИНСТИТУТ ФИЗИКИ АТМОСФЕРЫ ИМ. А.М. ОБУХОВА
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи
УДК 551.510.4

Мурышев Кирилл Евгеньевич

**ВЗАИМНОЕ ЗАПАЗДЫВАНИЕ МЕЖДУ ИЗМЕНЕНИЯМИ
ГЛОБАЛЬНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ И СОДЕРЖАНИЯ
УГЛЕКИСЛОГО ГАЗА В АТМОСФЕРЕ**

Специальность 25.00.29 —
«Физика атмосферы и гидросферы»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук,
Елисеев Алексей Викторович

Москва — 2020

Оглавление

	Стр.
Введение	3
Глава 1. Методология исследования взаимного запаздывания между изменениями глобальной температуры и содержания CO₂ в атмосфере	12
1.1. Климатическая модель ИФА РАН.....	13
1.2. Концептуальная модель климата-углеродного цикла.....	17
1.3. Линейная версия концептуальной модели.....	20
1.4. Иллюстративные результаты.....	25
Обсуждение результатов главы 1.....	38
Глава 2. Взаимное запаздывание между изменениями глобальной температуры и содержания CO₂ в атмосфере при сценариях непарникового внешнего воздействия	40
2.1. Численные эксперименты.....	40
2.2. Аналитические решения.....	45
2.3. Качественное объяснение результатов.....	55
Обсуждение результатов главы 2.....	59
Глава 3. Взаимное запаздывание между изменениями глобальной температуры и содержания CO₂ в атмосфере при сценариях внешних эмиссий парниковых газов в атмосферу	61
3.1 Численные эксперименты.....	61
3.2 Аналитические решения для случая единственного парникового газа (CO ₂).....	65
3.3 Аналитические решения для случая двух парниковых газов (CO ₂ и CH ₄).....	68
Обсуждение результатов главы 3.....	75
Заключение.....	76
Приложение 1.....	78
Список литературы.....	81

Введение

Актуальность исследования

Глобальная приповерхностная температура T_g в земной климатической системе (ЗКС) повышалась в течение последнего столетия. Потепление в 1880-2012 гг. составило в среднем 0.85 К (с интервалом неопределенности 0.65-1.06 К), а в 1951-2012 гг. — 0.72 К (с интервалом неопределенности 0.49-0.89 К) [Climate Change, 2013]. В соответствии с общепринятыми представлениями, основной причиной происходящего потепления является антропогенный парниковый эффект, дополняемый, а иногда компенсируемый антропогенным воздействием иной природы, а также естественными воздействиями на климат и внутренней изменчивостью ЗКС. Это подтверждается данными эмпирических моделей [Lean and Rind, 2008; Мохов, Смирнов, 2009; Smirnoff and Mokhov, 2009; Schönweise et al., 2010; Мохов и др., 2012; Mikšovský et al., 2016; Мохов, Смирнов, 2018] и глобальных климатических моделей [Hegerl et al., 1997; Stott et al., 2001; Мохов и др., 2006а; Stone et al., 2007, 2009; Sedlacek and Knutti, 2012; Jones et al., 2013; Ribes and Terray, 2013].

Тем не менее, существуют альтернативные гипотезы относительно природы наблюдаемого потепления. В соответствии с ними основной вклад в его формирование вносят естественные (неантропогенные) факторы [Soon et al., 1996; Idso, 1998; Quinn, 2010; Scafetta, 2012; Lindzen, 1990]. Одним из широко используемых аргументов в поддержку этих гипотез является взаимное запаздывание между изменениями T_g и содержания углекислого газа в атмосфере q_{CO_2} , восстанавливаемое по антарктическим ледовым кернам, согласно которым в период окончания оледенений изменения q_{CO_2} в целом отстают от соответствующих изменений T_g на несколько столетий. [Monnin et al., 2001; Caillon et al., 2003; Мохов и др., 2005а; Bereiter et al., 2012; Parrenin et al., 2013].

Кроме того, на основании данных измерений для второй половины XX – начала XXI вв. [Humlum et al. 2013] и реконструкций для малого

ледникового периода XIV-XVIII веков [Cox, Jones, 2008] было показано, что межгодовые изменения q_{CO_2} также запаздывают относительно соответствующих изменений T_g . Поскольку естественно ожидать, что «следствие» не может опережать свою «причину», все эти результаты используются в качестве аргументов, опровергающих представления о ведущей роли антропогенного парникового эффекта в происходящих изменениях климата (напр., [Quinn 2010]).

Указанные аргументы критиковались с различных точек зрения [Stocker and Johnsen, 2003; Schmittner et al., 2003; Ganopolski and Roche, 2009; Shakun et al., 2012; Kern and Leuenberger, 2013; Masters and Benestad, 2013; Richardson, 2013], однако представление о том, что запаздывание между изменениями климатических переменных является надежным индикатором причинно-следственных связей в ЗКС, в рамках этой критики зачастую не подвергалось сомнению. В [Van Nes, 2015] было показано, что запаздывание такого типа может быть получено вследствие нелинейности климатической системы. Тем не менее, можно показать, что нелинейность ЗКС не является необходимой для его возникновения.

Здесь следует отметить, что причинно-следственные связи существуют между событиями, а не переменными или рядами данных. Событиями являются изменения значений переменных. В соответствии с общепринятым в классической физике принципом причинности событие E_1 , состоящее в изменении T_g на временном интервале t_1 - t_2 , не может быть следствием события E_2 , состоящего в изменении q_{CO_2} на следующем временном интервале t_2 - t_3 . Но ничто не мешает событию E_1 быть следствием события E_0 , состоящего в изменении значения q_{CO_2} на предыдущем временном интервале t_0 - t_1 , даже если ряд T_g «опережает» ряд q_{CO_2} . В соответствии с общепринятым определением временной сдвиг между рядами переменных определяется по лагу, на котором достигается максимум коэффициента корреляции между этими рядами. На практике это зачастую означает, что на некотором временном интервале опережающая переменная достигает экстремума

раньше, чем запаздывающая. Соответственно, если ряд T_g опережает ряд q_{CO_2} , то это означает, что T_g достигает экстремума раньше, чем q_{CO_2} , то есть событие A_T , состоящее в смене знака производной T , происходит раньше события A_q , состоящего в смене знака производной q_{CO_2} . Соответственно, событие A_q не может быть причиной события A_T . Однако ничто не мешает событию B_q , состоящему в поступательном росте q_{CO_2} , быть причиной события B_T , состоящего в поступательном росте T_g до достижения экстремума. В свою очередь, причиной возникновения экстремума T_g может быть событие A_X , состоящее в изменении значения некой третьей переменной X (см. также [Ganopolski, Roche 2009]).

Классическим примером динамической системы, в которой отклик опережает по фазе вызывающее его внешнее воздействие, является колебательный RCL-контур, где изменение напряжения на резисторе опережает по фазе изменения вызывающей его разности потенциалов.

Приведенные рассуждения свидетельствуют о невозможности в общем случае определить характер причинно-следственной связи между двумя переменными по временному сдвигу между их изменениями без привлечения физических представлений о природе их взаимодействия.

В связи с этим является актуальным исследование того, как при различных типах воздействий на климат причинно-следственные связи между изменениями глобальной температуры и содержания CO_2 в атмосфере сказываются на их взаимном запаздывании.

Цели и задачи исследования

Основной целью исследования является анализ взаимного запаздывания между изменениями глобальной температуры T_g и содержания углекислого газа в атмосфере q_{CO_2} как характеристики причинно-следственных связей в Земной климатической системе (ЗКС). Для достижения поставленной цели в ходе исследования решаются следующие задачи:

- анализ взаимного запаздывания между изменениями T_g и q_{CO_2} в период 1700-2100 гг. по расчетам с моделями ЗКС.

- анализ взаимного запаздывания между изменениями T_g и q_{CO_2} , полученного в численных экспериментах с моделями ЗКС при идеализированных внешних воздействиях на ЗКС различной природы (эмиссии парниковых газов в атмосферу и непарниковое радиационное возмущающее воздействие), с различными временными масштабами (от десятков до тысяч лет), периодических и непериодических.

Методы исследования

Анализируются временные ряды для T_g и q_{CO_2} , полученные в численных экспериментах с климатическими моделями (КМ) различного класса: моделью общей циркуляции (MIROC-ESM), моделью промежуточной сложности (климатическая модель ИФА РАН) и концептуальной энергобалансовой моделью климата с углеродным циклом. Взаимное запаздывание Δ_{Tq} между изменениями T_g и q_{CO_2} определяется по максимуму коэффициента корреляции со сдвигом по времени между рядами T_g и q_{CO_2} . Для получения аналитических решений и качественного объяснения полученных результатов используются упрощенные (в том числе линеаризованные) версии концептуальной модели. В дальнейшем для определенности считается, что $\Delta_{Tq} > 0$, если T_g опережает q_{CO_2} , и $\Delta_{Tq} < 0$, если T_g запаздывает относительно q_{CO_2} .

Основные положения, выносимые на защиту

1. Современные климатические модели способны воспроизводить запаздывание q_{CO_2} относительно T_g при условиях, справедливых для доиндустриального голоцена. Поэтому подобное запаздывание не противоречит представлениям о значимости антропогенного вклада в современные климатические изменения.
2. Знак взаимного запаздывания Δ_{Tq} между изменениями T_g и q_{CO_2} зависит от типа внешнего воздействия. Парниковое воздействие приводит к опережению q_{CO_2} относительно T_g , непарниковое воздействие приводит к

опережению T_g относительно q_{CO_2} , если временной масштаб P внешнего воздействия достаточно мал.

3. Знак Δ_{Tq} зависит также от временного масштаба P внешнего воздействия (парникового или непарникового) и временных масштабов процессов в ЗКС. При изменении P и прочих равных условиях взаимное запаздывание Δ_{Tq} может менять знак.
4. Нелинейность климатической системы не является необходимой для смены знака Δ_{Tq} при изменении временного масштаба внешнего воздействия P .
5. При непарниковом радиационном форсинге смена знака Δ_{Tq} при изменении P связана с влиянием запаса углерода почвы на выделение из нее CO_2 при увеличении T_g . При больших значениях P это приводит к опережению изменений q_{CO_2} относительно изменений T_g .
6. При эмиссиях CO_2 и CH_4 в атмосферу смена знака Δ_{Tq} при изменении P обусловлена различием времен отклика атмосферных концентраций этих газов на внешнее воздействие. Это приводит к сдвигу между изменениями q_{CO_2} и изменениями суммарного радиационного возмущающего воздействия (РВВ) двух этих газов. При большом значении P запаздывание q_{CO_2} относительно суммарного РВВ превосходит соответствующее запаздывание T_g , благодаря чему изменения T_g опережают изменения q_{CO_2} .

Научная новизна

1. Показано, что взаимное запаздывание между температурой и содержанием CO_2 в атмосфере не противоречит представлениям о значимости антропогенного вклада в современные климатические изменения.
2. Впервые показано, что знак взаимного запаздывания между изменениями T_g и q_{CO_2} зависит от типа внешнего воздействия на ЗКС и его временного масштаба.
3. Впервые продемонстрированы конкретные механизмы климатических изменений, при реализации которых в случае непарникового внешнего воздействия изменения q_{CO_2} опережают вызывающие их изменения T_g , а в

случае парникового внешнего воздействия изменения T_g опережают изменения q_{CO_2} .

4. Впервые изменения «опережающей переменной» как отклик на изменения «запаздывающей» были получены в линейной модели климатической системы.

Научная и практическая значимость

Полученные результаты свидетельствуют о невозможности в общем случае определить характер причинно-следственной связи между двумя коррелируемыми переменными по временному сдвигу между их изменениями без привлечения физических представлений о природе их взаимодействия.

Представления о механизмах формирования временных сдвигов между изменениями климатических переменных, полученные в рамках данной работы, могут быть использованы для уточнения интерпретации данных наблюдений и палеореконструкций.

Апробация работы

Результаты работы докладывались на заседании бюро ОНЗ РАН, заседании совета по климату РАН, а также на российских и международных конференциях, школах, семинарах, в том числе на семинарах Лаборатории теории климата и Отдела исследования климатических процессов ИФА им. А.М. Обухова РАН, семинаре НИВЦ МГУ «Суперкомпьютерное моделирование климатической системы» (2016), семинаре отдела климатологии Института географии РАН (2016), семинаре ИГКЭ (2016), семинаре ААНИИ (2016), семинаре Потсдамского института исследований климатический воздействий (2016), Международной конференции «Турбулентность, динамика атмосферы и климата» им. А.М. Обухова (Москва, 2018), 12-й Международной конференции «Физика атмосферы, Климат и Окружающая среда» (Нанкин, Китай, 2017), четвёртой международной конференции по проблемам моделирования земной системы 4ICESM (Гамбург, 2017), XXII Международном симпозиуме "Оптика

атмосферы и океана. Физика атмосферы" (Томск, 2016), международной конференции "ГеоСибирь-2016" (Новосибирск, 2016), Международной школе-конференции молодых ученых «Состав атмосферы. Атмосферное электричество. Климатические процессы» (Туапсе, 2015 г.; Майкоп, 2018 г.), международной конференции молодых ученых «Изменения климата и природной среды Северной Евразии: анализ, прогноз, адаптация» (Кисловодск, 2014 г.).

Публикации по теме диссертации

Публикации в изданиях, входящих в список ВАК и базы данных WoS и Scopus

1. *Мурышев К.Е., Елисеев А.В., Мохов И.И., Тимажев А.В.* Взаимное запаздывание между изменениями температуры и содержания углекислого газа в атмосфере в простой совместной модели климата и углеродного цикла // Доклады АН. 2015. Т. 463. № 6. С. 708–712
2. *Muryshv K.E., Eliseev A.V., Mokhov I.I., Timazhev A.V.* Lead-lag relationships between global mean temperature and the atmospheric CO₂ content in dependence of the type and time scale of the forcing // *Global and Planetary Change*. 2017. Т. 148. P. 29–41
3. *Мурышев К.Е., Тимажев А.В., Дембицкая М.В.* Взаимное запаздывание между изменениями глобальной температуры и содержания углекислого газа в атмосфере при непарниковом внешнем воздействии на климатическую систему // *Фундаментальная и прикладная климатология*. 2017. № 3. С. 84–102
4. *Muryshv K.E., Eliseev A.V., Denisov S.N., Mokhov I.I., Timazhev A.V., Arzhanov M.M.* Time lag between changes in global temperature and atmospheric CO₂ content under anthropogenic emissions of CO₂ and CH₄ into the atmosphere // *IOP Conf. Series: Earth Environ. Sci.* 2019. V. 231. 012039
5. *Мурышев К.Е., Елисеев А.В., Денисов С.Н., Мохов И.И., Тимажев А.В., Аржанов М.М.* Фазовый сдвиг между изменениями глобальной температуры и содержания CO₂ в атмосфере при внешних эмиссиях

парниковых газов в атмосферу // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2019. Т. 55. № 3. С. 11-19.

6. *Muryshev K.E., Eliseev A.V., Mokhov I.I., Arzhanov M.M., Timazhev A.V., Denisov S.N.* Time lag between changes in global temperature and atmospheric CO₂ content according to the results of numerical experiments with Earth system models // Proc. SPIE 11208, 25th International Symposium on Atmospheric and Ocean Optics: Atmospheric Physics, 112087U (18 December 2019); doi: 10.1117/12.2540793

Другие публикации

1. *Мурышев К.Е., Елисеев А.В., Тимажеев А.В.* Запаздывание между изменениями температуры и концентрации углекислого газа в атмосфере в расчетах с простой совместной моделью климата и углеродного цикла // Международная конференция молодых ученых «Изменения климата и природной среды Северной Евразии: анализ, прогноз, адаптация». 14-20 сентября 2014 года. Кисловодск. Сборник тезисов докладов. М.: ГЕОС, 2014. С. 258-260. ISBN 978-5-89118-660-6
2. *Muryshev K.E., Timazhev A.V.* A phase shift between the changes of global temperature and carbon dioxide concentration in the atmosphere in a simple coupled climate-carbon cycle model // Research Activities in Atmospheric and Oceanic Modelling. E. Astakhova (ed.), WCRP Report No. 12/2015, P.07.17-07.18. 2015.
3. *Мурышев К.Е., Тимажеев А.В.* Зависимость фазового сдвига между изменениями глобальной температуры и концентрации углекислого газа в атмосфере от периода внешнего воздействия // 19-я международная школа-конференция молодых учёных «Состав атмосферы. Атмосферное электричество. Климатические процессы». 25-29 мая 2015 года. Туапсе. Сборник тезисов докладов. М.: ГЕОС, 2015. С. 97. ISBN 978-5-89118-680-4
4. *Мурышев К.Е., Тимажеев А.В.* Взаимное запаздывание между изменениями глобальной температуры и содержания углекислого газа в атмосфере при

- внешнем воздействии конечной длительности // Международная школа-конференция молодых ученых «Климат и эколого-географические проблемы Российской Арктики». 4 – 10 сентября 2016 г. Апатиты, Россия. Сборник тезисов докладов. М.А: Типография ООО «КаэМ», 2016. С. 66. ISBN 978-5-902643-38-8
5. *Muryshev K.E., Eliseev A.V., Mokhov I.I. and Timazhev A.V.* Lead-lag relationships between global mean temperature and the atmospheric CO₂ content depend on type and time scale of the external forcing // Fourth International Conference on Earth System Modelling. 4ICESM-12. 2017.
6. *Мурышев К.Е., Елисеев А.В., Денисов С.Н., Мохов И.И., Аржанов М.М., Тимажев А.В.* Временной сдвиг между изменениями глобальной температуры и содержания CO₂ в атмосфере при внешних эмиссиях парниковых газов в атмосферу // Турбулентность, динамика атмосферы и климата. Международная конференция, посвященная столетию со дня рождения академика Александра Михайловича Обухова. Москва. 16-18 мая 2018 г. Сборник тезисов докладов. М.: Физматкнига, 2018. С. 84. ISBN 978-5-89155-294-4
7. *Мурышев К.Е., Елисеев А.В., Денисов С.Н., Мохов И.И., Аржанов М.М., Тимажев А.В., Дембицкая М.А.* Временные сдвиги между изменениями глобальной температуры и содержания CO₂ в атмосфере // 22-я международная школа-конференция молодых учёных «Состав атмосферы. Атмосферное электричество. Климатические процессы». 23-29 сентября 2018 года. Майкоп. Сборник тезисов докладов. Майкоп: Изд-во «ИП Кучеренко В.О.», 2018. С. 77. ISBN 978-5-907004-22-1

Личный вклад автора

Автор принимал участие во всех этапах работы, включая постановку задач, анализ и интерпретацию полученных результатов. Все основные результаты, вынесенные на защиту, получены автором лично.

Глава 1. Методология исследования взаимного запаздывания между изменениями глобальной температуры и содержания CO_2 в атмосфере

В настоящей работе взаимное запаздывание между изменениями глобальной температуры T_g и содержания CO_2 в атмосфере q_{CO_2} исследуется на основании рядов для T_g и q_{CO_2} , полученных в численных экспериментах с климатическими моделями различного класса. Наиболее полной из используемых моделей является модель MIROC-ESM, относящаяся к классу моделей общей циркуляции. Ряды T_g и q_{CO_2} , полученные в экспериментах с этой моделью в рамках проектов PMIP3 и CMIP5, используются для иллюстрации некоторых предварительных соображений и сопоставления с результатами аналогичных расчетов, проведенных с более простыми моделями.

Основной моделью, используемой в данной работе, является климатическая модель (КМ) ИФА РАН, относящаяся к классу моделей промежуточной сложности и достаточно реалистично воспроизводящая крупномасштабные процессы в ЗКС (ее описание см. ниже). С ней проведены расчеты при сценариях внешнего воздействия, задаваемых согласно условиям проекта CMIP5, а также ряд идеализированных численных экспериментов.

Кроме того, результаты, полученные в численных экспериментах с КМ ИФА РАН, воспроизведены при помощи концептуальной модели, учитывающей только основные факторы взаимодействия климата и углеродного цикла (ее описание см. ниже).

Это дает основания полагать, что механизмы, обуславливающие возникновение исследуемых эффектов в модели промежуточной сложности и в модели общей циркуляции, действуют также в концептуальной модели и не являются проявлениями частных особенностей КМ ИФА РАН.

После воспроизведения того или иного эффекта в исходной концептуальной модели проводится серия ее последовательных упрощений,

в результате которой возникает иерархия упрощенных моделей, в каждой из которых учитывается лишь часть механизмов, включенных в исходную концептуальную модель. При этом подразумевается, что простейшая из полученных моделей, в которой воспроизводится исследуемый эффект, включает в себя только те механизмы, которые необходимы для его возникновения. Исходя из структуры этой модели дается качественное объяснение эффекта. В нашем случае исследуемые эффекты сохраняются в модели, сведенной к системе линейных дифференциальных уравнений, допускающей аналитическое решение.

Запаздывание между изменениями T_g и q_{CO_2} в соответствии с общепринятой методикой [Mokhov et al., 2005a; Ganopolski and Roche, 2009; Humlum et al., 2013] вычисляется по лагу, при котором кросс-корреляционная функция между рядами q_{CO_2} и T_g достигает максимума. Ему соответствует запаздывание, определяемое аналитически по фазовому сдвигу между функциями $q_{CO_2}(t)$ и $T_g(t)$. В ряде работ так определенное запаздывание пытаются использовать в качестве индикатора причинно-следственной связи между изменениями q_{CO_2} и T_g , [напр., Humlum et al., 2013; Quinn, 2010; Вакуленко, 2017]. Однако в данной диссертационной работе, описан ряд механизмов климатических изменений, при которых это допущение оказывается неверным.

1.1. Климатическая модель ИФА РАН

Климатическая модель (КМ) ИФА РАН описана в [Мохов и др., 2005b; Елисеев, 2011; Eliseev and Mokhov, 2011; Мохов, Елисеев, 2012; Елисеев, Сергеев, 2014; Елисеев и др., 2014; Eliseev et al., 2014; Eliseev, 2015; Елисеев, 2015].

Модель включает модули атмосферы, океана, деятельного слоя суши и углеродного цикла. Дополнительная версия КМ ИФА РАН (используемая в главе 3) включает также схему метанового цикла.

В **атмосферном модуле** решается уравнение переноса тепла, осредненное на характерных для атмосферы временном (порядка нескольких дней) и пространственном (порядка радиуса деформации Россби) синоптических масштабах, интерактивно рассчитывается содержание водяного пара в атмосфере. Синоптические процессы параметризованы в виде вихревой диффузии. Атмосферный модуль также включает в себя схемы переноса радиации в атмосфере, формирования облаков и осадков и обмена теплом и влагой между атмосферой и земной поверхностью. Важной особенностью КМ ИФА РАН является допущение универсальных (но с различными вертикальными масштабами) экспоненциальных профилей плотности воздуха и удельной влажности атмосферы и универсального линейного профиля температуры в тропосфере, зависящего от приповерхностной температуры воздуха.

Равновесная чувствительность КМ ИФА РАН к удвоению содержания CO_2 в атмосфере составляет $\Delta T_{2\text{CO}_2} = 2.2 \text{ К}$.

В **океаническом блоке** КМ ИФА РАН явным образом решаются уравнения переноса тепла и импульса, осредненные на характерных океанических временном и пространственном масштабах. Эти уравнения интегрируются по глубине на характерных уровнях (хорошо перемешанный слой, сезонный термоклин, основной термоклин и глубокий океан) в предположении универсальности профилей температуры. Следует отметить, что последнее допущение может приводить к недооценке временного масштаба океанического отклика на внешнее воздействие. Синоптические процессы также параметризованы. Соленость океана предписана.

Основными уравнениями **модуля поверхности суши** являются уравнение диффузии и уравнение Ричардса для инфильтрации воды в почву, по которым рассчитываются потоки тепла и влаги на границе почвы и атмосферы [Аржанов и др., 2008, 2013; Елисеев и др., 2009]. Рассчитанный таким образом запас влаги в почве используется в числе прочего в модуле углеродного цикла КМ ИФА РАН.

Блок **углеродного цикла КМ ИФА РАН** впервые описан в [Елисеев, 2011; Eliseev and Mokhov, 2011]. В его **наземной части** решается уравнение сохранения массы для запаса углерода в наземной растительности и почве. В качестве граничных условий выступают осредненные по сезонам метеорологические переменные и среднегодовое содержание углекислого газа в атмосфере. Распределение растительности предписано с учетом подсеточной неоднородности [Елисеев, Сергеев, 2014]. Последняя версия наземного углеродного цикла КМ ИФА РАН описана в [Eliseev, 2015; Елисеев, 2015].

Океанический углеродный цикл представлен глобально-осредненной моделью типа Бакастоу, модифицированной с учетом температурных зависимостей констант химических реакций [Millero, 1995]. Описание блока океанического углеродного цикла, используемого в модели, приведено в [Muryshev et al., 2017].

В этой модели поток углерода между океаном и атмосферой рассчитывается по формуле:

$$F_{oc} = F_0 \chi(T_{oc}) \left[(q_{CO_2} - q_{CO_2}^{(0)}) - \zeta(q_{CO_2}, T_{oc}) \frac{q_{CO_2}^{(0)}}{D_0} D \right]. \quad (1.1.1)$$

Здесь D – отклонение содержания растворенного в океане неорганического углерода от его первоначального (равновесного) значения, χ – растворимость CO_2 в морской воде, деленная на ее доиндустриальное значение, $D_0 = 1.5 \cdot 10^4$ ГтС, коэффициент $F_0 = 2.5 \cdot 10^{-2}$ ГтС год⁻¹ млн⁻¹. Зависимости $\chi(T_{oc})$ и $\zeta(q_{CO_2}, T_{oc})$ описаны в [Mokhov et al., 2008].

$$\zeta(q_{CO_2}, T_{oc}) = \zeta_0 \cdot (\zeta_1 q_n^2 + \zeta_2 q_n + \zeta_3),$$

$$\zeta_1 = -2.2 \cdot T_n^2 + 3.7 \cdot T_n - 1.6,$$

$$\zeta_2 = 18.9 \cdot T_n^2 - 32.4 \cdot T_n + 14.2,$$

$$\zeta_3 = -19.8 \cdot T_n^2 + 35.8 \cdot T_n - 15.8,$$

$$\chi(T_{oc}) = X(T_{oc}) / X(T_{oc,0}),$$

$$X(T_{oc}) = \exp[-60.24 + 31.15/T_n + 23.36 \cdot \ln(3T_n)].$$

Здесь $\zeta_0 = 10$, $q_n = q_{CO_2}/(290 \text{ ppmv})$, $T_n = T_{oc}/(300 \text{ K})$, T_{oc} соответствует глобально осредненной среднегодовой температуре поверхности океана (ТПО). Член $T_{n,0}$ определяется аналогично T_n и соответствует начальному значению глобально-осредненной среднегодовой ТПО $T_{oc,0}$. В свою очередь

$$\frac{dD}{dt} = F_{oc}. \quad (1.1.2)$$

Для метана в атмосфере аналогично [Елисеев и др., 2008; Osborn and Wigley, 1994] используется приближение хорошо перемешанного газа, подчиняющегося балансовому уравнению

$$\frac{dq_{CH_4}}{dt} = \frac{E_{CH_4}}{\beta_0} - \frac{q_{CH_4}}{\tau_{tot}}, \quad (1.1.3)$$

где q_{CH_4} – концентрация метана в атмосфере [млрд^{-1}], E_{CH_4} – суммарные (естественные и антропогенные) эмиссии метана в атмосферу [$\text{TгCH}_4/\text{год}$], $\beta_0 = 2.75 \text{ MtCH}_4/\text{млрд}^{-1}$. Для τ_{tot} справедливо следующее соотношение

$$\frac{1}{\tau_{tot}} = \frac{1}{\tau_{atm}} + \frac{1}{\tau_{soil}}. \quad (1.1.4)$$

Характерное время разложения метана в почве $\tau_{soil} = 150$ лет. Время жизни метана в атмосфере τ_{atm} экспоненциально зависит от температуры [Денисов и др., 2013].

Поскольку разрушение метана в атмосфере в результате цепочки химических превращений приводит к образованию углекислого газа, в правой части уравнения для q_{CO_2} (для которого в КМ ИФА РАН также используется приближение хорошо перемешанного в атмосфере газа) возникает дополнительное слагаемое, зависящее от q_{CH_4} . Это уравнение имеет следующий вид:

$$c_0 \frac{dq_{CO_2}}{dt} = E_{CO_2} + F_{land} + F_{oc} + \mu \frac{q_{CH_4}}{\tau_{tot}}, \quad (1.1.5)$$

где q_{CO_2} – концентрация углекислого газа в атмосфере [млн⁻¹], $c_0 = 2.123$ ГтС/млн (CO₂)⁻¹, E_{CO_2} – внешние (напр., антропогенные) эмиссии CO₂ в атмосферу, F_{oc} и F_{land} – потоки углерода в атмосферу из океана и наземных экосистем, нелинейно зависящие от q_{CO_2} , глобальной приповерхностной температуры T_g и содержания углерода в указанных резервуарах, $\mu = 0.27 \cdot 10^{-3}$ ГтС/млрд(CH₄)⁻¹.

Антропогенные эмиссии метана задаются в виде табулированной функции от времени. Естественные эмиссии этого газа представляются в виде суммы эмиссий из почвы, интерактивно вычисляемых по схеме [Gedney et al., 2004], и прочих эмиссий естественного происхождения. Для последних использовалось значение 65 МтCH₄/год [Елисеев и др., 2008, Денисов и др., 2013].

1.2. Концептуальная модель климата с углеродным циклом

Данная модель описана в [Мурышев и др., 2015; Muryshev et al., 2017; Мурышев и др., 2017]. Дополнительная версия, включающая метановый цикл описана в [Muryshev et al., 2018]. Ее описание приводится ниже. Уравнения модели, не включающей метановый цикл, могут быть получены, если приравнять нулю все члены с индексом CH₄.

Модель состоит из уравнений, характеризующих отклонения среднеглобальных значений температуры T_g и содержания CO₂ и CH₄ в атмосфере от их равновесных значений. Первое уравнение описывает тепловой баланс ЗКС (см. напр., [Andreae et al., 2005; Masters and Benestad, 2013]):

$$C \frac{dT_g}{dt} = R_{tot} - \lambda_0 (T_g - T_g^{(0)}), \quad (1.2.1)$$

где $T_g^{(0)} = 13.7$ °С – базовое значение T_g , $C = 10^9$ Дж м⁻² К⁻¹ – теплоемкость единицы площади земной поверхности, примерно соответствующая теплоемкости слоя океана глубиной 350 м, R_{tot} – суммарное радиационное возмущающее воздействие (РВВ), слагаемое $\lambda_0(T_g - T_g^{(0)})$ характеризует все

климатические обратные связи в линейном виде (в частности, сюда входит зависимость влажности атмосферы от температуры). Коэффициент λ_0 называют параметром чувствительности климата.

В данной работе рассматриваются три типа внешнего воздействия на ЗКС: парниковый эффект CO_2 , парниковый эффект CH_4 и непарниковые радиационные возмущающие воздействия (обусловленные, например, изменениями солнечной постоянной, вулканическими извержениями и др). В соответствии с этим суммарное радиационное возмущающее воздействие R_{tot} можно условно разделить на три слагаемых:

$$R_{tot} = R_{\text{CO}_2} + R_{\text{CH}_4} + R_{\text{NonGHG}} \quad (1.2.2)$$

Парниковое РВВ CO_2 описывается в виде

$$R_{\text{CO}_2} = R_0 \ln \left(\frac{q_{\text{CO}_2}}{q_{\text{CO}_2}^{(0)}} \right), \quad (1.2.3)$$

где $q_{\text{CO}_2}^{(0)} = 278 \text{ млн}^{-1}$ – доиндустриальное значение содержания CO_2 в атмосфере, R_0 – нормировочный коэффициент. Для современных климатических моделей $R_0 = 5.3 \text{ Вт/м}^2$, значение λ_0 находится в диапазоне от 0.6 до 1.6 $\text{Вт м}^{-2} \text{ К}^{-1}$. В стандартной версии концептуальной модели $\lambda_0 = 1 \text{ Вт м}^{-2} \text{ К}^{-1}$.

Радиационное воздействие метана R_{CH_4} [Вт/м^2] рассчитывается с использованием аппроксимационных формул [Myhre G. et al., 1998]:

$$R_{\text{CH}_4} = \alpha_0 \left(\sqrt{q_{\text{CH}_4}} - \sqrt{q_{\text{CH}_4}^{(0)}} \right) - [f(q_{\text{CH}_4}, q_{\text{N}_2\text{O}}^{(0)}) - f(q_{\text{CH}_4}^{(0)}, q_{\text{N}_2\text{O}}^{(0)})], \quad (1.2.4)$$

$$f(M, N) = 0.47 \ln \left[1 + 2.01 \cdot 10^{-5} (MN)^{0.75} + 5.31 \cdot 10^{-15} M (MN)^{1.52} \right], \quad (1.2.5)$$

где q_{CH_4} – концентрация в атмосфере метана [млрд^{-1}], $q_{\text{N}_2\text{O}}$ – концентрация N_2O [млрд^{-1}], $q_{\text{N}_2\text{O}}^{(0)} = 267 \text{ млрд}^{-1}$, $q_{\text{CH}_4}^{(0)} = 675 \text{ млрд}^{-1}$ (доиндустриальные значения), $\alpha_0 = 0,036$.

Естественные эмиссии метана, а также изменения q_{CO_2} и q_{CH_4} рассчитываются аналогично тому, как это делается в КМ ИФА РАН (см. раздел 1.1).

Поток углерода из атмосферы в океан рассчитывается при помощи той же модели типа Бакастоу, которая используется в океаническом блоке КМ

ИФА РАН, но с использованием глобально-осредненной температуры земной поверхности вместо температуры поверхности океана:

$$F_{oc} = F_0 \cdot \chi(T_g) \cdot \left[(q_{CO_2} - q_{CO_2}^{(0)}) - \zeta(q_{CO_2}, T_g) \frac{q_{CO_2}^{(0)}}{D_0} D \right]. \quad (1.2.6)$$

Здесь D – отклонение содержания растворенного в океане неорганического углерода от его первоначального (равновесного) значения, $\chi(T_g)$ – растворимость CO_2 в морской воде, деленная на ее доиндустриальное значение, $\zeta(q_{CO_2}, T_g)$ – буферный фактор, $D_0 = 1.5 \cdot 10^4$ ГтС, коэффициент $F_0 = 2.5-4.5 \cdot 10^{-2}$ ГтС год⁻¹ ppm⁻¹. Зависимости $\chi(T_g)$ и $\zeta(q_{CO_2}, T_g)$ приведены в предыдущем разделе. В свою очередь,

$$\frac{dD}{dt} = F_{oc}. \quad (1.2.7)$$

Поток углерода из атмосферы в наземные экосистемы F_{land} определяется балансом интенсивности фотосинтеза P , дыхания растительности R_v и дыхания почвы R_s .

$$F_{land} = P - R_v - R_s, \quad (1.2.8)$$

Для расчета указанных переменных используется схема, описанная в (Lenton, 2000; Eliseev and Mokhov, 2007):

$$\begin{aligned} P &= A_p g_f(q_{CO_2}) M_{v,0} \theta_p^{(T_g - T_g^{(0)})}, \\ R_v &= A_v (M_v + M_{v,0}) \theta_v^{(T_g - T_g^{(0)})}, \\ R_s &= A_s (M_s + M_{s,0}) \theta_s^{(T_g - T_g^{(0)})}. \end{aligned} \quad (1.2.9)$$

где M_v и M_s – аномалии содержания углерода в растительности и почве соответственно, $M_{v,0} = 0.55 \cdot 10^3$ ГтС и $M_{s,0} = 1.5 \cdot 10^3$ ГтС - начальные значения запасов углерода в этих резервуарах, $A_p = 0.1818$ лет⁻¹, $A_v = 0.0909$ лет⁻¹, $A_s = A_v M_{v,0} / M_{s,0}$, поскольку в состоянии равновесия чистая первичная продукция $NPP = P - R_v = R_s$, составляет примерно половину P [Zhang et al., 2014], функция

$$g_f(q) = \left[\frac{q_{CO_2} - A_{kc}}{q_{CO_2} + A_{km} - A_{kc}} \right] \left[\frac{q_{CO_2}^{(0)} + A_{km} - A_{kc}}{q_{CO_2}^{(0)} - A_{kc}} \right], \quad (1.2.10)$$

характеризует отклик фотосинтеза на увеличение содержания CO_2 в атмосфере, $A_{kc} = 150 \text{ млн}^{-1}$ – точка полу-насыщения фертилизации, $A_{km} = 29 \text{ млн}^{-1}$ – точка компенсации, $\theta_p = 1.04$, $\theta_v = 1.08$, $\theta_s = 1.09$ [Lenton, 2000]. M_v не входит в формулу для P , поскольку на глобальном уровне можно считать, что интенсивность фотосинтеза не зависит от запаса биомассы в растительности (это справедливо, если растительность достаточно сомкнута).

Изменения M_v и M_s описываются уравнениями:

$$\begin{aligned} \frac{dM_v}{dt} &= P - R_v - L, \\ \frac{dM_s}{dt} &= L - R_s, \end{aligned} \quad (1.2.11)$$

где L – сток углерода из растительности в почву за счет опада/отпада.

$$L = A_L (M_v + M_{v,0}). \quad (1.2.12)$$

Коэффициент опада $A_L = A_v$.

В свою очередь,

$$\frac{dM}{dt} = F_{land}, \quad (1.2.13)$$

где $M = M_v + M_s$.

1.3. Линейная версия концептуальной модели

Полная система уравнений концептуальной модели выглядит следующим образом:

$$C \frac{dT_g}{dt} = R_{\text{CO}_2} + R_{\text{CH}_4} + R_{\text{NonGHG}} - \lambda_0 (T_g - T_g^{(0)}). \quad (1.3.1)$$

$$c_0 \frac{dq_{\text{CO}_2}}{dt} = E_{\text{CO}_2} + F_{land} + F_{oc} + \mu \frac{q_{\text{CH}_4}}{\tau_{tot}}, \quad (1.3.2)$$

$$\frac{dq_{\text{CH}_4}}{dt} = \frac{E_{\text{CH}_4}}{\beta_0} - \frac{q_{\text{CH}_4}}{\tau_{tot}} \quad (1.3.3)$$

Если предположить, что $(T - T^{(0)}) \ll T^{(0)}$, $(q_{\text{CO}_2} - q_{\text{CO}_2}^{(0)}) \ll q_{\text{CO}_2}^{(0)}$ и $(q_{\text{CH}_4} - q_{\text{CH}_4}^{(0)}) \ll q_{\text{CH}_4}^{(0)}$, систему можно упростить и привести к линейному виду, что позволит получить аналитические решения.

Используя выражение для радиационных форсингов CO_2 (1.2.3) и CH_4 (1.2.4) и пренебрегая вторым слагаемым в (1.2.4), перепишем (1.3.1) в виде

$$\frac{dT_g}{dt} = \frac{R_0}{C} \ln\left(\frac{q_{\text{CO}_2}}{q_{\text{CO}_2}^{(0)}}\right) + \alpha_0 \left(\sqrt{q_{\text{CH}_4}} - \sqrt{q_{\text{CH}_4}^{(0)}}\right) - \frac{\lambda_0}{C} (T_g - T_g^{(0)}) + R_{\text{NonGHG}}. \quad (1.3.4)$$

При $(q_{\text{CO}_2} - q_{\text{CO}_2}^{(0)}) \ll q_{\text{CO}_2}^{(0)}$ в линейном приближении $\ln\left(\frac{q_{\text{CO}_2}}{q_{\text{CO}_2}^{(0)}}\right) \approx \frac{q_{\text{CO}_2} - q_{\text{CO}_2}^{(0)}}{q_{\text{CO}_2}^{(0)}}$.

Аналогично при $(q_{\text{CH}_4} - q_{\text{CH}_4}^{(0)}) \ll q_{\text{CH}_4}^{(0)}$ в линейном приближении

$$\sqrt{q_{\text{CH}_4}} - \sqrt{q_{\text{CH}_4}^{(0)}} \approx \frac{1}{2\sqrt{q_{\text{CH}_4}^{(0)}}} (q_{\text{CH}_4} - q_{\text{CH}_4}^{(0)}).$$

Введем обозначения

$$T = T_g - T_g^{(0)},$$

$$q = c_0 (q_{\text{CO}_2} - q_{\text{CO}_2}^{(0)}),$$

$$q_0 = c_0 q_{\text{CO}_2}^{(0)},$$

$$p = \beta_0 (q_{\text{CH}_4} - q_{\text{CH}_4}^{(0)}),$$

$$p_0 = \beta_0 q_{\text{CH}_4}^{(0)},$$

$$R = \frac{R_0}{C q_0},$$

$$F = \frac{\alpha_0}{2\beta_0 C \sqrt{q_{\text{CH}_4}^{(0)}}},$$

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{C}.$$

Тогда уравнение (1.3.1), описывающее тепловой баланс ЗКС, переписывается в следующем виде:

$$\frac{dT}{dt} = Rq + Fp - \lambda T + R_{\text{NonGHG}}. \quad (1.3.5)$$

Поток углерода из океана в атмосферу

$$F_{oc} = -\frac{F_0}{c_0} \chi(T) \left[q - \zeta(q, T) \frac{q_0}{D_0} D \right] \quad (1.3.6)$$

В линейном виде растворимость CO_2 в морской воде

$$\chi(T) = \chi_0 + \frac{\partial \chi}{\partial T} T. \quad (1.3.7)$$

Буферный фактор в линейном приближении

$$\zeta(q, T) = \zeta_0 + \frac{\partial \zeta}{\partial q} q + \frac{\partial \zeta}{\partial T} T \quad (1.3.8)$$

Таким образом, F_{oc} в линейном приближении

$$F_{oc} = -\frac{F_0}{c_0} \left[\chi_0 + \frac{\partial \chi}{\partial T} T \right] \left[q - \left(\zeta_0 + \frac{\partial \zeta}{\partial q} q + \frac{\partial \zeta}{\partial T} T \right) \frac{q_0}{D_0} D \right] \quad (1.3.9)$$

Раскрывая скобки и пренебрегая членами второго порядка малости (содержащими произведения малых отклонений q , D , T), получим выражение для линеаризованного потока CO_2 из атмосферы в океан:

$$F_{oc} = -\frac{F_0}{c_0} \chi_0 \left[q - \zeta_0 \frac{q_0}{D_0} D \right], \quad (1.3.10)$$

где $\chi_0 = \chi(0)$, $\zeta_0 = \zeta(0,0)$. Поскольку $\chi_0 = \chi(0) = 1$,

$$F_{oc} = -\frac{F_0}{c_0} \left[q - \zeta_0 \frac{q_0}{D_0} D \right] \quad (1.3.11)$$

Введем обозначения $\beta_{oc} = \frac{F_0}{c_0}$, $\kappa = \frac{F_0}{c_0} \zeta_0 \frac{q_0}{D_0}$. Тогда

$$\frac{dD}{dt} = -F_{oc} = \beta_{oc} q - \kappa D, \quad (1.3.12)$$

Из (1.3.12) видно, что поток CO_2 из атмосферы в океан F_{oc} в первом приближении не зависит от отклонения температуры T . А поскольку поток углерода между атмосферой и поверхностью суши F_{land} зависит от T в первом приближении (это будет показано ниже), при потеплении возникает положительная аномалия содержания CO_2 в атмосфере, и возникает положительный поток CO_2 из атмосферы в океан.

Поток углерода из наземных экосистем в атмосферу

$$F_{land} = -PS + R_v + R_s. \quad (1.3.13)$$

Фотосинтез, дыхание растительности и почвы равны соответственно

$$\begin{aligned} PS &= A_p g_f(q) M_{v,0} \theta_p^T, \\ R_v &= A_v (M_v + M_{v,0}) \theta_v^T, \\ R_s &= A_s (M_s + M_{s,0}) \theta_s^T. \end{aligned} \quad (1.3.14)$$

где

$$g_f(q) = \left[\frac{q + q_0 - c_0 A_{kc}}{q + q_0 + c_0 (A_{km} - A_{kc})} \right] \left[\frac{q_0 + c_0 (A_{km} - A_{kc})}{q_0 - c_0 A_{kc}} \right] = \frac{1 + \frac{q}{q_0 - c_0 A_{kc}}}{1 + \frac{q}{q_0 + c_0 (A_{km} - A_{kc})}}. \quad (1.3.15)$$

Линеаризуя выражение для $g_f(q)$, получим

$$g_f(q) \approx \left[1 + \frac{q}{q_0 - c_0 A_{kc}} \right] \left[1 - \frac{q}{q_0 + c_0 (A_{km} - A_{kc})} \right] \approx 1 + \frac{q}{q_0 - c_0 A_{kc}} - \frac{q}{q_0 + c_0 (A_{km} - A_{kc})} \quad (1.3.16)$$

Приводя к общему знаменателю, получим

$$g_f(q) \approx 1 + q \frac{c_0 A_{km}}{(q_0 - c_0 A_{kc})(q_0 + c_0 (A_{km} - A_{kc}))}. \quad (1.3.17)$$

Введем обозначение

$$G = \frac{c_0 A_{km}}{(q_0 - c_0 A_{kc})(q_0 + c_0 (A_{km} - A_{kc}))} \approx 0.0007. \quad (1.3.18)$$

Тогда

$$g_f(q) \approx 1 + Gq. \quad (1.3.19)$$

В линейном приближении получим

$$\begin{aligned} \theta_p^T &= \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(T \ln \theta_p)^k}{k!} \approx 1 + T \ln \theta_p, \\ \theta_v^T &\approx 1 + T \ln \theta_v, \\ \theta_s^T &\approx 1 + T \ln \theta_s. \end{aligned} \quad (1.3.20)$$

Подставляя (1.3.19) и (1.3.20) в (1.3.14) и пренебрегая членами второго порядка малости, получим

$$\begin{aligned} PS &= A_p M_{v,0} + (A_p M_{v,0} G)q + (A_p M_{v,0} \ln \theta_p) T, \\ R_v &= A_v M_{v,0} + A_v M_v + (A_v M_{v,0} \ln \theta_v) T, \\ R_s &= A_s M_{s,0} + A_s M_s + (A_s M_{s,0} \ln \theta_s) T. \end{aligned} \quad (1.3.21)$$

Подставляя (1.3.21) в (1.3.13), получим

$$\begin{aligned} F_{land} &= \\ &= -[A_p M_{v,0} - A_v M_{v,0} - A_s M_{s,0}] - \\ &- (A_p M_{v,0} G)q + \\ &+ A_v M_v + A_s M_s - \\ &- [A_p M_{v,0} \ln \theta_p - A_v M_{v,0} \ln \theta_v - A_s M_{s,0} \ln \theta_s] T. \end{aligned} \quad (1.3.22)$$

Первое слагаемое в формуле (1.3.22) равно нулю, т.к. в состоянии равновесия равен нулю поток F_{land} . Введем обозначения

$$\begin{aligned}\beta_{land} &= A_p M_{v,0} G, \\ \gamma_v &= -A_p M_{v,0} \ln \theta_p + A_v M_{v,0} \ln \theta_v, \\ \gamma_s &= A_s M_{s,0} \ln \theta_s.\end{aligned}$$

Тогда

$$\frac{dM}{dt} = -F_{land} = \beta_{land} q - A_v M_v - A_s M_s - (\gamma_v + \gamma_s) T. \quad (1.3.23)$$

Причем

$$\begin{aligned}\frac{dM_v}{dt} &= PS - R_v - L = \beta_{land} q - (A_v + A_L) M_v - \gamma_v T \\ \frac{dM_s}{dt} &= L - R_s = A_L M_v - A_s M_s - \gamma_s T\end{aligned} \quad (1.3.24)$$

Итак, линеаризация уравнений концептуальной модели приводит к следующей системе:

$$\begin{aligned}\frac{dT}{dt} &= Rq + Fp - \lambda T + R_{NonGHG} \\ \frac{dq}{dt} &= E_{CO_2} - (\beta_{oc} + \beta_{land}) q + \kappa D + A_v M_v + A_s M_s + (\gamma_v + \gamma_s) T + \mu \frac{p + p_0}{\tau_{tot}} \\ \frac{dD}{dt} &= \beta_{oc} q - \kappa D \\ \frac{dM_v}{dt} &= \beta_{land} q - (A_v + A_L) M_v - \gamma_v T \\ \frac{dM_s}{dt} &= A_L M_v - A_s M_s - \gamma_s T \\ \frac{dp}{dt} &= E_{CH_4} - \frac{p + p_0}{\tau_{tot}}\end{aligned} \quad (1.3.25)$$

Численные значения коэффициентов:

$$R = \frac{R_0}{Cq_0} = 2,8 \cdot 10^{-4} \text{ К} \cdot \text{лет}^{-1} \cdot \text{ГтС}$$

$$F = \frac{\alpha_0}{2\beta_0 C \sqrt{q_{CH_4}^{(0)}}} = 7,9 \cdot 10^{-6} \text{ К} \cdot \text{лет}^{-1} \cdot \text{ГтСН}_4$$

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{C} = 0.0315 \text{ лет}^{-1}$$

$$\beta_{oc} = \frac{F_0}{c_0} = 0.012 - 0.021 \text{ лет}^{-1},$$

$$\beta_{land} = A_p M_{v,0} G \approx 0.07 \text{ лет}^{-1}$$

$$\kappa = \frac{F_0}{c_0} \zeta_0 \frac{q_0}{D_0} \approx 0.00653 \text{ лет}^{-1}$$

$$A_v = A_L = 0.0909 \text{ лет}^{-1}$$

$$A_s = 0.033 \text{ лет}^{-1}$$

$$\gamma_v = -M_{v,0} (A_p \ln \theta_p - A_v \ln \theta_v) = -0.05 \text{ ГтС} \cdot \text{лет}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$$

$$\gamma_s = A_s M_{s,0} \ln \theta_s = 4.3 \text{ ГтС} \cdot \text{лет}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$$

$$\mu = 0.27 \cdot 10^{-3} \text{ ГтС/млрд}(\text{CH}_4)^{-1}$$

$$\beta_0 = 2.75 \text{ МтСН}_4/\text{млрд}^{-1}$$

$$\tau_{tot} = 10 \text{ лет (в упрощенной версии).}$$

Для получения аналитических решений в каждом конкретном случае система (1.3.25) подвергается дополнительным упрощениям, которые будут описаны в следующих разделах.

1.4. Иллюстративные результаты

1.4.1. Численные эксперименты. С КМ ИФА РАН и концептуальной моделью¹ были проведены численные эксперименты при внешнем воздействии, задаваемом согласно условиям проекта CMIP5 (Coupled Models Intercomparison Project, phase 5 [Taylor et al., 2012]) в соответствии с экспериментом ‘historic’ для 1700-2005 и по сценарию RCP 2.6 (Representative Concentration Pathway 2.6) для 2006-2300 гг. В обеих частях расчета в качестве граничных условий выступали эмиссии CO₂ в атмосферу от сжигания ископаемого топлива, концентрации в атмосфере CH₄, N₂O и тропосферных сульфатных аэрозолей, значения солнечной постоянной, площадь сельскохозяйственных угодий (пашни и пастбища), влияющая как на альbedo поверхности, так и на эмиссии CO₂ в атмосферу из-за землепользования, оптическая толщина стратосферных сульфатных аэрозолей, изменения которой связаны с извержениями вулканов. Численные эксперименты аналогичны описанным в [Eliseev et. al., 2014], но при их постановке используется версия модели с модифицированной схемой

¹ В данном разделе используются версии моделей, не включающие блоков метанового цикла.

природных пожаров. Последнее изменение не оказывает существенного влияния на изменения глобальной температуры и содержание CO_2 в атмосфере. Сценарий RCP 2.6 выбран потому, что предполагает наличие максимумов глобальной температуры и содержания CO_2 в атмосфере в XXI веке, а это в свою очередь упрощает оценку запаздывания между их изменениями.

В этих экспериментах запаздывание между изменениями среднегодовой глобальной температуры T_g и содержания в атмосфере углекислого газа q_{CO_2} зависит от исторического периода. Когда антропогенные эмиссии CO_2 в атмосферу относительно невелики, изменения T_g в модели обусловлены вулканической активностью или вариациями солнечной постоянной (естественная изменчивость климата в используемой модели сравнительно мала, как и во многих других современных моделях промежуточной сложности [Eby et al., 2013]). Например, в 1815 г. произошло извержение вулкана Тамбора, сильнейшее за последние несколько столетий. В численном эксперименте с КМ ИФА РАН откликом на это извержение (вкуче с неизвестным извержением 1809 г.) явилось понижение T_g , происходящее в течение последующих двух лет и составляющее примерно 1°C (см. рис. 1.1). Этот отклик аналогичен полученному по косвенным данным и в численных экспериментах с другими климатическими моделями (см. обзор [Raible et al., 2016]). В свою очередь, q_{CO_2} к 1822 г. уменьшается на 7 млн^{-1} . Это уменьшение q_{CO_2} после извержения не определяется по данным для содержания CO_2 в атмосфере, полученным на основании анализа ледовых кернов, что, вероятно, связано с недостаточным временным разрешением этих данных [Raible et al., 2016]. Следует отметить, что такой же отклик q_{CO_2} был получен в численных экспериментах с моделью HadGEM2-ES [Kandlbauer et al., 2013] и в аналогичном эксперименте с моделью NCAR CSM1.4-carbon model [Frolicher et al., 2011].

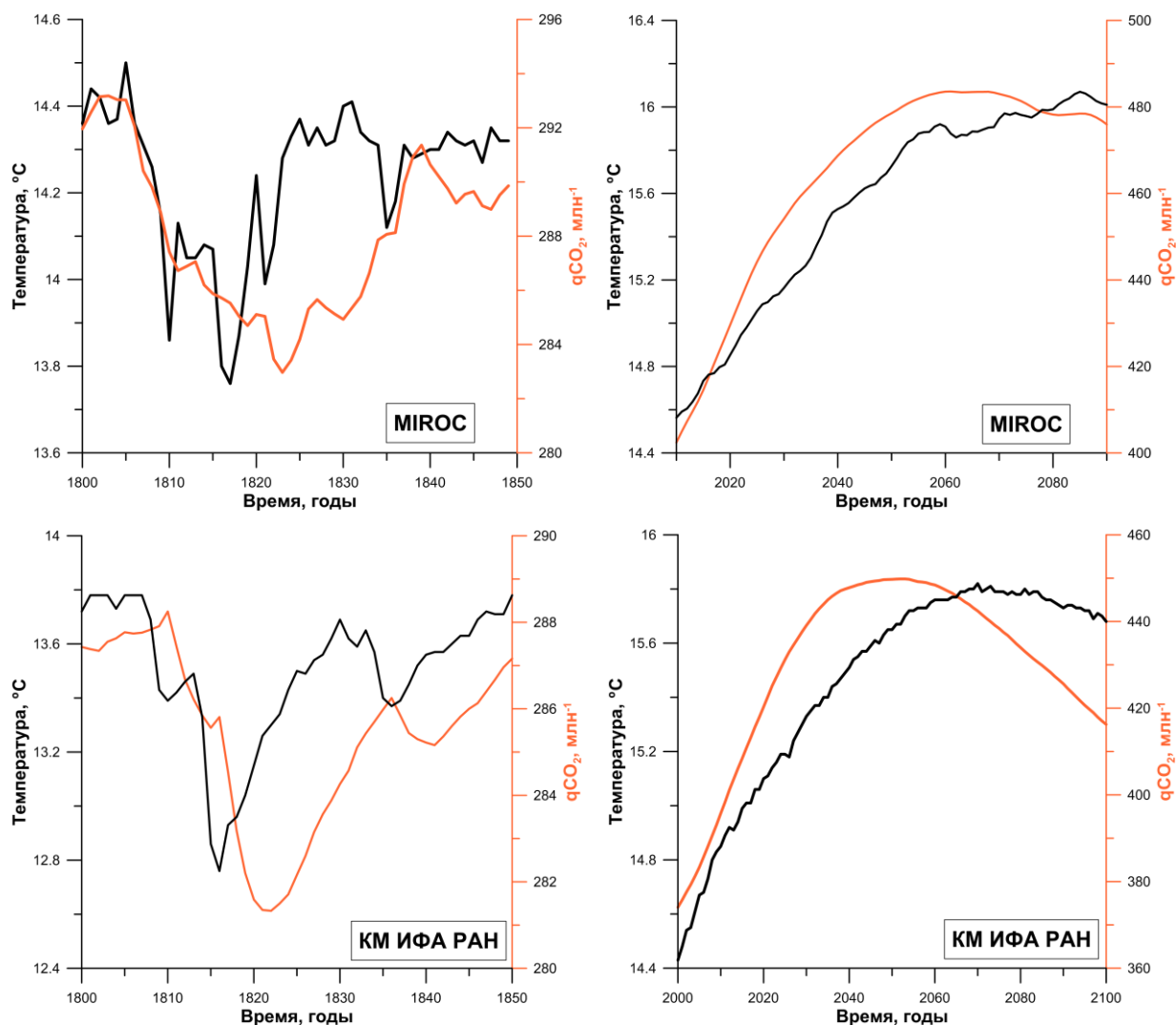


Рис. 1.1. Изменения T_g и q_{CO_2} в экспериментах с климатическими моделями MIROC и ИФА РАН, поставленных при внешнем воздействии, задаваемом в соответствии с условиями проекта CMIP5 ('historic' + RCP 2.6). Ряды T_g и q_{CO_2} , полученные по модели MIROC для XXI века сглажены с шириной окна 10 лет.

Кроме того, сильное уменьшение q_{CO_2} (вплоть до 15 млн⁻¹) было получено [Foley et al., 2014] в численном эксперименте с набором моделей Земной системы в качестве отклика на извержение 1258 г., которое было даже более сильным, чем извержение Тамбора в 1815 г. Таким образом, в периоды, для которых характерны слабые эмиссии CO_2 в атмосферу и сильный форсинг естественного происхождения, изменения q_{CO_2} запаздывают относительно изменений T_g . Это запаздывание составляет несколько лет. На протяжении этих периодов потоки углерода из атмосферы

в океан F_{oc} и наземные экосистемы F_{land} (исключая эмиссии из-за землепользования) имеют одинаковые значения.

В XXI веке, где при сценарии RCP 2.6 содержание CO_2 в атмосфере достигает максимума, а затем уменьшается, наоборот, T_g запаздывает относительно q_{CO_2} (см. рис. 1.1). Это иллюстрирует зависимость знака временного сдвига между q_{CO_2} и T_g от типа внешнего воздействия на ЗКС. В этот исторический период величина F_{oc} в несколько раз больше величины F_{land} .

Аналогичные результаты получены в численных экспериментах с климатической моделью MIROC-ESM (см. рис. 1.1). В данной модели в качестве блока атмосферы используется модель общей циркуляции MIROC-AGCM [Watanabe et al., 2011], которая интегрируется совместно с моделью атмосферной химии (CHASER) [Sudo et al., 2002, 2007] и моделью расчета содержания атмосферных аэрозолей (SPRINTARS) [Takemura et al., 2000, 2002, 2005, 2009]. Океанический блок представлен моделью общей циркуляции с учетом морского льда (COCO) [Watanabe et al., 2011]. В качестве блока биогеохимических процессов океана используется модель NPDZ (Nutrient-Phytoplankton-Zooplankton-Detritus) [Oschlies, 2001]. В качестве блока расчета процессов в деятельном слое суши используется модель MATSIRO (Minimal Advanced Treatments of Surface Interaction and RunOff) [Takata et al., 2003], которая интегрируется совместно с моделью TRIP (Total Runoff Integrating Pathways) [Oki and Sud, 1998] для расчета речного стока и моделью наземных экосистем SEIB-DGVM [Sato et al., 2007].

Говоря об отличиях модели MIROC-ESM от КМ ИФА РАН, можно отметить следующее: 1) в блоках атмосферы и океана модели MIROC, в отличие от КМ ИФА РАН, не используется квазигеострофическое приближение; 2) в океаническом блоке модели MIROC не используется предположение об универсальности профилей температуры, что может приводить к большему времени отклика на внешнее воздействие; 3) модель углеродного цикла океана в модели MIROC является пространственно-

разрешенной, а не глобально-осредненной, как в КМ ИФА РАН; 4) в этой модели учитывается вклад органики в океанический углеродный цикл; 5) в наземном углеродном цикле учитывается динамика площади распространения разных типов растительности; 6) равновесная чувствительность модели MIROC к удвоению содержания CO_2 в атмосфере составляет 4,7 К [Andrews et al., 2012] (в КМ ИФА РАН – 2,2 К).

Здесь следует отметить, что по определению равновесная чувствительность модели к удвоению содержания CO_2 в атмосфере $\Delta T_{2\text{CO}_2} = \frac{R_0 \ln 2}{\lambda_0}$. Ниже будет показано (см. разделы 1.4.3 и 3.2), что при внешнем воздействии на ЗКС в виде эмиссий CO_2 в атмосферу величина запаздывания ΔT_q между изменениями q_{CO_2} и T_g обратно пропорциональна значению коэффициента λ_0 , а значит пропорциональна значению $\Delta T_{2\text{CO}_2}$. Это может быть одной из причин того, что в XXI веке, когда антропогенные эмиссии CO_2 в атмосферу доминируют над прочими воздействиями на ЗКС, запаздывание T_g относительно q_{CO_2} в модели MIROC больше, чем в КМ ИФА РАН (см. рис. 1.1 и табл. 1.1)

Формально величина запаздывания между изменениями глобальной среднегодовой температуры и содержания CO_2 в атмосфере может быть определена как временной сдвиг, при котором кросс-корреляционная функция между q_{CO_2} и T_g имеет максимум (см., напр., [Mokhov et al. 2005a; Ganopolski and Roche, 2009; Humlum et al., 2013]).

Кроме того, можно выделить долго- и короткопериодные компоненты отклика, вычисляя тренды q_{CO_2} и T_g на исследуемом временном интервале. В качестве аппроксимации долгопериодной компоненты отклика используется многочлен второй степени, а короткопериодная компонента определяется как разность между временным рядом, полученным в численном эксперименте, и соответствующей короткопериодной компонентой. Вычисленное таким образом запаздывание ΔT_q , как и упомянутое выше запаздывание между экстремумами q_{CO_2} и T_g , зависит от исследуемого временного интервала. По

результатам расчетов с КМ ИФА РАН для временного интервала 1800-1849 гг. как по рядам данных, полученных непосредственно в численном эксперименте, так и по рядам коротко-периодных компонент q_{CO_2} и T_g получается запаздывание $\Delta_{Tq} = 4$ года. Здесь и далее $\Delta_{Tq} > 0$ ($\Delta_{Tq} < 0$) означает, что T_g опережает q_{CO_2} (q_{CO_2} опережает T_g). Для долго-периодной компоненты на этом временном интервале Δ_{Tq} близко к нулю. Для 2006–2100 гг. короткопериодное Δ_{Tq} положительно (но очень мало), поскольку в сценарии RCP включены вариации солнечной постоянной, соответствующие 11-летнему солнечному циклу. В свою очередь, долго-периодное $\Delta_{Tq} = -8$ лет. Для временного интервала 1950-2000 гг., когда наряду с сильными антропогенными эмиссиями CO_2 в атмосферу существует вулканический и солнечный форсинг, непосредственные данные численного эксперимента и их короткопериодная компонента дают значение $\Delta_{Tq} = 3$ года, тогда как долго-периодное запаздывание оказывается неопределенным из-за отсутствия на этом временном интервале выраженных экстремумов q_{CO_2} и T_g . Таким образом, КМ ИФА РАН в состоянии воспроизвести, по крайней мере качественно, запаздывание q_{CO_2} относительно T_g на межгодовом временном масштабе. В соответствии с предположением, высказанным во введении, взаимное запаздывание между глобальной температурой и содержанием CO_2 в атмосфере зависит и от характера причинно-следственных связей в Земной системе, и от собственных временных масштабов отклика ее составляющих на внешнее воздействие.

По результатам расчетов с моделью MIROC для временного интервала 1800-1849 запаздывание $\Delta_{Tq} = 8$ лет, а для периода 2006-2100 $\Delta_{Tq} = -15$ лет.

Для удобства сопоставления значения запаздываний Δ_{Tq} между рядами T_g и q_{CO_2} , полученными в экспериментах с моделями MIROC и КМ ИФА РАН для периодов 1800-1849 и 2006-2100, приведены в табл. 1.1.

Табл. 1.1. Взаимное запаздывание ΔT_q между изменениями глобальной температуры T_g и содержания CO_2 в атмосфере q_{CO_2} , полученные по результатам расчетов с моделями MIROC и КМ ИФА РАН.

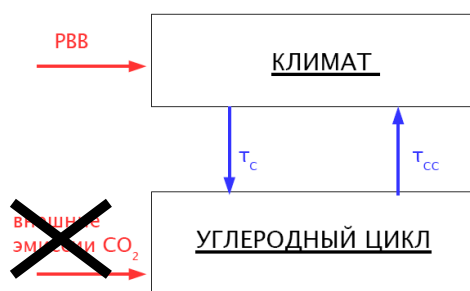
Период	ΔT_q , годы (MIROC)	ΔT_q , годы (КМ ИФА РАН)
1800-1849 гг.	8	4
2006-2100 гг.	-15	-8

1.4.2. Качественное объяснение. Полученные результаты могут быть объяснены с использованием упрощенной схемы взаимодействия между климатом и углеродным циклом (Рис. 1.2а). Для простоты все воздействия разделим на две группы: 1) те, которые относятся к внешним радиационным воздействиям, не связанным с парниковым эффектом CO_2 , и 2) внешние эмиссии CO_2 в атмосферу.

а) общая схема



б) непарниковое воздействие



в) внешние эмиссии CO_2

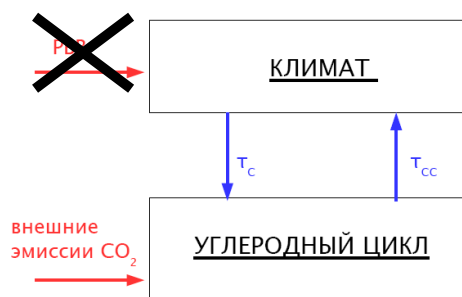


Рисунок. 1.2. Общая схема взаимодействия между климатом и углеродным циклом (а) и ее частные случаи при непарниковом внешнем воздействии (б) и внешних эмиссиях CO_2 в атмосферу (в).

Первая группа форсингов напрямую воздействует только на физическую часть климатической системы и лишь косвенно на углеродный

цикл. В свою очередь вторая группа форсингов напрямую воздействует на углеродный цикл, а их воздействие на оставшуюся часть Земной системы является косвенным.

Описанная схема не учитывает другие углерод-содержащие парниковые газы (напр., метан) и форсинги, действующие напрямую и на климат, и на углеродный цикл, напр. землепользование, которое изменяет альбедо земной поверхности и приводит к дополнительным эмиссиям CO_2 в атмосферу. Тем не менее, все воздействия такого рода, которыми здесь пренебрегается, не являются доминирующими на глобальном уровне в течение последних десятилетий [Climate change, 2013].

Когда внешние эмиссии CO_2 отсутствуют, и система испытывает воздействие только форсингов, относящихся к первой группе (Рис. 1.2б), следует ожидать, что климат реагирует на воздействие первым, а вслед за его откликом возникает отклик углеродного цикла. Как результат, следует ожидать, что углеродный цикл должен запаздывать относительно изменений климата на некоторое время τ_{CC} .

Напротив, если во внешнем воздействии, которое испытывает климатическая система, доминируют внешние эмиссии CO_2 в атмосферу, причинно-следственная связь принципиально иная. В этом случае следует ожидать, что отклик углеродного цикла на эмиссии опережает отклик климата. В этом случае ожидается, что климат запаздывает относительно углеродного цикла на величину порядка τ_{C} – характерного времени отклика климата на внешнее воздействие² (Рис. 1.2в).

1.4.3. Аналитические решения. Более формально это можно показать, используя уравнения описанной выше концептуальной модели (система (1.3.25)). Изменения температуры T в линейном приближении без учета парникового эффекта CH_4 описываются следующим уравнением:

² Хотя это упрощенное рассмотрение и способно связать знак ΔT_{q} с типом внешнего воздействия, оно не учитывает того, что и T_{g} , и q_{CO_2} – внутренние переменные земной системы. Анализ ΔT_{q} , связанный с тем, что обе переменные характеризуют состояние Земной системы, проведен далее.

$$\frac{dT}{dt} = Rq - \lambda T + R_x. \quad (1.4.1)$$

Уравнение для q системы (1.3.25), если пренебречь влиянием метанового цикла, а также запасов углерода в океане и экосистемах суши, принимает следующий вид:

$$\frac{dq}{dt} = -(\beta_{oc} + \beta_{land})q + (\gamma_v + \gamma_s)T + E_{CO_2}. \quad (1.4.2)$$

Вводя обозначения $\beta = \frac{\beta_{oc} + \beta_{land}}{c_0}$, $\gamma = \frac{\gamma_v + \gamma_s}{c_0}$, $E = E_{CO_2}$ приводим уравнение (1.4.2) к виду:

$$\frac{dq}{dt} = -\beta q + \gamma T + E \quad (1.4.3)$$

Таким образом, взаимодействие между климатом и углеродным циклом в простейшем случае может быть описано системой из двух линейных дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{dq}{dt} &= -\beta q + \gamma T + E, \\ \frac{dT}{dt} &= Rq - \lambda T + R_x. \end{aligned} \quad (1.4.4)$$

Эта система симметрична относительно q и T . Коэффициенты β , γ , λ , R положительны.

Выражая T из первого уравнения (1.4.4) и подставляя во второе, можно получить уравнение для q (штрих означает операцию дифференцирования по t):

$$q'' + (\beta + \lambda)q' + (\beta\lambda - \gamma R)q = E' + \lambda E + \gamma R_x. \quad (1.4.5)$$

Аналогичным образом получается уравнение для T :

$$T'' + (\beta + \lambda)T' + (\beta\lambda - \gamma R)T = R_x' + \beta R_x + RE. \quad (1.4.6)$$

Уравнения (1.4.5), (1.4.6) отличаются только своими правыми частями. Следовательно, запаздывание между изменениями q и T определяется тем, насколько запаздывают друг относительно друга функции $F_q = E' + \lambda E + \gamma R_x$ и $F_T = R_x' + \beta R_x + RE$, стоящие в правых частях уравнений (1.4.5) и (1.4.6) соответственно.

Если ЗКС испытывает воздействие первой группы форсингов (Рис. 1.2б), внешние эмиссии CO_2 в атмосферу $E = 0$, и запаздывание между q и T определяется запаздыванием между функциями R_x и $R_x' + \beta R_x$.

Запаздывание одной функции относительно другой проявляется, в частности, в том, что одна достигает локального экстремума позже другой (та, что достигает раньше – опережает, другая – запаздывает). При отсутствии у двух функций локальных экстремумов запаздывание определить численно затруднительно.

Допустим, функция $R_x(t)$ на некотором промежутке времени возрастает до некоторого конечного значения, а затем убывает, достигая максимума в точке t_0 . Если функция $R_x(t)$ непрерывно дифференцируема и достигает максимума в точке $t = t_0$, то ее производная в этой точке равна нулю $R_x'(t_0) = 0$, а при $t < t_0$ производная $R_x'(t) > 0$, поскольку функция растет, двигаясь к своему максимуму. Следовательно, производная R_x' достигает максимума при $t = t_1 < t_0$, то есть раньше, чем R_x .

Очевидно, что при $\beta > 0$ максимум функции $R_x' + \beta R_x$ будет лежать на отрезке $[t_1, t_0]$, то есть достигаться после максимума R_x' и до максимума R_x . Таким образом, функция $R_x' + \beta R_x$, стоящая в правой части уравнения (1.4.6) для температуры, опережает функцию R_x , стоящую в правой части уравнения (1.4.5) для q . Это, в свою очередь, означает, что в такой модели при отсутствии внешних эмиссий CO_2 в атмосферу, изменения температуры T опережают изменения содержания CO_2 в атмосфере q .

Поскольку система симметрична относительно q и T , аналогично показывается что в случае, когда внешние эмиссии CO_2 имеют выраженный экстремум и доминируют над радиационным форсингом иной природы, изменения q опережают изменения T . В случае, когда и $E \neq 0$, и $R_x \neq 0$, знак запаздывания между изменениями q и T зависит от соотношения амплитуд эмиссий и непарникового форсинга, а также от значений коэффициентов β , γ , λ , R .

Для наглядности можно привести пример. Рассмотрим **непарниковое внешнее воздействие**. Допустим,

$$E = 0; R_x = R_A \sin(\omega t) \quad (1.4.7)$$

Тогда

$$R_x' + \beta R_x = R_A [\omega \cos(\omega t) + \beta \sin(\omega t)] = R_A \sqrt{\omega^2 + \beta^2} \sin\left(\omega t + \arctg \frac{\omega}{\beta}\right). \quad (1.4.8)$$

Следовательно, фазовый сдвиг между T и q равен

$$\varphi_{Tq} = \arctg \frac{\omega}{\beta}. \quad (1.4.9)$$

Запаздывание между T и q равно

$$\Delta_{Tq} = \frac{\varphi}{\omega} = \frac{1}{\omega} \arctg \frac{\omega}{\beta} \quad (1.4.10)$$

(договоримся считать запаздывание Δ_{Tq} положительным, когда T опережает q , и отрицательным, когда q опережает T).

При $\omega \rightarrow 0$ арктангенс примерно равен своему аргументу, поэтому

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} \Delta_{Tq} = \frac{1}{\beta}. \quad (1.4.11)$$

Аналогичный результат можно получить из соображений симметрии при рассмотрении **парникового внешнего воздействия**. Если доминирует парниковый эффект CO_2 , т. е.

$$R_x = 0; E = E_A \sin(\omega t), \quad (1.4.12)$$

$$\varphi_{Tq} = -\arctg \frac{\omega}{\lambda}. \quad (1.4.13)$$

Запаздывание между T и q равно

$$\Delta_{Tq} = \frac{\varphi}{\omega} = -\frac{1}{\omega} \arctg \frac{\omega}{\lambda} \quad (1.4.14)$$

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} \Delta_{Tq} = -\frac{1}{\lambda}. \quad (1.4.15)$$

Наконец, при комбинированном внешнем воздействии, задаваемом в виде

$$R_x = R_A \sin(\omega t); E = E_A \sin(\omega t + \varphi_E), \quad (1.4.16)$$

где φ_E – фазовый сдвиг между эмиссиями и непарниковым форсингом (без потери общности начальную фазу радиационного форсинга φ_R можно принять равной нулю), функции в правых частях (1.4.5) и (1.4.6) имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} E' + \lambda E + \gamma R_x &= \\ &= \sin(\omega t) [E_A (\lambda \cos \varphi_E - \omega \sin \varphi_E) + \gamma R_A \cos \varphi_E] + \\ &+ \cos(\omega t) [E_A (\omega \cos \varphi_E + \lambda \sin \varphi_E) + \gamma R_A \sin \varphi_E], \end{aligned} \quad (1.4.17)$$

$$\begin{aligned} R_x' + \beta R_x + RE &= \\ &= \sin(\omega t) [R_A \beta + RE_A \cos \varphi_E] + \\ &+ \cos(\omega t) [R_A \omega + RE_A \sin \varphi_E] \end{aligned} \quad (1.4.18)$$

Тогда для фазовых сдвигов φ_{17} и φ_{18} между функциями (1.4.17) и (1.4.18) справедливо

$$\operatorname{tg} \varphi_{17} = \frac{E_A (\omega \cos \varphi_E + \lambda \sin \varphi_E) + \gamma R_A \sin \varphi_E}{E_A (\lambda \cos \varphi_E - \omega \sin \varphi_E) + \gamma R_A \cos \varphi_E} \quad (1.4.19)$$

$$\operatorname{tg} \varphi_{18} = \frac{R_A \omega + RE_A \sin \varphi_E}{R_A \beta + RE_A \cos \varphi_E} \quad (1.4.20)$$

Соответственно, если для фазового сдвига между q и T справедливо $-\frac{\pi}{2} < \varphi_{Tq} < \frac{\pi}{2}$, то T опережает q при выполнении следующего условия:

$$\frac{R_A \omega + RE_A \sin \varphi_E}{R_A \beta + RE_A \cos \varphi_E} > \frac{E_A (\omega \cos \varphi_E + \lambda \sin \varphi_E) + \gamma R_A \sin \varphi_E}{E_A (\lambda \cos \varphi_E - \omega \sin \varphi_E) + \gamma R_A \cos \varphi_E}. \quad (1.4.21)$$

В частном случае, когда эмиссии CO_2 и радиационный форсинг синфазны ($\varphi_E = 0$), условие (1.4.21) приводится к более наглядному виду:

$$R \left(\frac{E_A}{R_A} \right)^2 + (\beta - \lambda) \left(\frac{E_A}{R_A} \right) - \gamma < 0 \quad (1.4.22)$$

То есть в случае, когда и $E \neq 0$, и $R_x \neq 0$, знак запаздывания между изменениями q и T зависит от соотношения амплитуд эмиссий и непарникового форсинга, а также от значений коэффициентов β , γ , λ , R .

С практической точки зрения также полезно рассмотреть **комбинированный форсинг**, состоящий из периодических изменений непарникового воздействия и непериодических изменений парникового воздействия (таким образом моделируется ситуация, имевшая место в XX

веке – монотонный рост эмиссий CO₂ в атмосферу на фоне вариаций непарникового форсинга). Допустим,

$$R_X = R_A \sin(\omega t); E = E_A \exp\left(\frac{t}{\tau_E}\right). \quad (1.4.23)$$

Тогда решение системы (1.4.4) в пренебрежении затухающими релаксационными слагаемыми будет иметь следующий вид:

$$q = q_s \sin(\omega t + \varphi_q) + q_e \exp\left(\frac{t}{\tau_E}\right), \quad (1.4.24)$$

$$T = T_s \sin(\omega t + \varphi_T) + T_e \exp\left(\frac{t}{\tau_E}\right). \quad (1.4.25)$$

Если исследовать запаздывание между такими q и T методом, применявшимся в [Humlum, 2013], то есть, убирая из рядов данных трендовую составляющую, то это будет аналогично исследованию запаздывания между функциями

$$q^* = q_s \sin(\omega t + \varphi_q), \quad (1.4.26)$$

$$T^* = T_s \sin(\omega t + \varphi_T). \quad (1.4.27)$$

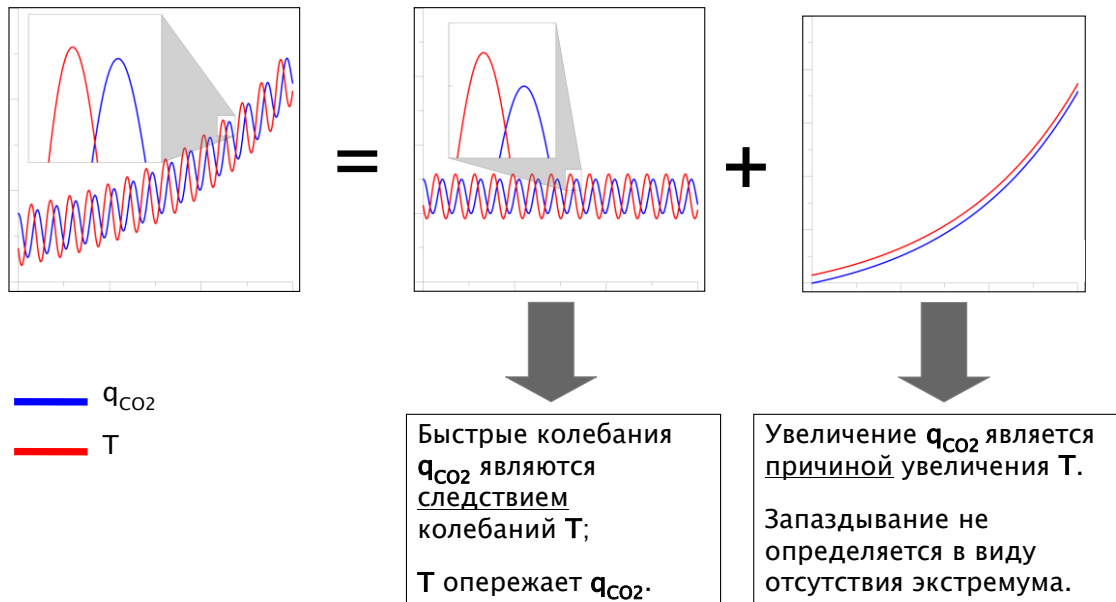


Рисунок. 1.3. Общий вид изменений q и T в системе (1.4.4) при внешнем воздействии вида (1.4.23).

То есть запаздывание между T и q , которое будет найдено таким методом, будет равно запаздыванию, имеющему место, когда E_A в формуле (1.4.23) равно нулю, то есть при отсутствии эмиссий (см. рис. 1.3). При этом причиной экспоненциального роста T , что и составляет потепление климата, в данной модели являются именно эмиссии CO_2 в атмосферу.

Таким образом, показано, что запаздывание между T и q , определяемое по методу [Humlum, 2013], не может служить однозначной характеристикой причинно-следственных связей между изменениями этих переменных.

Обсуждение результатов главы 1

В данной главе описана методология исследования взаимного запаздывание между изменениями глобальной температуры T_g и содержания CO_2 в атмосфере q_{CO_2} , используемая в настоящей работе. Также описаны возможные механизмы формирования взаимного запаздывания между изменениями T_g и q_{CO_2} при внешнем воздействии на земную климатическую систему (ЗКС) в виде внешних (напр., антропогенных) эмиссий CO_2 в атмосферу, непарникового радиационного возмущающего воздействия (НПРВВ) и комбинации этих воздействий.

В численных экспериментах с климатической моделью ИФА РАН и концептуальной моделью климата с углеродным циклом воспроизведено запаздывание изменений содержания CO_2 в атмосфере q_{CO_2} относительно изменений глобальной температуры T_g при условиях, справедливых для доиндустриального голоцена. Это показывает, что подобное запаздывание не может служить аргументом против значимого антропогенного вклада в современные климатические изменения.

Показано, что знак запаздывания между изменениями q_{CO_2} и T_g может быть различным в разные исторические периоды. Это связано с тем, что причинно-следственная связь между изменениями q_{CO_2} и T_g может иметь различную направленность в зависимости от того, какой тип внешнего воздействия доминирует в тот или иной исторический период. Таким

образом, знак запаздывания между изменениями q_{CO_2} и T_g зависит от типа внешнего воздействия на ЗКС. При временных масштабах внешнего форсинга 10^0 – 10^2 лет парниковое воздействие приводит к опережению q_{CO_2} относительно T_g , тогда как радиационное воздействие иной природы приводит к опережению T_g относительно q_{CO_2} . При внешнем воздействии смешанного типа временной сдвиг между изменениями q_{CO_2} и T_g зависит от соотношения амплитуд изменений эмиссий парниковых газов в атмосферу и изменений непарникового радиационного возмущающего воздействия (НПРВВ), а также от их начальных фаз. Запаздывание изменений q_{CO_2} относительно изменений T_g , определяемое при монотонно возрастающих эмиссиях CO_2 и квазипериодических изменениях непарникового форсинга (что соответствует ситуации конца XX – начала XXI вв.), связано с тем, что при вычислении запаздывания между изменениями q_{CO_2} и T_g отфильтровывается долгопериодная компонента соответствующих изменений, вызванная эмиссиями CO_2 , а оставшаяся короткопериодная компонента обусловлена непарниковым воздействием. Последнее означает, что запаздывание q_{CO_2} относительно T_g , полученное в [Humlum, 2013] по данным наблюдений для конца XX – начала XXI вв., не характеризует в полной мере причинно-следственных связей между изменениями соответствующих переменных, а потому не противоречит представлениям о ведущей роли антропогенного парникового эффекта в современном потеплении климата.

Глава 2. Взаимное запаздывание между изменениями глобальной температуры и содержания CO_2 в атмосфере при сценариях непарникового внешнего радиационного воздействия

2.1. Численные эксперименты

С климатической моделью ИФА РАН и концептуальной моделью проведены численные эксперименты при нулевых антропогенных эмиссиях CO_2 в атмосферу $E_{\text{CO}_2} \equiv 0$ и отличном от нуля непарниковом радиационном возмущающем воздействии (НПРВВ), возникающем благодаря искусственному изменению значения солнечной постоянной. В реальности подобные изменения могут происходить, например, в результате изменений солнечной активности (с периодами от десятков до тысяч лет) или параметров орбиты Земли (с периодами от десятков тысяч до сотен тысяч лет). Внешний форсинг такого рода приводит к изменению климатических характеристик и практически не оказывает прямого воздействия на углеродный цикл. Исключением является отклик интенсивности фотосинтеза на изменение количества солнечной радиации, но обусловленная им прибавка к первичной продукции практически не влияет на полученные результаты. Поэтому можно считать, что изменения параметров углеродного цикла (в том числе, содержания CO_2 в атмосфере) при таком типе воздействия являются следствием изменений климата (в том числе, глобальной температуры). В дальнейшем, когда изменения составляющих углеродного цикла становятся достаточно велики, они начинают влиять на изменения климатических характеристик (напр., парниковый эффект), но при отсутствии последних отсутствовали бы и первые, в связи с чем можно говорить об однонаправленной причинно-следственной связи.

В описываемых численных экспериментах использовалось НПРВВ следующего вида:

1) периодическое, меняющееся по закону

$$R_X(t) = R_A \sin(\omega t); \quad (2.1.1)$$

2) неперiodическое,

$$R_X = R_{mn}(t) = \{ A_n \sin^m(\omega t), \text{ при } \omega t < \pi; 0 \text{ при } \omega t > \pi \}, \quad (2.1.2)$$

где $t \in (0, +\infty)$ - время, индексы $m = \{1, 2\}$, $n = \{1, 2\}$. Амплитуды A_1 и A_2 соответствуют увеличению солнечной постоянной на 1 и 2 % относительно современного значения 1365 Вт/м^2 . Частота воздействия $\omega = 2\pi/P$, где P - период синуса. Вид функций $R_{mn}(t)$ показан на рис. 2.1а. С КМ ИФА РАН поставлены эксперименты при значениях $P = \{20, 50, 100, 200, 500, 1000, 2000\}$ лет. Расчеты с концептуальной моделью проведены при значениях P , меняющихся в пределах от 20 до 2000 лет с шагом 10 лет.

3) Также с КМ ИФА РАН и концептуальной моделью поставлен дополнительный численный эксперимент при более сложном внешнем воздействии, вид которого показан на рис. 2.1б.

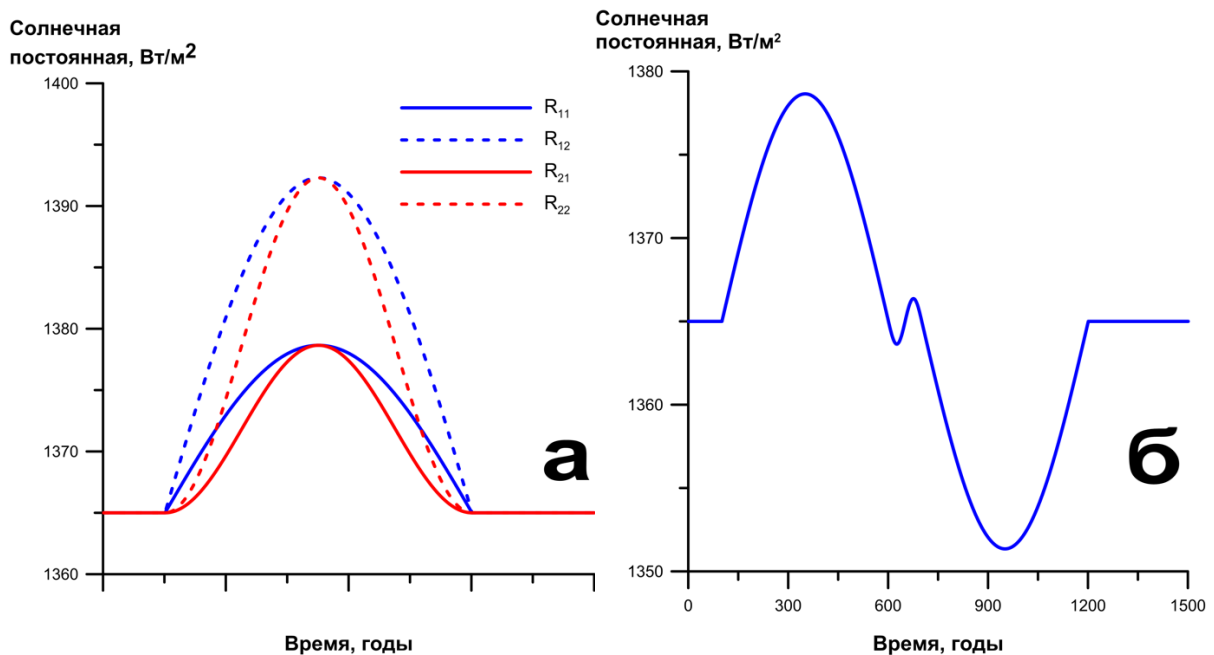


Рис. 2.1. Непарниковое радиационное возмущающее воздействие (НРПВВ), вида 2 (а) и 3 (б).

Анализировалось взаимное запаздывание Δ_{Tq} между изменениями T и q , а также запаздывание Δ_{Rq} между внешним воздействием R_X и q . Величины Δ_{Tq} (Δ_{Rq}) определялась по максимуму коэффициента корреляции со сдвигом по времени между рядами T и q (R_X и q). Характерные значения максимального коэффициента корреляции составляют $\geq 0,99$. Результаты экспериментов с климатической моделью ИФА РАН и концептуальной

моделью представлены на рис. 2.2 (периодическое воздействие вида 1) и рис. 2.3 (непериодическое воздействие вида 2).

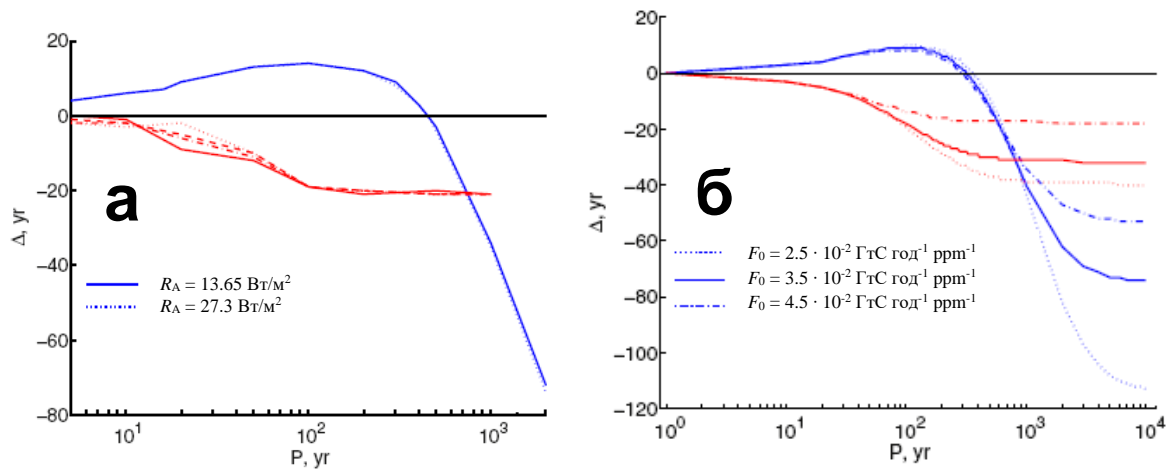


Рисунок. 2.2. Зависимость запаздывания ΔT_q между изменениями аномалий глобальной температуры T и содержания CO_2 в атмосфере q от временного масштаба P внешнего воздействия в численных экспериментах с КМ ИФА РАН (а) и концептуальной моделью (б) при радиационном форсинге вида (2.1.1) (синие кривые).

$\Delta T_q > 0$ – T опережает q , $\Delta T_q < 0$ – q опережает T . Пунктирными линиями отмечены временные масштабы воздействия P_{cr} , при которых запаздывание меняет знак.

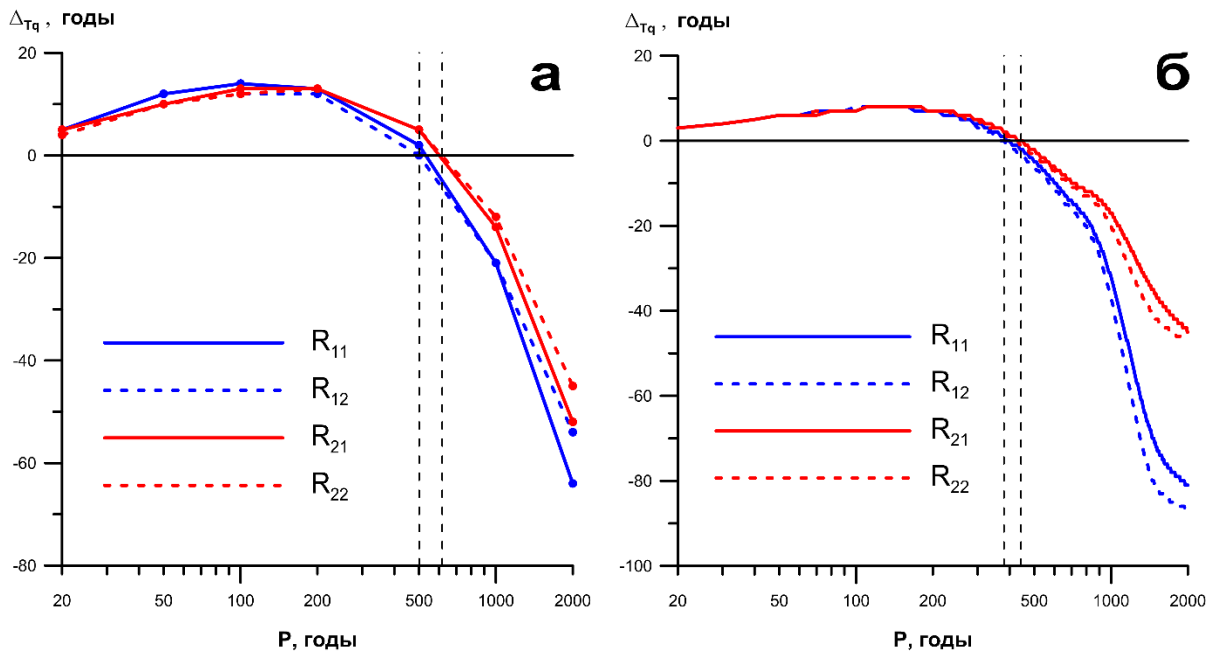


Рисунок. 2.3. Зависимость запаздывания ΔT_q между изменениями аномалий глобальной температуры T и содержания CO_2 в атмосфере q от временного масштаба P внешнего воздействия в численных экспериментах с КМ ИФА РАН (а) и концептуальной моделью (б) при радиационном форсинге вида (2.1.2).

$\Delta T_q > 0$ – T опережает q , $\Delta T_q < 0$ – q опережает T . Пунктирными линиями отмечены временные масштабы воздействия P_{cr} , при которых запаздывание меняет знак.

Получено, что при периодическом внешнем воздействии вида 1) T может как отставать по фазе от q , так и опережать его в зависимости от временного масштаба внешнего воздействия $P = 2\pi/\omega$. При периодах P от года до сотен лет q запаздывает относительно T ($\Delta_{Tq} > 0$), при периодах более четырехсот лет T запаздывает относительно q ($\Delta_{Tq} < 0$).

Картина взаимного запаздывания между изменениями q и T в случае внешнего воздействия конечной длительности (непериодическое воздействие типа 2) подобна полученной для периодического воздействия с той разницей, что при непериодическом воздействии запаздывание q относительно T сменяется опережением при бóльшем временном масштабе внешнего воздействия.

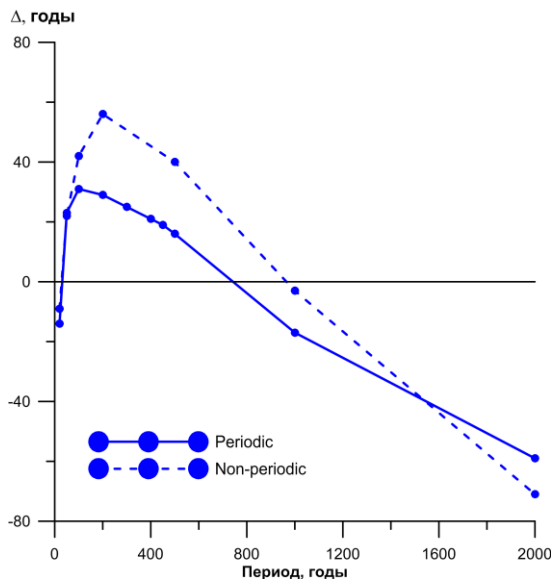


Рисунок. 2.4. Зависимость запаздывания Δ_{Rq} между изменениями аномалий глобальной температуры T и содержания CO_2 в атмосфере q от временного масштаба P внешнего воздействия в численных экспериментах с КМ ИФА РАН при периодическом и непериодическом внешнем воздействии.

Также при непериодическом НПРВВ в виде $R_{m2}(t) = A_m \sin^2(\omega t)$ запаздывание q относительно T сменяется опережением при бóльшем значении критического периода P_{cr} , чем при НПРВВ в виде $R_{m1}(t) = A_m \sin(\omega t)$, хотя по порядку величины эти значения совпадают друг с другом (см. рис. 2.3).

Зависимость ΔT_q от амплитуды внешнего воздействия сравнительно мала как при периодическом, так и при непериодическом воздействии.

Запаздывание ΔR_q изменений q относительно вызывающего их внешнего воздействия R_X также сменяется опережением при увеличении временного масштаба воздействия (см. рис. 2.4). Значения P_{cr}^* , при котором это происходит составляют примерно 700 лет для периодического воздействия и около 1000 лет для непериодического.

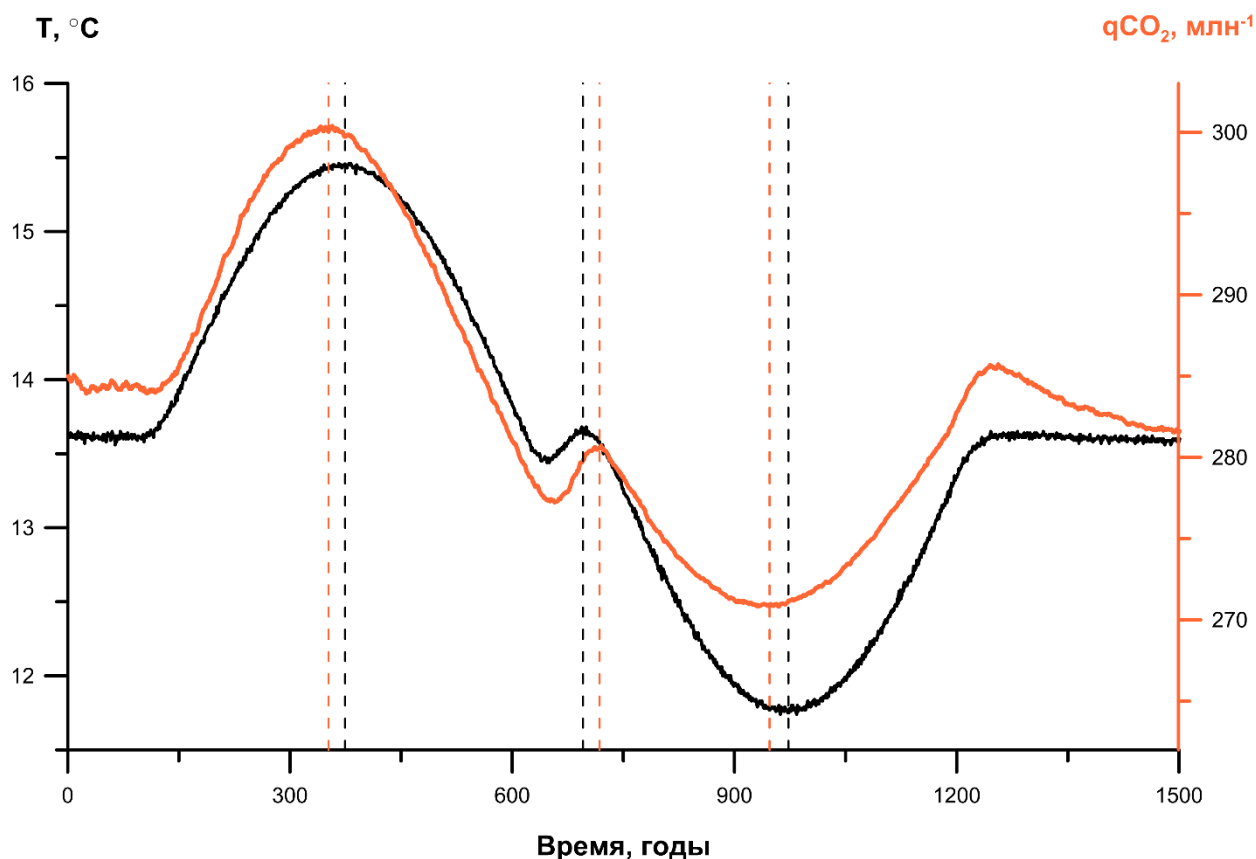


Рисунок. 2.5. Зависимость от времени изменений глобальной температуры T_g (черная кривая) и содержания CO_2 в атмосфере q_{CO_2} (оранжевая кривая) в дополнительном численном эксперименте с КМ ИФА РАН. Пунктирными линиями отмечены моменты времени, когда T_g и q_{CO_2} достигают локальных экстремумов. При медленно меняющемся НПРВВ изменения q_{CO_2} опережают изменения T_g , при быстро меняющемся НПРВВ изменения T_g опережают изменения q_{CO_2} .

При более сложной зависимости НПРВВ от времени, когда его медленные изменения чередуются с более быстрыми, вариации температуры могут то опережать вариации CO_2 (на участке быстрых изменений НПРВВ), то запаздывать относительно них (на участке его медленных изменений), во всех случаях оставаясь их первопричиной. Это проявляется в дополнительном эксперименте, поставленном с КМ ИФА РАН и

концептуальной моделью. Результаты по КМ ИФА РАН представлены на рис. 2.5, результаты по концептуальной модели выглядят аналогично.

Для объяснения описанных эффектов воспользуемся упрощенной версией концептуальной модели, позволяющей получить некоторые аналитические решения и сделать механизмы обсуждаемых явлений интуитивно понятными.

2.2. Аналитические решения при непарниковом внешнем воздействии

Необходимо объяснить механизм, благодаря которому при увеличении временного масштаба P непарникового внешнего воздействия $R_X(t)$ меняют знак временные сдвиги Δ_{Tq} (Δ_{Rq}) между изменениями q и T (q и $R_X(t)$). Этот эффект проявляется в численных экспериментах с КМ ИФА РАН, полной версией концептуальной модели и ее линеаризованной версией. Это означает, что нелинейность ЗКС не является необходимой для возникновения данного эффекта.

При постановке численных экспериментов, обсуждаемых в данной главе, использованы версии моделей, не включающие блоков метанового цикла, при нулевых внешних эмиссиях CO_2 в атмосферу. С учетом этого линейная версия концептуальной модели (1.3.25) приобретает следующий вид:

$$\begin{aligned}
 \frac{dT}{dt} &= Rq - \lambda T + R_X(t) \\
 \frac{dq}{dt} &= -(\beta_{oc} + \beta_{land})q + \kappa D + A_v M_v + A_s M_s + (\gamma_v + \gamma_s)T \\
 \frac{dD}{dt} &= \beta_{oc} q - \kappa D \\
 \frac{dM_v}{dt} &= \beta_{land} q - (A_v + A_L)M_v - \gamma_v T \\
 \frac{dM_s}{dt} &= A_L M_v - A_s M_s - \gamma_s T
 \end{aligned}
 \tag{2.2.1}$$

Исследуем при помощи системы (2.2.1) знак временного сдвига между q и T в зависимости от временного масштаба внешнего воздействия.

Процедура получения аналитических решений может быть упрощена, если принять во внимание, что в системе (2.2.1) фазовые сдвиги между q и T не зависят от коэффициентов R и λ , входящих в уравнение для T (доказательство этого утверждения для более общего случая помещено в приложении 1). Приравнявая нулю коэффициенты R и λ , получим систему, в которой отклик температуры на внешнее воздействие не вычисляется, а задается, при том, что запаздывание между изменениями q и T идентично запаздыванию, возникающему в системе (2.2.1). В такой системе изменения температуры формально можно рассматривать как внешнее воздействие. Тогда вместо (2.2.1) можно записать

$$\begin{aligned} \frac{dq}{dt} &= -(\beta_{oc} + \beta_{land})q + \kappa D + A_v M_v + A_s M_s + (\gamma_v + \gamma_s)T(t) \\ \frac{dD}{dt} &= \beta_{oc}q - \kappa D \\ \frac{dM_v}{dt} &= \beta_{land}q - (A_v + A_L)M_v - \gamma_v T(t) \\ \frac{dM_s}{dt} &= A_L M_v - A_s M_s - \gamma_s T(t) \end{aligned} \quad (2.2.2)$$

Эта система, как и система (2.2.1) может быть решена аналитически, но ее решение выглядит довольно громоздко, поэтому анализировать его проблематично. Упростим систему (2.2.2), пренебрегая влиянием процессов, которые не являются необходимыми для возникновения исследуемого эффекта.

В частности, эффект сохранится, если вместо двух отдельных переменных M_v и M_s рассматривать их сумму $M = M_v + M_s$. Складывая уравнения для M_v и M_s , получим

$$\frac{dM}{dt} \equiv \frac{d(M_v + M_s)}{dt} = \beta_{land}q - A_v M_v - A_s M_s - (\gamma_v + \gamma_s)T \quad (2.2.3)$$

Сделаем замену

$$\alpha(M_v + M_s) = A_v M_v + A_s M_s.$$

Отсюда

$$\alpha = \frac{A_v M_v + A_s M_s}{M_v + M_s}.$$

Коэффициент α , строго говоря, не является константой, но можно с хорошей точностью заменить его средним значением.

В этом случае вместо системы (2.2.2) будем иметь

$$\begin{aligned} \frac{dq}{dt} &= -(\beta_{oc} + \beta_{land})q + \kappa D + \alpha M + \gamma T(t) \\ \frac{dD}{dt} &= \beta_{oc} q - \kappa D \\ \frac{dM}{dt} &= \beta_{land} q - \alpha M - \gamma T(t) \end{aligned} \quad (2.2.4)$$

где $\gamma = \gamma_v + \gamma_s$, а коэффициент α – эффективный коэффициент релаксации содержания углерода в наземных экосистемах (почве и растительности).

При отсутствии внешних эмиссий CO_2 в атмосферу в системе выполняется закон сохранения массы углерода:

$$q_0 + D_0 + M_0 = (q_0 + q) + (D_0 + D) + (M_0 + M). \quad (2.2.5)$$

Отсюда следует, что

$$q + D + M = 0 \quad (2.2.6)$$

Этим уравнением можно заменить одно из уравнений системы (2.2.4).

Тогда система, которую предстоит анализировать, выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} q + D + M &= 0 \\ D' &= \beta_{oc} q - \kappa D \\ M' &= \beta_{land} q - \alpha M - \gamma T(t) \end{aligned} \quad (2.2.7)$$

где «штрих» означает операцию дифференцирования по времени.

Сведем систему к одному уравнению для q . Из первого уравнения (2.2.7)

$$D = -q - M. \quad (2.2.8)$$

Подставляя это во второе уравнение, получим

$$-q' - M' = \beta_{oc} q + \kappa(q + M). \quad (2.2.9)$$

Отсюда

$$M' = -q' - (\beta_{oc} + \kappa)q - \kappa M. \quad (2.2.10)$$

Приравнивая правые части (2.2.10) и третьего уравнения системы (2.2.7), получим

$$q' + (\beta_{oc} + \kappa)q + \kappa M = -\beta_{land}q + \alpha M + \gamma T. \quad (2.2.11)$$

Следовательно,

$$(\alpha - \kappa)M = q' + (\beta_{oc} + \beta_{land} + \kappa)q - \gamma T. \quad (2.2.12)$$

Подставляя (2.2.12) в третье уравнение системы (2.2.7), получим уравнение для q :

$$q'' + (\beta_{oc} + \beta_{land} + \alpha + \kappa)q' + [\kappa\beta_{land} + \alpha(\beta_{oc} + \kappa)]q = \gamma(T' + \kappa T) \quad (2.2.13)$$

Введем обозначения

$$\begin{aligned} A &= \beta_{oc} + \beta_{land} + \alpha + \kappa \\ B &= \kappa\beta_{land} + \alpha(\beta_{oc} + \kappa) \end{aligned} \quad (2.2.14)$$

Тогда уравнение (2.2.13) можно переписать в виде

$$q'' + Aq' + Bq = \gamma(T' + \kappa T) \quad (2.2.15)$$

2.2.1. Взаимное запаздывание между q и T при периодическом внешнем воздействии

При синусоидальном внешнем воздействии вида (2.1.1) в линейной системе температура тоже меняется по синусоидальному закону, то есть

$$T = T_A \sin(\omega t).$$

В этом случае уравнение (2.2.15) может быть решено аналитически.

Его решение выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} q(t) &= \frac{\gamma T_A}{A^2 \omega^2 + B^2 - 2B\omega^2 + \omega^4} \times \\ &\times \left\{ \sin(\omega t) [\omega^2(\kappa + A) + \kappa B] + \cos(\omega t) [\omega(B - \kappa A - \omega^2)] \right\} + \\ &+ C_1 \exp\left[\frac{t}{2}(-A - \sqrt{A^2 - 4B})\right] + C_2 \exp\left[\frac{t}{2}(-A + \sqrt{A^2 - 4B})\right]. \end{aligned} \quad (2.2.16)$$

При рассмотрении установившегося режима затухающими экспоненциальными слагаемыми можно пренебречь. Тогда тангенс фазового сдвига φ_{Tq} между T и q определяется отношением коэффициентов перед косинусом и синусом в формуле (2.2.16):

$$tg\varphi_{Tq} = \omega \frac{B - \kappa A - \omega^2}{\omega^2(\kappa + A) + \kappa B}. \quad (2.2.17)$$

Или в исходных обозначениях

$$tg\varphi_{Tq} = \omega \frac{(\alpha - \kappa)\beta_{oc} - \kappa^2 - \omega^2}{\omega^2(\beta_{oc} + \beta_{land} + \alpha + 2\kappa) + \kappa(\kappa\beta_{land} + \alpha(\beta_{oc} + \kappa))}. \quad (2.2.18)$$

Из (2.2.18) видно, что фазовый сдвиг между T и q равен нулю при частоте внешнего воздействия

$$\omega_{cr} = \sqrt{(\alpha - \kappa)\beta_{oc} - \kappa^2}. \quad (2.2.19)$$

Соответственно, при $\omega > \omega_{cr}$ фазовый сдвиг φ_{Tq} отрицателен и T опережает q , а при $\omega < \omega_{cr}$ фазовый сдвиг φ_{Tq} положителен и q опережает T .

С учетом (2.2.18) запаздывание между T и q равно

$$\Delta_{Tq} = \frac{\varphi_{Tq}}{\omega} = \frac{1}{\omega} \operatorname{arctg} \left[\omega \frac{(\alpha - \kappa)\beta_{oc} - \kappa^2 - \omega^2}{\omega^2(\beta_{oc} + \beta_{land} + \alpha + 2\kappa) + \kappa(\kappa\beta_{land} + \alpha(\beta_{oc} + \kappa))} \right] \quad (2.2.20)$$

При $\omega \rightarrow 0$ арктангенс в формуле (2.2.20) примерно равен своему аргументу. Следовательно, асимптотическое значение запаздывания в большом временном масштабе внешнего воздействия таково:

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} \Delta_{Tq} = \frac{(\alpha - \kappa)\beta_{oc} - \kappa^2}{\kappa[\kappa\beta_{land} + \alpha(\beta_{oc} + \kappa)]}. \quad (2.2.21)$$

Из (2.2.19) видно, что ω_{cr} не существует при

$$\kappa > \kappa^* = \frac{-\beta_{oc} + \sqrt{\beta_{oc}^2 - 4\alpha\beta_{oc}}}{2}. \quad (2.2.22)$$

При таких значениях κ переход запаздывания через ноль отсутствует.

Однако при $\kappa = 0$ этот переход существует.

Также из (2.2.19) видно, что знак запаздывания между T и q не зависит от β_{land} .

То есть, смена знака запаздывания может воспроизводиться и в более простой системе, где поток CO_2 из океана в атмосферу не зависит от текущего содержания в нем углерода ($\kappa = 0$), а поток из наземных экосистем не зависит от содержания CO_2 в атмосфере ($\beta_{land} = 0$):

$$\begin{aligned} F_{oc} &= \beta_{oc} q \\ F_{land} &= -\alpha M - \gamma T \end{aligned} \quad (2.2.23)$$

Тогда вместо системы (2.2.7) получим следующую систему:

$$\begin{aligned} q + D + M &= 0 \\ D' &= \beta_{oc} q \\ M' &= -\alpha M - \gamma T(t) \end{aligned} \quad (2.2.24)$$

Это простейшая система, в которой воспроизводится смена знака запаздывания между q и T при увеличении временного масштаба внешнего воздействия. Здесь эффект проявляется «в чистом виде», поэтому данная система наиболее удобна для того, чтобы дать эффекту качественное объяснение. Также она достаточно проста, поэтому на ее примере можно показать, что полученные ранее выводы справедливы и в случае непериодического внешнего воздействия.

2.2.2. Взаимное запаздывание между q и T при непериодическом внешнем воздействии

Сводя систему (2.2.24) к уравнению для q , получим³

$$q'' + (\alpha + \beta)q' + \alpha\beta q = \gamma T' \quad (2.2.25)$$

Таким образом, в роли внешнего воздействия на q (выражение в правой части уравнения (2.2.25)) выступает формально не температура T , а ее производная T' .

Если функция $T(t)$ непрерывно дифференцируема и достигает максимума в точке $t = t_0$, то ее производная в этой точке равна нулю $T'(t_0) = 0$, а при $t < t_0$ производная $T'(t) > 0$. Следовательно, $T'(t)$ достигает максимума при $t < t_0$, то есть раньше, чем T .

Таким образом, возможна ситуация, когда q (в соответствии с интуитивными представлениями) достигает максимума позже, чем вызывающее его изменения внешнее воздействие T' , но раньше, чем T . Именно эта ситуация реализуется в нашем случае.

³ В этом разделе для компактности записи коэффициент β_{oc} переобозначен как β .

В частности, этим объясняется, почему в экспериментах, где НПРВВ задается в виде разных степеней синуса, получается разное запаздывание при одних и тех же периодах воздействия: чем выше степень синуса, тем меньше при данном периоде воздействия P расстояние между максимумами T и T' , следовательно, тем больше будет запаздывание q относительно T , и для того, чтобы оно стало отрицательным, период P должен достичь большего значения.

Заметим, что приведенное рассуждение справедливо как в случае периодических, так и в случае непериодических изменений q и T .

Для того чтобы это продемонстрировать, достаточно рассмотреть взаимное запаздывание между изменениями T и q при $0 < t < \frac{\pi}{\omega}$, что соответствует численным экспериментам группы 2).

Решая уравнение (2.2.25) при $T = T_A \sin(\omega t)$, получим

$$q(t) = \frac{\omega \gamma T_A}{(\omega^2 + \alpha^2)(\omega^2 + \beta^2)} \left[\frac{\alpha}{\alpha - \beta} (\omega^2 + \beta^2) e^{-\alpha t} - \frac{\beta}{\alpha - \beta} (\omega^2 + \alpha^2) e^{-\beta t} + \right. \\ \left. + \{ \omega(\alpha + \beta) \sin(\omega t) - (\omega^2 - \alpha\beta) \cos(\omega t) \} \right] \quad (2.2.26)$$

Если производная $\frac{dq}{dt}$ в точках $t = \frac{\pi}{2\omega} k$ (где температура $T = T_A \sin(\omega t)$ достигает максимума) меньше нуля, то q убывает, а значит, достигает максимума раньше, чем T .

$$\frac{dq}{dt} \Big|_{t=\frac{\pi}{2\omega} k} = \frac{\omega \gamma T_A}{\alpha^2 + \omega^2} \left[-\frac{\alpha^2}{\alpha - \beta} \exp\left(-\frac{\alpha \pi}{2\omega} k\right) + \right. \\ \left. + \frac{\beta^2}{\alpha - \beta} \left(\frac{\alpha^2 + \omega^2}{\beta^2 + \omega^2} \right) \exp\left(-\frac{\beta \pi}{2\omega} k\right) + \frac{\omega}{\beta^2 + \omega^2} (\omega^2 - \alpha\beta) \right] \quad (2.2.27)$$

При $t \rightarrow \infty$ ($k \rightarrow \infty$) экспоненциальные слагаемые затухают и ими можно пренебречь. Тогда q достигает максимума раньше T , если

$$\omega < \omega_{cr} = \sqrt{\alpha\beta}, \quad (2.2.28)$$

или, что то же, при периоде воздействия P , большем некоего критического значения P_{cr} :

$$P > P_{cr} = \frac{2\pi}{\sqrt{\alpha\beta}} = 2\pi \sqrt{\tau_{land} \tau_{oc}}, \quad (2.2.29)$$

где τ_{land} и τ_{oc} – времена релаксации наземной и океанической составляющих углеродного цикла соответственно.

При $k = 1$, соответствующем первому максимуму синуса, что аналогично воздействию конечной длительности в виде (2.1.2), такое условие аналитически сформулировать затруднительно. Но в этом случае производная $\left. \frac{dq}{dt} \right|_{t=\frac{\pi}{2\omega}k}$ может быть представлена в виде произведения положительного множителя $\omega^2 \gamma T_0$ и функции от двух безразмерных параметров $a = \frac{\alpha}{\omega}$ и $b = \frac{\beta}{\omega}$, знаком которой и определяется, запаздывает q относительно T , или опережает ее:

$$\left. \frac{dq}{dt} \right|_{t=\frac{\pi}{2\omega}} = \omega^2 \gamma T_A \left[-\frac{a^2}{(a-b)(1+a^2)} \exp\left(-\frac{\pi}{2}a\right) + \frac{b^2}{(a-b)(1+b^2)} \exp\left(-\frac{\pi}{2}b\right) + \frac{1-ab}{(1+a^2)(1+b^2)} \right] \quad (2.2.30)$$

Можно показать (см. рис. 2.7), что при

$$\{a > 1; b > 1\}, \quad (2.2.31)$$

или, что то же, при

$$\{\alpha > \omega; \beta > \omega\} \quad (2.2.32)$$

производная $\left. \frac{dq}{dt} \right|_{t=\frac{\pi}{2\omega}} < 0$, то есть q достигает максимума раньше, чем T .

Таким образом, зависимость знака запаздывания между T и q от параметров модели в случае внешнего воздействия конечной длительности (формула (2.2.32)) аналогична соответствующей зависимости для случая периодического воздействия (формула (2.2.28)).

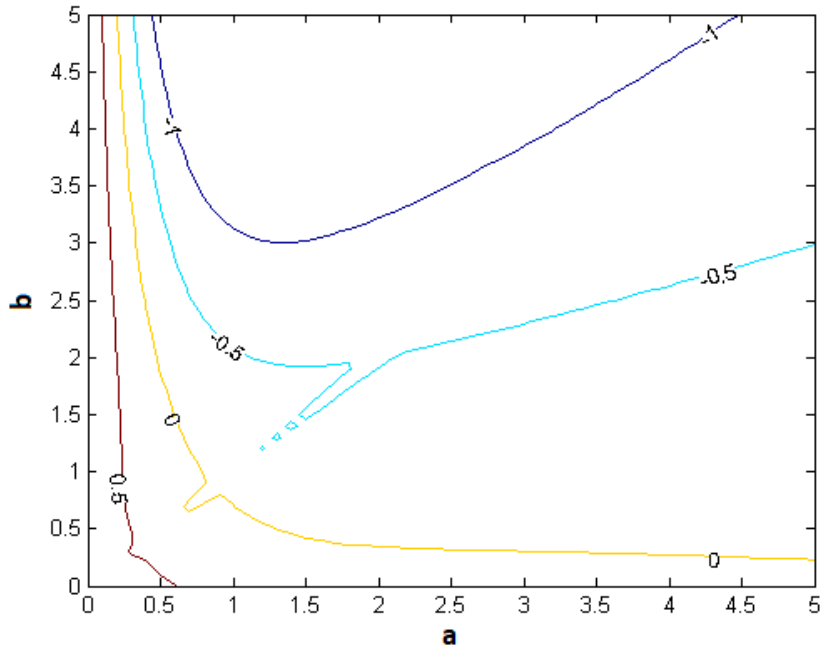


Рисунок. 2.7. Зависимость производной q' от безразмерных параметров $a = \frac{\alpha}{\omega}$ и $b = \frac{\beta}{\omega}$.

2.2.3. Взаимное запаздывание между q и R_x

Используя запись потоков (2.2.23) и уравнение для температуры (1.3.5), можно показать, при каких условиях **изменения q опережают вызывающий их радиационный форсинг**. Аналогично (2.3.33) получаем систему уравнений⁴

$$\begin{aligned} q' &= -\beta q + \alpha M + \gamma T \\ M' &= -\alpha M - \gamma T \\ T' &= Rq - \lambda T + R_x(t) \end{aligned} \quad (2.2.24)$$

Из первых двух уравнений аналогично (2.2.13) получим

$$q'' + (\beta + \alpha)q' + \alpha\beta q = \gamma T'. \quad (2.2.25)$$

Подставляя выражение из правой части третьего уравнение (2.2.24) в (2.2.25) получим

$$q'' + (\beta + \alpha)q' + (\alpha\beta - \gamma R)q = \gamma(R_x - \lambda T). \quad (2.2.26)$$

Дифференцируя (2.2.26) и подставляя вместо $\gamma T'$ выражение из правой части (2.2.25), получим

⁴ В этом разделе для компактности записи коэффициент β_{oc} переобозначен как β .

$$q''' + (\alpha + \beta + \lambda)q' + (\alpha\beta + \alpha\lambda + \beta\lambda - \gamma\mathcal{R})q' + \alpha\beta\lambda q = \gamma\mathcal{R}_X'. \quad (2.2.27)$$

Если внешнее воздействие задано в виде

$$R_X = R_A \sin(\omega t), \quad (2.2.28)$$

то для установившегося режима колебаний (когда экспоненциальные слагаемые затухают) можно искать решение в виде

$$q = q_s \sin(\omega t) + q_c \cos(\omega t) = q_A \sin(\omega t + \varphi_{Rq}), \quad (2.2.29)$$

причем

$$\sin \varphi_{Rq} = \frac{q_c}{\sqrt{q_c^2 + q_s^2}}. \quad (2.2.30)$$

$\text{sign}(\varphi_{Rq}) = \text{sign}(\sin \varphi_{Rq}) = \text{sign}(q_c)$, поэтому, когда $q_c > 0$, изменения q опережают вызывающий их радиационный форсинг R_X .

Подставляя (2.2.28) и (2.2.29) в (2.2.27) и проводя необходимые преобразования, получаем систему, из которой можно найти q_s и q_c :

$$\begin{aligned} A_1 q_c + A_2 q_s &= 0, \\ A_2 q_c - A_1 q_s &= \gamma\mathcal{R}_A \omega, \end{aligned} \quad (2.2.31)$$

где

$$\begin{aligned} A_1 &= \omega[\omega^2 - (\alpha\beta + \alpha\lambda + \beta\lambda - \gamma\mathcal{R})], \\ A_2 &= \alpha\beta\lambda - \omega^2(\alpha + \beta + \lambda). \end{aligned} \quad (2.2.32)$$

Решая систему (2.2.31), находим

$$\begin{aligned} q_c &= \frac{\gamma\mathcal{R}_A \omega}{A_1^2 + A_2^2} [\alpha\beta\lambda - \omega^2(\alpha + \beta + \lambda)] \\ q_s &= \frac{\gamma\mathcal{R}_A \omega^2}{A_1^2 + A_2^2} [\omega^2 - (\alpha\beta + \alpha\lambda + \beta\lambda - \gamma\mathcal{R})] \end{aligned} \quad (2.2.33)$$

Отсюда видно, что

$$\text{sign}(q_c) = \text{sign}(\alpha\beta\lambda - \omega^2(\alpha + \beta + \lambda)), \quad (2.2.34)$$

то есть изменения q опережают вызывающий их непарниковый радиационный форсинг R_X при

$$\omega < \omega_{cr}^* = \sqrt{\frac{\alpha\beta\lambda}{\alpha + \beta + \lambda}}. \quad (2.2.35)$$

Аналогично

$$P > P_{cr}^* = 2\pi \sqrt{\frac{\alpha + \beta + \lambda}{\alpha\beta\lambda}}. \quad (2.2.36)$$

Примечательно, что критический временной масштаб внешнего воздействия P_{cr}^* , при котором запаздывание q относительно вызывающего его изменения непарникового радиационного форсинга R_X сменяется опережением не зависит от параметров γ и R .

2.3. Качественное объяснение

Сказанное позволяет сделать исследуемый эффект интуитивно понятным. Для этого необходимо объяснить, почему аномалия содержания CO_2 в атмосфере q достигает максимума и начинает убывать раньше, чем вызывающая ее аномалия температуры T .

При отсутствии внешних эмиссий CO_2 в атмосферу убывание или возрастание q определяется знаком суммы потоков F_{land} и F_{oc} (положительные значения обоих потоков соответствуют притоку CO_2 к атмосфере). При $F_{land} + F_{oc} > 0$ q возрастает, при $F_{land} + F_{oc} < 0$ q убывает. Предположим для простоты (как и в описанной выше линейной модели), что поток F_{land} зависит только от аномалии температуры T и аномалии содержания углерода в наземных экосистемах M : $F_{land} = F_{land}(M, T)$, причем он тем больше, чем больше T ($\frac{\partial F_{land}}{\partial T} > 0$), и тем меньше, чем меньше M

$$\left(\frac{\partial F_{land}}{\partial M} > 0 \right).$$

Увеличение T сначала приводит к интенсификации дыхания наземных экосистем (преимущественно гетеротрофного), что влечет за собой увеличение потока F_{land} и рост аномалии содержания CO_2 в атмосфере q . Запасы углерода в наземных экосистемах при этом уменьшаются⁵ ($\frac{dM}{dt} < 0$).

Когда аномалия M становится достаточно большой по абсолютной величине,

⁵ Содержание углерода в растительности увеличивается, но оно компенсируется сильным уменьшением его запасов в почве

возрастание потока F_{land} сменяется убыванием. В этот момент скорость изменения потока F_{land} равна нулю:

$$\frac{dF_{land}}{dt} = \frac{\partial F_{land}}{\partial M} \frac{dM}{dt} + \frac{\partial F_{land}}{\partial T} \frac{dT}{dt} = 0$$

Отсюда следует, что в момент, когда поток F_{land} начинает убывать, $\frac{dT}{dt} > 0$. Иными словами, поток F_{land} начинает убывать раньше, чем начинает убывать T . Если после начала убывания F_{land} температура возрастает достаточно медленно, чтобы ее прирост не препятствовал убыванию F_{land} , и достаточно долго, чтобы F_{land} успел уменьшиться достаточно сильно, в какой-то момент сумма $F_{land} + F_{oc}$ становится отрицательной, поскольку отрицательным является поток F_{oc} (океан поглощает добавочный CO_2 , выделенный в атмосфере экосистемами суши). В этот момент содержание CO_2 в атмосфере начинает убывать, хотя температура продолжает расти.

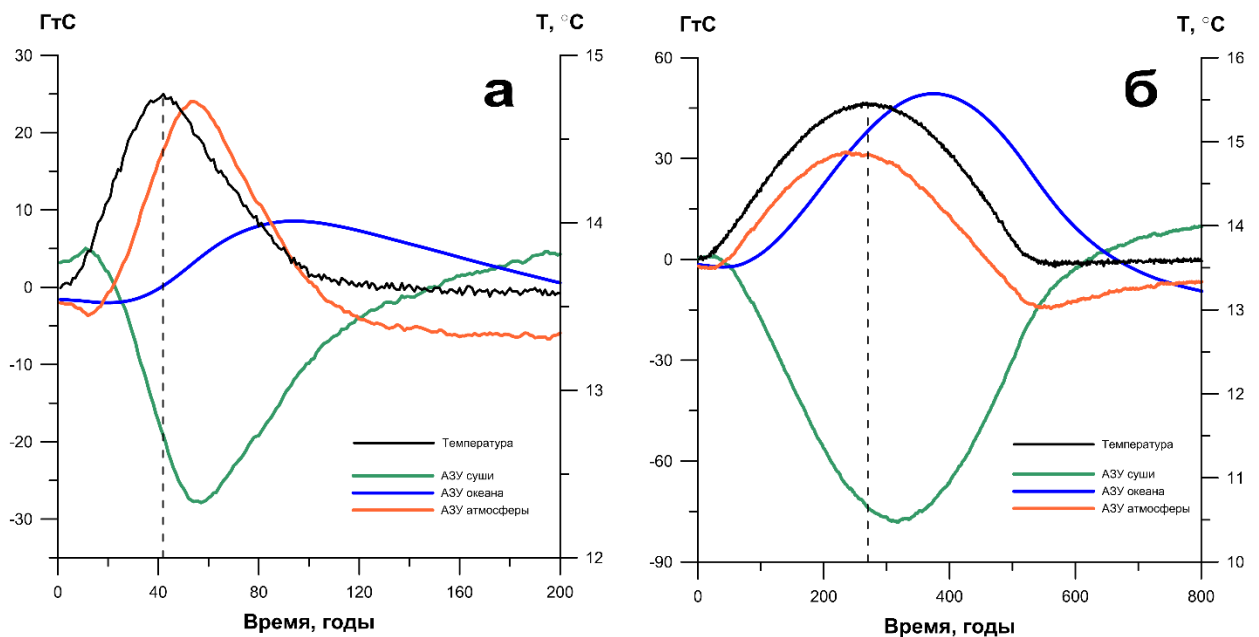


Рис. 2.8. Зависимость от времени значений глобальной температуры (черная кривая) и аномалий запасов углерода (АЗУ) на суше (зеленая кривая), в океане (синяя кривая), в атмосфере (оранжевая кривая) в численных экспериментах с КМ ИФА РАН при внешнем воздействии с временным масштабом $P = 100$ лет (а) и $P = 1000$ лет (б). Пунктирными линиями отмечены моменты времени, когда температура достигает максимума.

При малых временных масштабах внешнего воздействия данный эффект не проявляется потому, что температура растет недостаточно медленно и недостаточно долго, и до момента, когда она достигает

максимума и начинает убывать, не успевает сформироваться достаточно большая отрицательная аномалия содержания углерода в наземных экосистемах M (см. рис. 2.8). По этой причине на этапе роста температуры поток CO_2 из атмосферы в океан не компенсирует потока из наземных экосистем в атмосферу, и содержание CO_2 в атмосфере начинает убывать уже после того, как начинает убывать температура.

Обобщая сказанное, можно утверждать, что аналогичные эффекты могут проявляться в любой системе, где изменения переменных зависят не только от внешнего воздействия, но и от внутренних лимитирующих факторов. В нашем случае таким лимитирующим фактором оказывается содержание углерода в почве. Когда оно становится достаточно мало, рост содержания CO_2 в атмосфере оказывается невозможен, несмотря на продолжающееся увеличение температуры и наличие положительной обратной связи между климатом и углеродным циклом.

В частности, это означает, что при более сложной зависимости НПРВВ от времени, когда его медленные изменения чередуются с более быстрыми, вариации температуры могут то опережать вариации CO_2 (на участке быстрых изменений НПРВВ), то запаздывать относительно них (на участке медленных изменений), во всех случаях оставаясь их первопричиной. Это проявляется в дополнительном эксперименте, поставленном с КМ ИФА РАН и концептуальной моделью. Результаты по КМ ИФА РАН представлены на рис. 2.5, результаты по концептуальной модели выглядят аналогично.

Необходимо также отметить следующее. Поскольку увеличение температуры уменьшает растворимость углекислого газа в морской воде, естественно ожидать, что при потеплении климата океан будет выделять CO_2 , а не поглощать его, как в описанных выше экспериментах. Но из-за наличия в составе ЗКС наземных экосистем, температурная чувствительность которых значительно выше чувствительности океана (что проявляется, в частности, при формальной линеаризации уравнений концептуальной модели) возникает противоположный эффект: на потепление климата

реагируют в первую очередь почва и растительность, благодаря этому в атмосфере возникает положительная аномалия содержания CO_2 , а на нее уже реагирует океан, поглощая лишний углекислый газ из атмосферы.

Обсуждение результатов главы 2

В данной главе описан возможный механизм взаимного запаздывания между изменениями глобальной температуры T_g и содержания CO_2 в атмосфере q_{CO_2} при внешнем воздействии на земную климатическую систему (ЗКС) в виде непериодического радиационного возмущающего воздействия (НПРВВ), не являющегося периодическим. Показано, что T_g может как отставать по фазе от q_{CO_2} , так и опережать его в зависимости от временного масштаба НПРВВ, то есть фактически от скорости его изменения и времени, в течение которого эта скорость характерна. В частности, при медленных изменениях НПРВВ, происходящих достаточно долго, изменения T_g отстают по фазе от изменений q_{CO_2} , несмотря на то что являются причиной их возникновения.

Этот результат является следствием того, что изменения q_{CO_2} в ЗКС зависят не только от обусловленного внешним воздействием изменений T_g , но и от текущего содержания углерода в наземных экосистемах, при сильном уменьшении которого рост q_{CO_2} становится невозможен. Аналогичные эффекты могут проявляться в любой системе, где изменения переменных зависят не только от внешнего воздействия, но и от внутренних лимитирующих факторов.

Исследуемый в данной работе эффект может быть объяснен также исходя из того, что при отсутствии внешних эмиссий CO_2 в ЗКС выполняется закон сохранения массы углерода, и на больших временных масштабах возрастает роль океанической части углеродного цикла (такое объяснение приводится в [Muryshev et al., 2017]). Тем не менее, эти предположения, хотя и приводят к тому же выводу, не являются необходимыми, поэтому рассуждение, предложенное в данной главе, представляется более общим.

Сказанное дает основания полагать, что подобный результат может быть получен в экспериментах с другими моделями, поскольку описанный эффект объясняется исходя из самых общих представлений о характере обмена углеродом в климатической системе. При этом в более сложных

моделях могут возникать дополнительные эффекты, связанные с учетом факторов, которые в использованных моделях не учитывались.

Глава 3. Взаимное запаздывание между изменениями глобальной температуры и содержания CO₂ в атмосфере при сценариях внешних эмиссий парниковых газов в атмосферу

3.1. Численные эксперименты

С КМ ИФА РАН и концептуальной моделью проведены две группы численных экспериментов. В первой из них использовались версии моделей, не учитывающие влияния метана на изменения климата, во второй – включающие в себя блоки метанового цикла (описание моделей см. в главе 1).

В рамках **первой группы экспериментов** с КМ ИФА РАН проведены расчеты при задании идеализированного воздействия на Земную систему в виде внешних (напр., антропогенных) эмиссий в атмосферу углекислого газа $E_{CO_2}(t)$, меняющихся во времени по следующим законам:

$$1) E_{CO_2}(t) = E_{CO_2,A} \sin(\omega t), \quad (3.1.1)$$

$$2) E_{CO_2}(t) = \{E_{CO_2,A} \sin(\omega t), \text{ при } \omega t < \pi; 0 \text{ при } \omega t > \pi\}, \quad (3.1.2)$$

где $t \in (0, +\infty)$ - время, $E_{CO_2,A} = \{1, 2, 5, 10\}$ ГтС/год – амплитуда эмиссий, $\omega = 2\pi/P$, P – временной масштаб воздействия, принимающий значения от 5 до 2000 лет. НПРВВ в этих экспериментах предполагается равным нулю.

С концептуальной моделью проведены аналогичные численные эксперименты при различных значениях параметра чувствительности климата $\lambda_0 = \{0.8, 1, 1.8\}$, входящего в уравнение (1.2.1).

Анализировалось взаимное запаздывание Δ_{Tq} между изменениями глобальной температуры T_g и содержания в атмосфере углекислого газа q_{CO_2} . Величина Δ_{Tq} определялась по максимуму коэффициента корреляции со сдвигом по времени между рядами T_g и q_{CO_2} . Характерные значения максимального коэффициента корреляции составляют $\geq 0,99$. Результаты экспериментов с концептуальной моделью и климатической моделью ИФА РАН представлены на рис. 3.1 а, б.

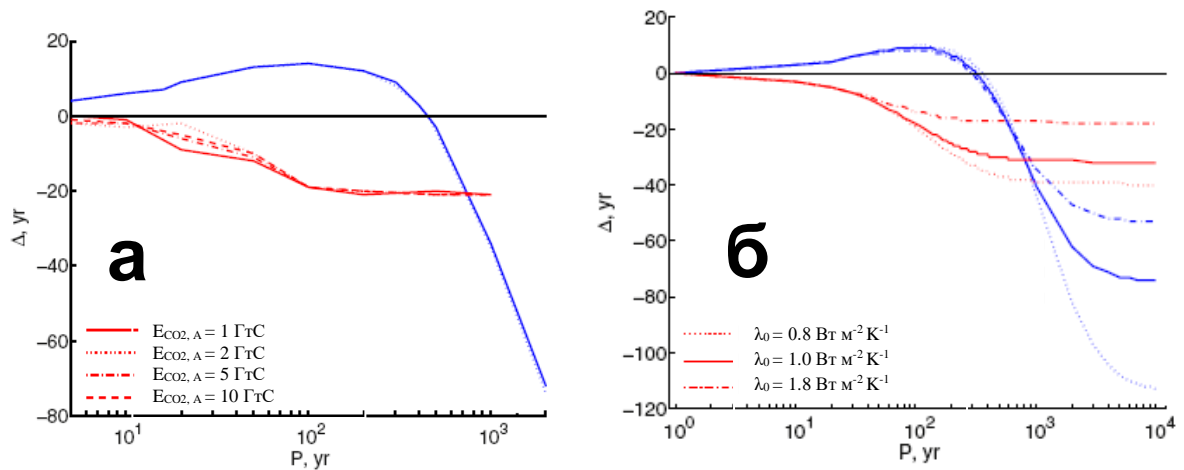


Рис. 3.1. Взаимное запаздывание Δ_{Tq} между изменениями глобальной температуры T_g и содержания в атмосфере углекислого газа q_{CO_2} (красные кривые) в численных экспериментах с КМ ИФА РАН (а) и концептуальной моделью (б).

Получено, что при периодических внешних эмиссиях CO_2 в атмосферу вида (3.1.1) и нулевом НПРВВ знак временного сдвига Δ_{Tq} между изменениями T_g и q_{CO_2} не зависит от временного масштаба внешнего воздействия P (в отличие от противоположного случая нулевых эмиссий и ненулевого НПРВВ, рассмотренного в предыдущей главе): при любом значении P изменения температуры T_g запаздывают относительно изменений содержания CO_2 в атмосфере q_{CO_2} . По абсолютному значению Δ_{Tq} возрастает по мере увеличения временного масштаба воздействия P , и достигает асимптотического значения Δ_{Tq}^* .

В экспериментах с КМ ИФА РАН $\Delta_{Tq}^* = -19$ лет. Зависимость Δ_{Tq}^* от амплитуды внешних эмиссий E_A практически отсутствует.

В экспериментах с концептуальной моделью значения Δ_{Tq}^* зависят от величины параметра λ_0 , причем $\Delta_{Tq}^*(\lambda_0) \approx -\frac{C}{\lambda_0}$ (см. табл. 3.1).

Картина взаимного запаздывания между изменениями T_g и q_{CO_2} в случае неперiodического внешнего воздействия вида (3.1.2) подобна полученной для периодического воздействия (3.1.1).

Табл. 3.1. Асимптотические значения запаздывания Δ_{Tq}^* в зависимости от параметра чувствительности климата λ_0 .

$\lambda_0, \text{Вт м}^{-2} \text{К}^{-1}$	$\Delta_{Tq}^*, \text{годы}$	$C/\lambda_0, \text{годы}$
0.8	-40	39.68
1	-31	31.75
1.8	-17	17.64

В рамках второй группы экспериментов с версиями КМ ИФА РАН и концептуальной модели, включающими блоки метанового цикла, проведены расчеты при нулевом НПРВВ и синхронных эмиссиях в атмосферу углекислого газа E_{CO_2} и метана E_{CH_4} , изменяющихся во времени по следующему закону:

$$E_{\text{CO}_2}(t) = \{E_{\text{CO}_2,0} \sin(\omega t), \text{ при } \omega t < \pi; 0 \text{ при } \omega t > \pi\}, \quad (3.1.3)$$

$$E_{\text{CH}_4}(t) = \{E_{\text{CH}_4,0} \sin(\omega t), \text{ при } \omega t < \pi; 0 \text{ при } \omega t > \pi\}, \quad (3.1.4)$$

где $t \in (0, +\infty)$ – время, $\omega = 2\pi/P$, P – временной масштаб изменения эмиссий.

Вид функций (3.1.3), (3.1.4) показан на рис. 3.2. Синфазность эмиссий CO_2 и CH_4 основана на предположении, что антропогенные эмиссии обоих этих газов пропорциональны интенсивности хозяйственной деятельности человека.

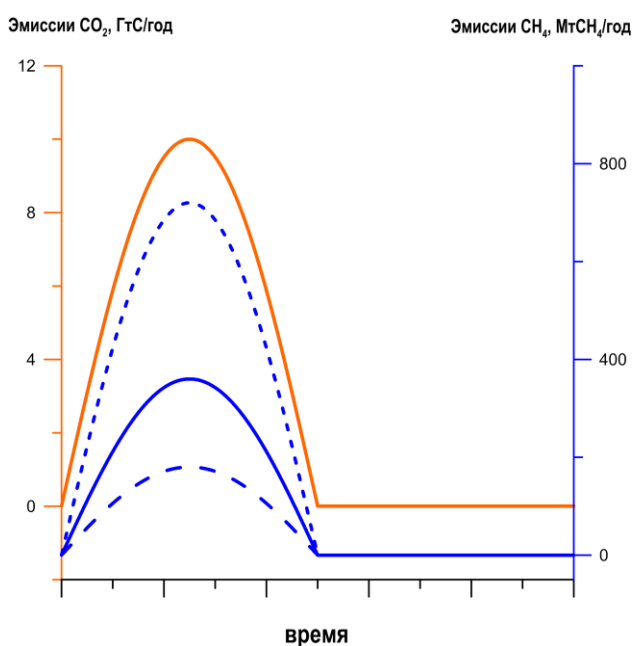


Рис. 3.2. Синфазные эмиссии CO_2 и CH_4 в виде (3.1.3), (3.1.4).

Были проведены численные эксперименты при $E_{CO_2,0} = 10$ ГтС/год и $E_{CH_4,0} = \{180; 360; 720 \text{ МтСН}_4/\text{год}\}$. Амплитуды $E_{CO_2,0} = 10$ ГтС/год и $E_{CH_4,0} = 360$ МтСН₄/год соответствуют значениям антропогенных эмиссий CO₂ и CH₄, характерным для конца XX – начала XXI века. Расчеты проводились при значениях P , меняющихся в зависимости от численного эксперимента от 10 до 1500 лет.

Взаимное запаздывание ΔT_q между изменениями T_g и q_{CO_2} определялся по максимуму коэффициента корреляции со сдвигом по времени между рядами T_g и q_{CO_2} . Характерные значения максимального коэффициента корреляции $\geq 0,99$. Результаты анализа численных экспериментов с КМ ИФА РАН и концептуальной моделью на качественном уровне совпадают между собой (см. рис. 3.3 а, б).

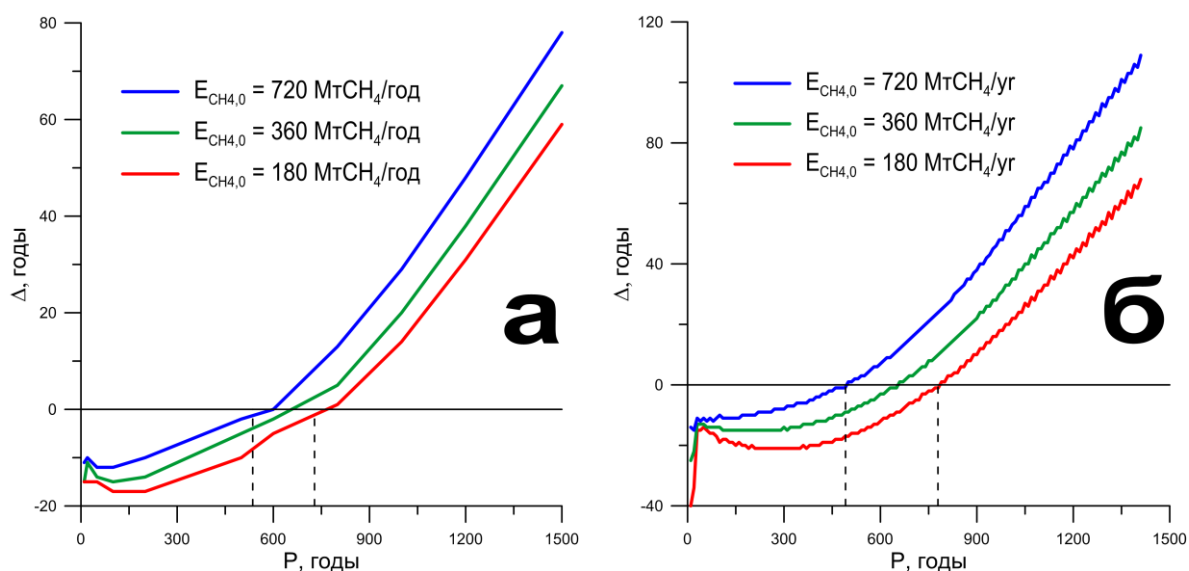


Рис. 3.3. Взаимное запаздывание ΔT_q между изменениями глобальной температуры T_g и содержания в атмосфере углекислого газа q_{CO_2} в численных экспериментах с КМ ИФА РАН (а) и с концептуальной моделью (б): $\Delta T_q < 0$ соответствует случаю, когда q_{CO_2} опережает T_g , $\Delta T_q > 0$ – случаю, когда T_g опережает q_{CO_2} .

Получено, что изменения T_g могут как отставать по фазе от изменений q_{CO_2} , так и опережать их в зависимости от временного масштаба внешнего воздействия P . На вековом временном масштабе ($P < 400$ лет) T_g запаздывает относительно q_{CO_2} ($\Delta T_q < 0$), тогда как на тысячелетнем ($P > 800$ лет) изменения q_{CO_2} запаздывают относительно изменений T_g ($\Delta T_q > 0$), хотя

являются основной причиной их возникновения. Точное значение критического периода воздействия P_{cr} , при котором запаздывание T_g относительно q_{CO_2} сменяется опережением зависит от соотношения амплитуд внешних эмиссий CO_2 и CH_4 .

3.2. Аналитические решения для случая единственного парникового газа (CO_2)

Для объяснения результатов первой группы экспериментов, в которых подразумевалось, что единственным парниковым газом является CO_2 , воспользуемся системой линейных дифференциальных уравнений общего вида:

$$\begin{aligned}
 q' &= -\beta q + \sum_{i=1}^{n-1} \alpha_i M_i + \gamma T + E \\
 M_1' &= \beta_1 q + \sum_{i=1}^{n-1} \alpha_{1i} M_i + \gamma_1 T \\
 &\dots \\
 M_{n-1}' &= \beta_n q + \sum_{i=1}^{n-1} \alpha_{ni} M_i + \gamma_{n-1} T \\
 T' &= Rq - \lambda T
 \end{aligned}
 \tag{3.2.1}$$

Здесь q – отклонение от равновесного значения содержания CO_2 в атмосфере, M_i – соответствующее отклонение содержания углерода в различных резервуарах Земной системы, T – соответствующее отклонение температуры, E – внешние эмиссии CO_2 в атмосферу.

При помощи стандартной процедуры из системы (3.2.1) можно получить два дифференциальных уравнения n -го порядка для q и T , которые будут отличаться только своими правыми частями. Соответственно, запаздывание между изменениями q и T будет равно запаздыванию между функциями, стоящими в правых частях этих уравнений. Получим эти уравнения.

Дифференцируя по времени первое уравнение (3.2.1), получим

$$q'' = E' - \beta q' + \gamma T' + \sum_{i=1}^{n-1} \alpha_i M_i' .
 \tag{3.2.2}$$

Подставляя вместо M_i' выражения из правых частей уравнений системы (3.2.1), получим

$$q'' = E' - \beta q' + \gamma T' + b_{20}q + g_{20}T + \sum_{i=1}^{n-1} a_{2i}M_i. \quad (3.2.3)$$

Продельвая эту процедуру n раз, получим систему уравнений вида:

$$q' = E - \beta q + \gamma T + \sum_{i=1}^{n-1} \alpha_i M_i$$

$$q'' = E' - \beta q' + \gamma T' + b_{20}q + g_{20}T + \sum_{i=1}^{n-1} a_{2i}M_i \quad (3.2.4)$$

...

$$q^{(n)} = E^{(n-1)} + \sum_{i=0}^{n-1} (b_{ni}q^{(i)} + g_{ni}T^{(i)}) + \sum_{i=1}^{n-1} a_{ni}M_i$$

Исключая M_i из уравнений системы (3.2.4), получим уравнение вида:

$$\sum_{i=0}^n B_i q^{(i)} - \sum_{i=0}^{n-1} G_i T^{(i)} = \sum_{i=0}^{n-1} C_i E^{(i)}. \quad (3.2.5)$$

Выражая q из последнего уравнения системы (3.2.1) и подставляя в (3.2.5), получим уравнение для T :

$$\sum_{i=0}^n B_i (T^{(i+1)} + \lambda T^{(i)}) - R \sum_{i=0}^{n-1} G_i T^{(i)} = R \sum_{i=0}^{n-1} C_i E^{(i)}. \quad (3.2.6)$$

Чтобы получить уравнение для q , продифференцируем по времени (3.2.5). Используя последнее уравнение системы (3.2.1), получим

$$\sum_{i=0}^n B_i q^{(i+1)} - R \sum_{i=0}^{n-1} G_i q^{(i)} + \lambda \sum_{i=0}^{n-1} G_i T^{(i)} = \sum_{i=0}^{n-1} C_i E^{(i+1)}. \quad (3.2.7)$$

Домножая (3.2.5) на λ и складывая с (3.2.7), получим уравнение для q :

$$\sum_{i=0}^n B_i (q^{(i+1)} + \lambda q^{(i)}) - R \sum_{i=0}^{n-1} G_i q^{(i)} = \sum_{i=0}^{n-1} C_i (E^{(i+1)} + \lambda E^{(i)}). \quad (3.2.8)$$

Уравнение (3.2.6) для T и уравнение (3.2.8) для q отличаются только своими правыми частями. Если ввести обозначение

$$E_f = \sum_{i=0}^{n-1} C_i E^{(i)}, \quad (3.2.9)$$

то уравнения (3.2.6) и (3.2.8) можно переписать в виде

$$\sum_{i=0}^n B_i (T^{(i+1)} + \lambda T^{(i)}) - R \sum_{i=0}^{n-1} G_i T^{(i)} = R E_f, \quad (3.2.10)$$

$$\sum_{i=0}^n B_i (q^{(i+1)} + \lambda q^{(i)}) - R \sum_{i=0}^{n-1} G_i q^{(i)} = E_f^{(1)} + \lambda E_f. \quad (3.2.11)$$

Соответственно, запаздывание между q и T идентично запаздыванию между функциями E_f и $E_f^{(1)} + \lambda E_f$. Это означает, что в системе (3.2.1) изменения q всегда опережают изменения T (доказательство аналогичного утверждения см. в параграфе 1.4.3).

Если используются синусоидальные эмиссии CO_2 вида (3.1.1), то

$$E_f = E_{f,A} \sin(\omega t + \varphi), \quad (3.2.12)$$

$$E_f^{(1)} + \lambda E_f = E_{f,A} [\omega \cos(\omega t + \varphi) + \lambda \sin(\omega t + \varphi)]. \quad (3.2.13)$$

При определении запаздывания между ними начальную фазу φ можно принять равной нулю. Тогда аналогично случаю, рассмотренному в параграфе 1.4.3 фазовый сдвиг между T и q равен

$$\varphi_{Tq} = -\text{arctg} \frac{\omega}{\lambda}. \quad (3.2.14)$$

Запаздывание между T и q равно

$$\Delta_{Tq} = \frac{\varphi}{\omega} = -\frac{1}{\omega} \text{arctg} \frac{\omega}{\lambda}. \quad (3.2.15)$$

При $\omega \rightarrow 0$ арктангенс примерно равен своему аргументу, поэтому асимптотическое значение запаздывания при большом временном масштабе воздействия равно

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} \Delta_{Tq} = -\frac{1}{\lambda}. \quad (3.2.16)$$

Замечательно, что значение запаздывания между q и T в системе (3.2.1) при таком типе внешнего воздействия не зависит ни от каких коэффициентов системы, кроме λ .

Это означает, что детали описания обмена углеродом между различными резервуарами Земной системы и параметры обратной связи между климатом и углеродным циклом (коэффициенты γ_i) не оказывают влияния на запаздывание между q и T , если для описания изменений температуры используется уравнение вида

$$\frac{dT}{dt} = Rq - \lambda T, \quad (3.2.17)$$

а единственным внешним воздействием на систему являются эмиссии CO_2 .

При выполнении этих условий запаздывание между q и T будет одинаковым как в случае расчета изменений q и T по системе (3.2.1) с заданием эмиссий CO_2 в виде внешнего воздействия, так и в случае расчета изменений T по уравнению (3.2.17) с заданием изменений q в виде табулированной функции от времени.

Этим обосновывается, в частности, почему асимптотические значения запаздывания между q и T , полученные в численных экспериментах с концептуальной моделью, в точности соответствуют значениям

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} \Delta_{Tq} = -\frac{1}{\lambda} = -\frac{C}{\lambda_0}.$$

Этот результат может быть использован для объяснения количественных различий между значениями временных сдвигов Δ_{Tq} , полученных в численных экспериментах с моделями MIROC-ESM и КМ ИФА РАН (см. раздел 1.4.1). Для модели MIROC-ESM $\lambda_0 = 0,8 \text{ Вт} / \text{м}^2 \text{ К}$, для КМ ИФА РАН $\lambda_0 = 1,7 \text{ Вт} / \text{м}^2 \text{ К}$. Это может быть одной из причин того, почему временной сдвиг Δ_{Tq} , полученный по результатам расчетов с моделью MIROC в XXI веке, по абсолютной величине больше соответствующего временного сдвига, полученного по результатам расчетов с КМ ИФА РАН.

3.3. Аналитические решения для случая двух парниковых газов (CO_2 и CH_4)

Выводы, полученные в предыдущем параграфе для случая, когда единственным внешним воздействием на климат является парниковый эффект CO_2 , можно обобщить для случая внешнего форсинга, включающего несколько составляющих (например, парниковый эффект нескольких парниковых газов и различные непарниковые воздействия). Если уравнение, описывающее изменения температуры, имеет вид

$$\frac{dT}{dt} = R - \lambda T, \quad (3.3.1)$$

где R – суммарный внешний форсинг (вообще говоря, зависящий от температуры), то при условии, что изменения входящих в него компонент описываются линейной системой дифференциальных уравнений, запаздывание изменений температуры относительно этого суммарного форсинга Δ_{TR} не будет зависеть ни от каких коэффициентов системы, кроме коэффициента λ .

В частности, если суммарный форсинг имеет синусоидальный вид, запаздывание определяется формулой, аналогичной (3.2.15)

$$\Delta_{TR} = -\frac{1}{\omega} \operatorname{arctg} \frac{\omega}{\lambda}. \quad (3.3.2)$$

Соответственно, асимптотическое значение запаздывания

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} \Delta_{TR} = -\frac{1}{\lambda}. \quad (3.3.3)$$

Очевидно, что среди компонент, из которых складывается суммарное воздействие R , одни опережают R , а другие запаздывают относительно него. Причем величина запаздывания определяется временным масштабом их изменений и не обязательно имеет асимптотическое значение. Когда запаздывание некоторого компонента форсинга R_x относительно суммарного форсинга R превышает величину λ^{-1} , изменения R_x начинают запаздывать относительно изменений температуры, хотя являются одной из причин их возникновения. Именно эта ситуация реализуется в описанных выше численных экспериментах при внешнем воздействии в виде суммарного парникового эффекта CO_2 и CH_4 .

На рис. 3.4 показано, как в случае синфазных эмиссий CO_2 и CH_4 меняются во времени РВВ CO_2 и CH_4 , их суммарное РВВ и T_g . Концентрация метана в атмосфере благодаря его достаточно быстрому окислению (с временным масштабом порядка 10 лет) спадает быстрее, чем концентрация CO_2 . Благодаря этому максимум суммарного РВВ, находящийся между максимумами РВВ CO_2 и CH_4 , достигается раньше максимума РВВ CO_2

(одновременного с максимумом его содержания в атмосфере q_{CO_2}). Величина временного сдвига между максимумом q_{CO_2} и максимумом суммарного РВВ тем больше, чем больше временной масштаб внешнего воздействия P . При этом максимум T_g запаздывает относительно максимума суммарного РВВ на время, не превышающее λ^{-1} и не зависящее от параметров внешнего воздействия. Это приводит к тому, что при большом временном масштабе внешнего воздействия максимум T_g достигается раньше, чем максимум q_{CO_2} .

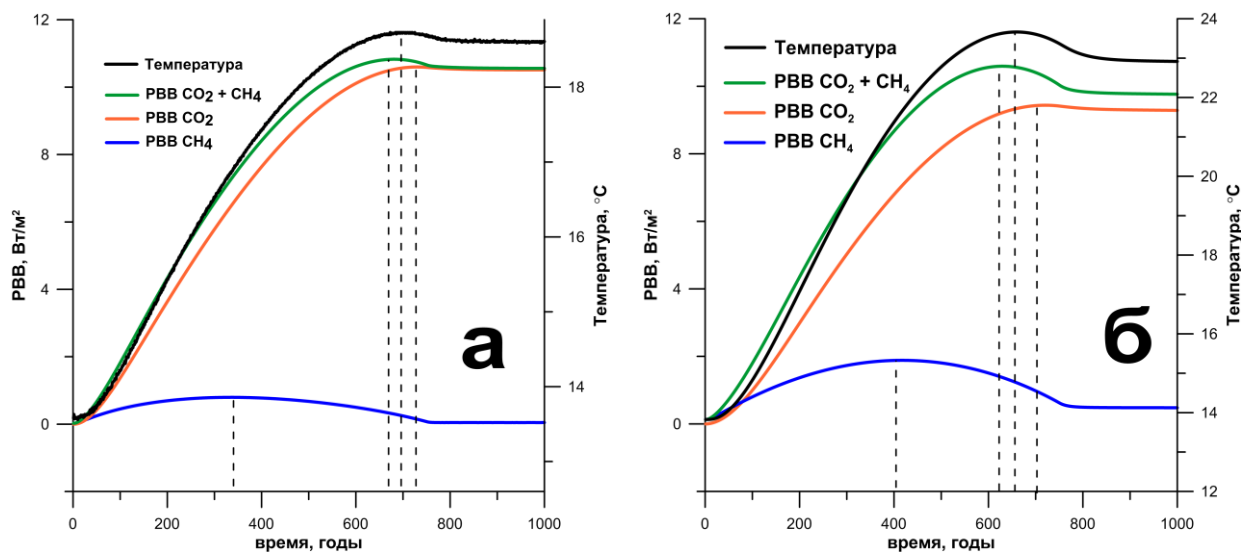


Рис. 3.4. Зависимость от времени глобальной приповерхностной температуры (черная кривая), суммарного РВВ (зеленая кривая), РВВ CO_2 (оранжевая кривая), РВВ CH_4 (синяя кривая) в численных экспериментах с КМ ИФА РАН (а) и концептуальной моделью (б).

Более формально это можно показать с использованием линеаризованной и упрощенной версии концептуальной модели. Простейший вариант концептуальной модели, в которой воспроизводится запаздывание q_{CO_2} относительно T_g на тысячелетнем временном масштабе, соответствует линеаризованной исходной концептуальной модели без учета ряда процессов, второстепенных для данной задачи (в частности, пренебрегается зависимостью потоков CO_2 и CH_4 между атмосферой, океаном и сушей от температуры и содержания углерода в наземных экосистемах; также пренебрегается зависимостью потока углерода между атмосферой и сушей от содержания CO_2 в атмосфере и увеличением последнего за счет разложения атмосферного метана). Уравнения этой модели приведены ниже.

$$\begin{aligned}
\frac{dq}{dt} &= -bq + kD + E_{CO_2} \\
\frac{dp}{dt} &= -a(p + p_0) + E_{CH_4} \\
\frac{dD}{dt} &= bq - kD \\
\frac{dT}{dt} &= Rq + Fp - \lambda T
\end{aligned}
\tag{3.3.4}$$

Здесь q – отклонение содержания CO_2 в атмосфере от начального (равновесного) значения, D – соответствующее отклонение содержания в океане растворенного неорганического углерода, p – отклонение содержания в атмосфере метана, T – отклонение T_g , $a = \frac{1}{\tau_{tot}}$, $b = \beta_{oc}$, $k = \kappa$.

Если внешние эмиссии задаются в виде

$$E_{CO_2} = E_{CO_2,0} \sin(\omega t), \tag{3.3.5}$$

$$E_{CH_4} = E_{CH_4,0} \sin(\omega t), \tag{3.3.6}$$

($\omega = \frac{2\pi}{P}$), то система (3.3.4) может быть решена аналитически. Пренебрегая затухающими экспоненциальными слагаемыми, решения для T и q можно записать в виде:

$$q = q_A \sin(\omega t + \varphi_q), \tag{3.3.7}$$

$$T = T_A \sin(\omega t + \varphi_T), \tag{3.3.8}$$

где φ_T и φ_q – фазовые сдвиги T и q относительно внешнего воздействия.

$$\varphi_T = -\arctg \left[\frac{\omega}{b} \left(1 + \frac{k(k+b)}{\omega^2} \right) \right], \tag{3.3.9}$$

$$\varphi_q = -\arctg \left[\omega \frac{A + B\lambda}{A\lambda - B\omega^2} \right], \tag{3.3.10}$$

где

$$A = \frac{FE_{CH_4,0}}{\omega^2 + a^2} a + \frac{RE_{CO_2,0}}{\omega^2 + (b+k)^2} b, \tag{3.3.11}$$

$$B = \frac{FE_{CH_4,0}}{\omega^2 + a^2} + \frac{RE_{CO_2,0}}{\omega^2 + (b+k)^2} \left[1 + \frac{k(k+b)}{\omega^2} \right]. \tag{3.3.12}$$

Изменения содержания углекислого газа в атмосфере q_{CO_2} запаздывают относительно изменений температуры T_g при $\varphi_T > \varphi_q$. Это условие можно представить в виде бикубического неравенства

$$A_6 \omega^6 + A_4 \omega^4 + A_2 \omega^2 + A_0 < 0, \quad (3.3.13)$$

где

$$A_6 = FE_{CH_4,0} + RE_{CO_2,0}$$

$$A_4 = FE_{CH_4,0} \left[(b+k)^2 + (ab + \lambda(b-a) + k(b+k)) \right] + RE_{CO_2,0} \left[a^2 + b^2 + 2k(b+k) \right]$$

$$A_2 = FE_{CH_4,0} \left[(b+k)^2 (ab + \lambda(b-a) + k(b+k)) - ak\lambda(b+k) \right] + RE_{CO_2,0} \left[a^2 (b^2 + 2k(b+k)) + k^2 (b+k)^2 \right]$$

$$A_0 = ak(b+k)^2 \left[akRE_{CO_2,0} - \lambda(b+k)FE_{CH_4,0} \right].$$

При $\omega \rightarrow 0$ знак выражения в левой части (23) определяется знаком коэффициента A_0 , который является отрицательным, если

$$I_\Delta = \frac{\lambda(b+k)FE_{CH_4,0}}{akRE_{CO_2,0}} > 1. \quad (3.3.14)$$

Выполнение неравенства (3.3.14) является условием того, что при достаточно большом временном масштабе синфазных внешних эмиссий CO_2 и CH_4 , изменения содержания CO_2 в атмосфере q_{CO_2} запаздывают относительно изменений глобальной температуры T_g . В частности, это условие выполняется при значениях амплитуд эмиссий, с которыми проводились численные эксперименты

$$E_{CH_4,0} = \frac{360 \text{ MmCH}_4 / \text{год}}{\beta} = 130.9 \text{ млрд}^{-1} \quad \text{и} \quad E_{CO_2,0} = \frac{10 \text{ GtC} / \text{год}}{c_0} = 4.71 \text{ млн}^{-1},$$

$$\text{когда } I_\Delta = \frac{\lambda(b+k)FE_{CH_4,0}}{akRE_{CO_2,0}} \approx 1.1.$$

Поскольку запаздывание T_g относительно q_{CO_2} сменяется опережением при больших временных масштабах внешнего воздействия P (т. е. при малых значениях ω), в неравенстве (3.3.13) можно пренебречь слагаемыми со старшими степенями и оценить критический период воздействия P_{cr} , при котором это происходит:

$$P_{cr} = \frac{2\pi}{\omega_{cr}} \approx 2\pi \sqrt{-\frac{A_2}{A_0}}. \quad (3.3.15)$$

Линеаризация концептуальной модели приводит к следующим значениям коэффициентов в (3.3.4):

$$b = 1.65 \times 10^{-2} \frac{1}{\text{год}}, \quad k = 6.54 \times 10^{-3} \frac{1}{\text{год}}, \quad a = 10^{-1} \frac{1}{\text{год}}, \quad \lambda = 3.15 \times 10^{-2} \frac{1}{\text{год}},$$

$$R = 5.96 \times 10^{-4} \frac{K}{\text{год} \cdot \text{млн}^{-1}}, \quad F = 2.18 \times 10^{-5} \frac{K}{\text{год} \cdot \text{млрд}^{-1}}.$$

При этих значениях коэффициентов a , b , k , R , F , λ , критический период P_{cr} составляет около 2500 лет. Отличие этой оценки от значений P_{cr} , полученных в численных экспериментах с исходной версией концептуальной модели связано с ее линеаризацией, в частности, заменой логарифма в формуле (1.2.3) линейной функцией.

Заметим, что при других значениях коэффициентов a , b , R , F , λ эффект «смены знака запаздывания» в принципе может проявляться и в более простой системе, где поток CO_2 между атмосферой и океаном F_{oc} не зависит от содержания углерода в океане D (т. е. при $k = 0$). Тогда система (3.3.4) принимает следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{dq}{dt} &= -bq + E_{\text{CO}_2} \\ \frac{dp}{dt} &= -a(p + p_0) + E_{\text{CH}_4} \\ \frac{dT}{dt} &= Rq + Fp - \lambda T \end{aligned} \quad (3.3.16)$$

В этом случае можно получить аналитическое выражение для критического временного масштаба изменения синфазных эмиссий CO_2 и CH_4 , при котором временной сдвиг между T и q меняет знак:

$$P_{cr} = \frac{2\pi}{\omega_{cr}} = 2\pi \sqrt{\frac{1 + (RE_{\text{CO}_2,0} / FE_{\text{CH}_4,0})}{a\lambda - b(a + \lambda) - a^2(RE_{\text{CO}_2,0} / FE_{\text{CH}_4,0})}}. \quad (3.3.17)$$

Таким образом, для возникновения обсуждаемого эффекта необходимо наличие двух парниковых газов с различной радиационной эффективностью

R и F и различными временами релаксации атмосферных концентраций $1/a$ и $1/b$.

Обсуждение результатов главы 3

В данной главе описан возможный механизм взаимного запаздывания между изменениями глобальной температуры T_g и содержания CO_2 в атмосфере q_{CO_2} при внешнем воздействии на ЗКС в виде синфазных внешних эмиссий углекислого газа и метана. Показано, что изменения T_g могут как отставать по фазе от изменений q_{CO_2} , так и опережать их в зависимости от временного масштаба изменений эмиссий. В частности, при большом временном масштабе изменений эмиссий изменения q_{CO_2} запаздывают относительно соответствующих изменений T_g , (подобно тому, как при непарниковом РВВ с большим временным масштабом изменения q_{CO_2} опережают по фазе вызывающие их изменения T_g).

Этот результат является следствием различия времен релаксации q_{CO_2} и q_{CH_4} , благодаря которому при синфазных эмиссиях CO_2 и CH_4 максимум q_{CH_4} опережает максимум суммарного РВВ двух газов F_{tot} , а максимум q_{CO_2} запаздывает относительно него. При большом временном масштабе изменений эмиссий запаздывание q_{CO_2} относительно F_{tot} становится больше, чем соответствующее запаздывание T_g , зависящее только от параметров обратной связи в ЗКС.

Описанный механизм формирования взаимного запаздывания между q_{CO_2} и T_g включает процессы, характерные для широкого круга моделей земной системы. Как следствие, можно ожидать проявления отмеченного эффекта и в других подобных моделях.

Следует отметить, что существование обсуждаемого эффекта не зависит от того, как меняются при изменении температуры T_g эмиссии метана из почвы. Также практически не играет роли, что окисленный в атмосфере метан превращается в CO_2 . Это означает, что подобные эффекты могут возникать при учете влияния на температуру других парниковых газов.

Заключение

Основные результаты работы состоят в следующем.

1. Современные климатические модели способны воспроизводить запаздывание изменений содержания CO_2 в атмосфере q_{CO_2} относительно изменений глобальной температуры T_g при условиях, справедливых для доиндустриального голоцена. Поэтому подобное запаздывание не может служить аргументом против значимого антропогенного вклада в современные климатические изменения.
2. Знак взаимного запаздывания Δ_{Tq} между изменениями T_g и q_{CO_2} зависит от типа внешнего воздействия. При временных масштабах внешнего форсинга 10^0 – 10^2 лет парниковое воздействие приводит к опережению q_{CO_2} относительно T_g , непарниковое воздействие приводит к опережению T_g .
3. Знак Δ_{Tq} зависит также от временного масштаба P внешнего воздействия (парникового или непарникового) и временных масштабов процессов в ЗКС. При изменении P и прочих равных условиях запаздывание Δ_{Tq} может менять знак.
4. Нелинейность климатической системы не является необходимой для смены знака Δ_{Tq} при изменении временного масштаба внешнего воздействия P .
5. При непарниковом радиационном форсинге смена знака Δ_{Tq} при изменении P связана с влиянием запаса углерода почвы на выделение из нее CO_2 при увеличении T_g . При больших значениях P это приводит к опережению изменений q_{CO_2} относительно вызывающих их изменений T_g .
6. При эмиссиях CO_2 и CH_4 в атмосферу смена знака Δ_{Tq} при изменении P обусловлена различием времен отклика атмосферных концентраций этих газов на внешнее воздействие. Это приводит к «расфазировке» между изменениями q_{CO_2} и изменениями суммарного радиационного возмущающего воздействия (РВВ) двух этих газов. При большом значении P запаздывание q_{CO_2} относительно суммарного РВВ превосходит

соответствующее запаздывание T_g , благодаря чему изменения T_g опережают изменения q_{CO_2} , являющиеся основной причиной их возникновения.

Приложение 1. Анализ произвольной линейной системы при непарниковом внешнем воздействии

Для произвольной линейной системы, аналогичной (2.2.1), включающей уравнения для n резервуаров углерода и уравнение для температуры (1.4.1) можно показать, что запаздывание между q и T не зависит от коэффициентов R и λ в уравнении (1.4.1). То есть при непарниковом внешнем воздействии собственная инерция климата (λ) и параметризация отклика климата на изменения содержания CO_2 в атмосфере (R) не влияют на запаздывание между q и T . Этот результат справедлив и для широкого класса нелинейных систем, поддающихся линеаризации.

Рассмотрим систему из $n+1$ уравнений вида:

$$\begin{aligned} q' &= -\beta q + \sum_{i=1}^{n-1} \alpha_{1i} M_i + \gamma T \\ M_1' &= \beta_1 q + \sum_{i=1}^{n-1} \alpha_{1i} M_i + \gamma_1 T \\ &\dots \\ M_{n-1}' &= \beta_n q + \sum_{i=1}^{n-1} \alpha_{ni} M_i + \gamma_{n-1} T \\ T' &= Rq - \lambda T + F \end{aligned} \quad (\text{п1.1})$$

Первые n уравнений при помощи стандартной процедуры можно свести к одному уравнению вида:

$$\sum_{i=0}^n a_i q^{(i)} = \sum_{i=0}^{n-1} b_i T^{(i)} \quad (\text{п1.2})$$

Используя последнее уравнение системы (п1.1), из (п1.2) можно получить уравнение для q и уравнение для T , которые будут отличаться только своими правыми частями. Соответственно, запаздывание между q и T будет равно запаздыванию между функциями, стоящими в правых частях уравнений для q и T .

Если из последнего уравнения системы (п1.1) выразить Rq и подставить в (п1.2), получим уравнение для T вида:

$$\sum_{i=0}^n [a_i T^{(i+1)} + (\lambda a_i - R b_i) T^{(i)}] = \sum_{i=0}^n a_i F^{(i)} \quad (\text{п1.3})$$

Коэффициенты a_i перед слагаемыми в правой части не зависят от R и λ .
 Чтобы получить уравнение для q , продифференцируем (п1.2). Получим

$$\sum_{i=0}^n [a_i q^{(i+1)}] = \sum_{i=0}^{n-1} b_i T^{(i+1)} \quad (\text{п1.4})$$

Из последнего уравнения системы (п1.1) следует, что

$$T^{(i+1)} = Rq^{(i)} - \lambda T^{(i)} + F^{(i)}. \quad (\text{п1.5})$$

Подставляя (п1.6) в (2.3.1), получим

$$\sum_{i=0}^n [a_i q^{(i+1)}] = \sum_{i=0}^{n-1} b_i (Rq^{(i)} - \lambda T^{(i)} + F^{(i)}). \quad (\text{п1.6})$$

Переносим слагаемые, содержащие производные q в левую часть, получим

$$\sum_{i=0}^n [a_i q^{(i+1)} - b_i Rq^{(i)}] = \sum_{i=0}^{n-1} b_i (-\lambda T^{(i)} + F^{(i)}). \quad (\text{п1.7})$$

Умножая (п1.2) на λ и складывая получившееся уравнение с (п1.7), получим

$$\sum_{i=0}^n [a_i q^{(i+1)} + (\lambda a_i - b_i R)q^{(i)}] = \sum_{i=0}^{n-1} b_i F^{(i)} \quad (\text{п1.8})$$

Коэффициенты b_i перед слагаемыми в правой части не зависят от R и λ .

Уравнение для T (п1.3) и уравнение для q (п1.8) отличаются только своими правыми частями. Соответственно, запаздывание между q и T будет равно запаздыванию между функциями $\sum_{i=0}^n a_i F^{(i)}$ и $\sum_{i=0}^{n-1} b_i F^{(i)}$, стоящими в правых частях уравнений для q и T . Поскольку коэффициенты a_i и b_i не зависят от R и λ , запаздывание между q и T также не зависит от этих параметров.

Это означает, в частности, что в системе (п1.1) при непарниковом внешнем воздействии на запаздывании между q и T никак не сказывается то, как изменения q влияют на изменения T .

Следовательно, *при исследовании запаздывания между q и T в системе вида (п1.1) при отсутствии внешних эмиссий CO_2 в атмосферу*

можно не вычислять отклик температуры на внешние воздействия, а задавать его.

Литература

1. Аржанов М.М., Елисеев А.В., Демченко П.Ф., Мохов И.И., Хон В.Ч. 2008. Моделирование температурного и гидрологического режима водосборов сибирских рек в условиях вечной мерзлоты с использованием данных реанализа. – Изв. РАН. Физика атмосферы и океана, т. 44, № 1, с. 86-93.
2. Аржанов М.М., Елисеев А.В., Мохов И.И. 2013. Влияние климатических изменений над сушей внетропических широт на динамику многолетнемерзлых грунтов при сценариях RCP в XXI веке по расчетам глобальной климатической модели ИФА РАН. – Метеорология и гидрология, № 7, с. 31-42.
3. Вакуленко Н.В., Котляков В.М., Сонечкин Д.М. 2017. О связи антропогенного роста концентрации углекислого газа в атмосфере и современного потепления. – Доклады АН, т. 477, № 1, с. 87-91.
4. Денисов С.Н., Аржанов М.М., Елисеев А.В., Мохов И.И. 2011. Чувствительность эмиссий метана болотными экосистемами Западной Сибири к изменениям климата: мультимодельные оценки. – Оптика атмосферы и океана. Т. 24. № 4. С. 319-322.
5. Денисов С. Н., Елисеев А. В., Мохов И. И. 2013. Изменения климата в глобальной модели ИФА РАН с учетом взаимодействия с метановым циклом при антропогенных сценариях семейства RCP. – Метеорология и гидрология. № 11. С. 30-42.
6. Елисеев А.В. 2011. Оценка изменения характеристик климата и углеродного цикла в XXI веке с учётом неопределённости значений параметров наземной биоты. – Известия РАН. Физика атмосферы и океана, т. 47, № 2, с.147-170.
7. Елисеев А.В. 2015. Влияние соединений серы в тропосфере на наземный углеродный цикл. – Известия РАН. Физика атмосферы и океана, т. 51. № 6. С. 673-683.

8. Елисеев А.В., Мохов И.И., Аржанов М.М., Демченко П.Ф., Денисов С.Н. 2008. Учет взаимодействия метанового цикла и процессов в болотных экосистемах в климатической модели промежуточной сложности. – Известия РАН. Физика атмосферы и океана. Т. 44. № 2. С. 147-162.
9. Елисеев А.В., Аржанов М.М., Демченко П.Ф., Мохов И.И. 2009. Изменения климатических характеристик суши внетропических широт Северного полушария в XXI веке: оценки с климатической моделью ИФА РАН. – Известия РАН. Физика атмосферы и океана, т. 45, № 3, с. 291-304.
10. Елисеев А.В., Сергеев Д.Е. 2014. Влияние подсеточной неоднородности растительности на расчёты характеристик углеродного цикла. – Известия РАН. Физика атмосферы и океана, т. 50, № 3, с. 259-270.
11. Елисеев А.В., Мохов И.И., Чернокульский А.В. 2014. Влияние низовых и торфяных пожаров на эмиссии CO₂ в атмосферу – Доклады АН, т. 459, № 4, с. 496-500.
12. Мохов И.И., Безверхний В.А., Карпенко А.А. 2005а. Диагностика взаимных изменений содержания парниковых газов и температурного режима атмосферы по палеореконструкциям для антарктической станции Восток – Известия РАН. Физика атмосферы и океана, т. 41, № 5. с. 579-592.
13. Мохов И.И., Елисеев А.В., Демченко П.Ф., Хон В.Ч., Акперов М.Г., Аржанов М.М., Карпенко А.А., Тихонов В.А, Чернокульский А.В., Сигаева Е.В. 2005б. Климатические изменения и их оценки с использованием климатической модели ИФА РАН – Доклады АН, т. 402, № 2, с. 243-247.
14. Мохов И.И., Карпенко А.А., Стотт П.А. 2006а. Наибольшие скорости регионального потепления климата в последние десятилетия с оценкой роли естественных и антропогенных причин – Доклады АН, т. 406, № 4, с. 538-543.

15. Мохов И.И., Елисеев А.В. 2012. Моделирование глобальных климатических изменений в XX-XXIII веках при новых сценариях антропогенных воздействий RCP – Доклады АН, т. 443, № 6, с. 732-736.
16. Мохов И.И., Смирнов Д.А. 2009. Эмпирические оценки воздействия естественных и антропогенных факторов на глобальную приповерхностную температуру – Доклады АН, т. 426, № 5, с. 679-684.
17. Мохов И.И., Смирнов Д.А., Карпенко А.А. 2012. Оценки связи изменений глобальной приповерхностной температуры с разными естественными и антропогенными факторами на основе данных наблюдений – Доклады АН, т. 443, № 2, с. 225-231.
18. Мохов И.И., Смирнов Д.А. 2018. Оценки вклада Атлантической мультидесятилетней осцилляции и изменений атмосферного содержания парниковых газов в тренды приповерхностной температуры по данным наблюдений – Доклады АН, т. 480, № 1, с. 97-102.
19. Мурышев К.Е., Елисеев А.В., Мохов И.И., Тимажев А.В. 2015. Взаимное запаздывание между изменениями температуры и содержания углекислого газа в атмосфере в простой совместной модели климата и углеродного цикла. – Доклады АН, т. 463, № 6, с. 708-712.
20. Мурышев К.Е., Тимажев А.В., Дембицкая М.В. 2017. Взаимное запаздывание между изменениями глобальной температуры и содержания углекислого газа в атмосфере при непарниковом внешнем воздействии на климатическую систему. – *Фундаментальная и прикладная климатология*. № 3. С. 84–102.
21. Andreae M., Jones C., Cox P. 2005. Strong present-day aerosol cooling implies a hot future. *Nature*, vol. 435(7046), p. 1187-1190.
22. Andrews T., Gregory J.M., Webb M.J., Taylor K.E. Forcing, feedbacks and climate sensitivity in CMIP5 coupled atmosphere-ocean climate models/ *Geophysical research letters*, vol. 39, L09712

23. Bereiter B., Luthi D., Siegrista M., Schupbach S., Stocker T., Fischer H. 2012. Mode change of millennial CO₂ variability during the last glacial cycle associated with a bipolar marine carbon seesaw. *Proc. Nat. Acad. Sci.*, vol. 109(25), p. 9755-9760.
24. Caillon N., Severinghaus J., Jouzel J., Barnola J.M., Kang J., Lipenkov V. 2003. Timing of atmospheric CO₂ and Antarctic temperature changes across Termination. *Science*, vol. 299 (5613), p. 1728-1731.
25. Climate change 2013: The Physical Science Basis. [Stocker T., Qin D., Plattner G.-K., et al. (eds.)]. Cambridge/New York, Cambridge Univ. Press, 1535 p.
26. Cox P., Jones C. 2008. Illuminating the Modern Dance of Climate and CO₂. *Science*, vol. 321, p. 1642-1644.
27. Eby M., Weaver A., Alexander K., Zickfeld K., Abe-Ouchi A., Cimadoribus A., Cressin E., Drijfhout S., Edwards N., Eliseev A., Feulner G., Fichefet T., Forest C., Goosse H., Holden P., Joos F., Kawamiya M., Kicklighter D., Kienert H., Matsumoto K., Mokhov I., Monier E., Olsen S., Pedersen J., Perrette M., Philippon-Berthier G., Ridgwell A., Schlosser A., Schneider von Deimling T., Shaffer G., Smith R., Spahni R., Sokolov A., Steinacher M., Tachiiri K., Tokos K., Yoshimori M., Zeng N., Zhao F., 2013. Historical and idealized climate model experiments: an EMIC intercomparison. *Clim. Past* 9 (3), p. 1111–1140.
28. Eliseev A. 2015. Impact of tropospheric sulphate aerosols on the terrestrial carbon cycle. *Glob. Planet. Change*, vol. 124, p. 30-40.
29. Eliseev A., Mokhov I. 2007. Carbon cycle-climate feedback sensitivity to parameter changes of a zero-dimensional terrestrial carbon cycle scheme in a climate model of intermediate complexity. *Theor. Appl. Climatol.*, vol. 89(1-2), p. 9-24.
30. Eliseev A., Mokhov I. 2011. Uncertainty of climate response to natural and anthropogenic forcings due to different land use scenarios. *Adv. Atmos. Sci.*, vol. 28(5), p. 1215-1232.

31. Eliseev A., Mokhov I., Chernokulsky A. 2014. An ensemble approach to simulate CO₂ emissions from natural fires. *Biogeosciences*, vol. 11(12), p. 3205-3223.
32. Foley A., Willeit M., Brovkin V., Feulner G., Friend A. 2014. Quantifying the global carbon cycle response to volcanic stratospheric aerosol radiative forcing using Earth system models. *J. Geophys. Res.: Atmospheres* 119 (1), p. 101–111.
33. Frölicher T., Joos F., Raible C. 2011. Sensitivity of atmospheric CO₂ and climate to explosive volcanic eruptions. *Biogeosciences* 8 (8), p. 2317–2339.
34. Ganopolski A., Roche D. 2009. On the nature of lead-lag relationships during glacial-interglacial climate transitions. *Quat. Sci. Rev.*, vol. 28(27-28), p. 3337-3361.
35. Gedney N., Cox P.M., Huntingford C. 2004. Climate feedback from wetland methane emissions. *Geophys. Res. Lett.* Vol. 31. P. L2050.
36. Hegerl G., Hasselmann K., Cubasch U., Mitchell J., Roeckner E., Voss R., Waszkewitz J. 1997. Multi-fingerprint detection and attribution analysis of greenhouse gas, greenhouse gas-plus-aerosol and solar forced climate change. *Clim. Dyn.*, vol. 13, p. 613-634.
37. Humlum O., Stordahl K., Solheim J.E. 2013. The phase relation between atmospheric carbon dioxide and global temperature. *Glob. Planet. Change*, vol. 100, p. 51-69.
38. Idso S. 1998. CO₂-induced global warming: a skeptic's view of potential climate change. *Clim. Res.*, vol. 10(1), p. 69-82.
39. Jones G., Stott P., Christidis N. 2013. Attribution of observed historical near-surface temperature variations to anthropogenic and natural causes using CMIP5 simulations. *J. Geophys. Res.: Atmospheres*, vol. 118(10), p. 4001-4024.
40. Kandlbauer J., Hopcroft P., Valdes P., Sparks R. 2013. Climate and carbon cycle response to the 1815 Tambora volcanic eruption. *J. Geophys. Res.: Atmospheres* 118 (22), p. 12497–12507.

41. Kern Z., Leuenberger M. 2013. Comment on “The phase relation between atmospheric carbon dioxide and global temperature” Humlum et al. [glob. planet. change 100: 51-69.]: isotopes ignored. *Glob. Planet. Change*, vol. 109, p. 1-2.
42. Lean J., Rind D. 2008. How natural and anthropogenic influences alter global and regional surface temperatures: 1889 to 2006. *Geophys. Res. Lett.*, vol. 35(18), L18701.
43. Lenton T. 2000. Land and ocean carbon cycle feedback effects on global warming in a simple Earth system model. *Tellus B*, vol. 52(5), p. 1159-1188.
44. Lindzen R. 1990. Some coolness concerning global warming. *Bull. Amer. Met. Soc.*, vol. 71, p. 288-299.
45. Masters T., Benestad R. 2013. Comment on “The phase relation between atmospheric carbon dioxide and global temperature”. *Glob. Planet. Change*, vol. 106, p. 141-142.
46. Miksovsky J., Holtanova E., Pisoft P. 2016. Imprints of climate forcings in global gridded temperature data. *Earth, Syst. Dyn.*, vol. 7(1), p. 231-249.
47. Millero F. 1995. Thermodynamics of carbon dioxide system in the ocean. *Geophys. Cosmophys. Acta*, vol. 59(4), p. 661-677.
48. Mokhov I., Eliseev A., Karpenko A. 2008. Decadal-to-centennial scale climate-carbon cycle interactions from global climate models simulations forced by anthropogenic emissions. In: Peretz, L. (Ed.), *Climate Change Research Trends*. Nova Sci. Publ. Hauppauge, NY, p. 217–241.
49. Monnin E., Indermohle A., Dallenbach A., Flockiger J., Stauffer B., Stocker T., Raynaud D., Barnola J.M. 2001. Atmospheric CO₂ concentrations over the last glacial termination. *Science*, vol. 291(5501), p. 112-114.
50. Muryshev K.E., Eliseev A.V., Mokhov I.I., Timazhev A.V. 2017. Lead-lag relationships between global mean temperature and the atmospheric CO₂ content in dependence of the type and time scale of the forcing. *Glob. Planet. Change*, vol. 148, p. 29-41.
51. Myhre G., Highwood E.J., Shine K.P., Stordal F. 1998. New estimates of

- radiative forcing due to well mixed greenhouse gases. *Geophys. Res. Lett.* V. 25. P. 2715–2718.
52. Oki T., Sud Y.C. Design of Total Runoff Integrating Pathways (TRIP) - A global river channel network // *Earth Interact.* 1998. V. 2. № 1. P. 1-37.
 53. Osborn T. J., Wigley T.M.L. 1994. A Simple Model for Estimating Methane Concentration and Lifetime Variations. *Clim. Dynam.*, vol. 9. P. 181-193.
 54. Oeschies A. Model-derived estimates of new production: New results point towards lower values // *Deep-Sea Res. II* 2001. V. 48. № 18. P. 2173-2197.
 55. Parrenin F., Masson-Delmotte V., Köhler P., Raynaud D., Paillard D., Schwander J., Barbante C., Landais A., Wegner A., Jouzel J. 2013. Synchronous Change of Atmospheric CO₂ and Antarctic Temperature During the Last Deglacial Warming. *Science*, vol. 339, p. 1060-1063.
 56. Quinn J. 2010. Global Warming. Geophysical Counterpoints to the Enhanced Greenhouse Theory. – Dorrance Publ., Pittsburgh, 118 p.
 57. Raible C., Bronnimann S., Auchmann R., Brohan P., Frylicher T., Graf H.F., Jones P., Luterbacher J., Muthers S., Neukom R., Robock A., Self S., Sudrajat A., Timmreck C., Wegmann M. 2016. Tambora 1815 as a test case for high impact volcanic eruptions: Earth system effects. *Wiley Interdis. Rev.: Climate Change* 7 (4), p. 569–589.
 58. Ribes A., Terray L. 2013. Application of regularised optimal fingerprint analysis for attribution. Part II: application to global near-surface temperature. *Clim. Dyn.*, vol. 41(11-12), p. 2837-2853.
 59. Richardson M. 2013. Comment on “The phase relation between atmospheric carbon dioxide and global temperature” by Humlum, Stordahl and Solheim. *Glob. Planet. Change*, vol. 107, p. 226-228.
 60. Sato H., Itoh A., Kohyama T. 2007. SEIB-DGVM: A new dynamic global vegetation model using a spatially explicit individual-based approach. *Ecol. Modell.*, vol. 200, p. 279–307
 61. Scafetta N. 2012. Testing an astronomically based decadal-scale empirical harmonic climate model versus the general circulation climate models. *J.*

- Atmos. Solar.-Terr. Phys., vol. 80, p. 124-137.
62. Schmittner A., Saenko O., Weaver A. 2003. Coupling of the hemispheres in observations and simulations of glacial climate change. *Quat. Sci. Rev.*, vol. 22(5-7), p. 659-671.
 63. Schonwiese C.D., Walter A., Brinckmann S. 2010. Statistical assessments of anthropogenic and natural global climate forcing. an update. *Meteorol. Zeitschrift*, vol. 19(1), p. 3-10.
 64. Sedlacek K., Knutti R. 2012. Evidence for external forcing on 20th-century climate from combined ocean atmosphere warming patterns. *Geophys. Res. Lett.*, vol. 39(20), L20708.
 65. Shakun J., Clark P., He F., Marcott S., Mix A., Liu Z., Otto-Bliesner B., Schmittner A., Bard E. 2012. Global warming preceded by increasing carbon dioxide concentrations during the last deglaciation. *Nature*, vol. 484(7392), p. 49-54.
 66. Smirnov D., Mokhov I. 2009. From Granger causality to long-term causality: application to climatic data. *Phys. Rev. E*, vol. 80(1), 016208.
 67. Soon W., Posmentier E., Baliunas S. 1996. Inference of solar irradiance variability from terrestrial temperature changes, 1880-1993: an astrophysical application of the sun-climate connection. *Astrophys. J.*, vol. 472(2), p. 891-902.
 68. Stocker T., Johnsen S. 2003. A minimum thermodynamic model for the bipolar seesaw. *Paleoceanography*, vol. 18(4), 1087.
 69. Stone D., Allen M., Selten F., Kliphuis M., Stott P. 2007. The detection and attribution of climate change using an ensemble of opportunity. *J. Climate*, vol. 20(3), p. 504-516.
 70. Stone D., Allen M., Stott P., Pall P., Min S.K., Nozawa T., Yukimoto S. 2009. The detection and attribution of human influence on climate. *Annu. Rev. Energy Resour.*, vol. 34, p. 1-16.
 71. Stott P., Tett S., Jones G., Allen M., Ingram W., Mitchell J. 2001. Attribution of twentieth century temperature change to natural and

- anthropogenic causes. *Clim. Dyn.*, vol. 17(1), p. 1-21.
72. Sudo K., Takahashi M., Kurokawa J., Akimoto H. CHASER: A global chemical model of the troposphere 1. Model description // *J. Geophys. Res.* 2002. V. 107. 4339.
 73. Sudo K., Akimoto H. 2007. Global source attribution of tropospheric ozone: Long-range transport from various source regions // *J. Geophys. Res.* V. 112, D12302.
 74. Takata K., Emori S., Watanabe T. Development of the minimal advanced treatments of surface interaction and runoff // *Global Planet. Change.* 2003. V. 38. № 3. P. 209-222.
 75. Takemura T., Okamoto H., Maruyama Y., Numaguti A., Higurashi A., Nakajima T. 2000. Global three-dimensional simulation of aerosol optical thickness distribution of various origins // *J. Geophys. Res.*, 105, 17853–17873.
 76. Takemura T., Nakajima T., Dubovik O., Holben B.N., Kinne S. 2002. Single-scattering albedo and radiative forcing of various aerosol species with a global three-dimensional model // *J. Climate*, 15, 333–352.
 77. Takemura T., Nozawa T., Emori S., Nakajima T.Y., Nakajima T. 2005. Simulation of climate response to aerosol direct and indirect effects with aerosol transport-radiation model // *J. Geophys. Res.*, 110, D02202.
 78. Takemura T., Egashira M., Matsuzawa K., Ichijo H., O'ishi R., Abe-Ouchi A. 2009. A simulation of the global distribution and radiative forcing of soil dust aerosols at the Last Glacial Maximum // *Atmos. Chem. Phys.*, 9, 3061–3073.
 79. Taylor K., Stouffer R., Meehl G. 2012. An overview of CMIP5 and the experiment design. *Bull. Amer. Met. Soc.* 93 (4), p. 485–498.
 80. Van Nes E.H., Scheer M., Brovkin V., Lenton T.M., Ye H., Deyle E. and Sugihara G. 2015. Causal feedbacks in climate change. *Nature Climate Change*, vol. 5, p. 445-448.
 81. Watanabe S., Hajima T., Sudo K., Nagashima T., Takemura T., Okajima H.,

- Nozawa T., Kawase H., Abe M., Yokohata T., Ise T., Sato H., Kato E., Takata K., Emori S. Kawamiya M. MIROC-ESM 2010: model description and basic results of CMIP5-20c3m experiments // Geosci. Model Dev. 2011. V. 4. № 4. P. 845-872.
82. Zhang Y., Yu G., Yang J., Wimberly M., Zhang X., Tao J., Jiang Y., Zhu J. 2014. Climate-driven global changes in carbon use efficiency. Glob. Ecol. Biogeogr., vol. 23(2), p. 144-155.