

Роль газовых и аэрозольных компонентов атмосферы в модели парникового взрыва

В.И. Захаров, К.Г. Грибанов, С.А. Береснев*

*Уральский государственный университет
620083, г. Екатеринбург, пр. Ленина, 51*

Поступила в редакцию 31.01.2008 г.

В рамках модели эквивалентной серой атмосферы проведен анализ различных механизмов отрицательной обратной связи в тепловом балансе поверхности Земли, формирующих устойчивость ее современного температурного режима, и единственного механизма положительной обратной связи, способного приводить к потере устойчивости и переходу в более горячее состояние, аналогичное состоянию Венеры. Охарактеризована роль основных парниковых газов (CO_2 , H_2O , CH_4) и облачного аэрозоля в положительной обратной связи, а также испарения, фотосинтеза и облачности в отрицательной обратной связи. Выявлена критичность теплового баланса к скорости роста планетарного альbedo с ростом температуры поверхности Земли, выше которой современное состояние может быть единственным стационарным и глобально устойчивым в области температур > 288 К.

Ключевые слова: атмосфера, углекислый газ, тепловой баланс Земли, парниковый взрыв.

Введение

Теоретическая возможность необратимого перегрева нашей планеты, как одного из вероятных путей эволюции Земли в результате накопления CO_2 в ее атмосфере до критического значения, снова начинает вызывать интерес и обсуждаться в литературе [1, 2]. Публикации, в которых фотосинтез позиционируется в качестве единственно возможного механизма отрицательной обратной связи, определяющей условную устойчивость современного теплового режима поверхности Земли [3, 4], инициируют необходимость проведения сравнительного анализа различных физических механизмов, могущих влиять на его устойчивость.

Классические модели парникового эффекта [5, 6] основываются на том, что тепловой баланс поверхности Земли регулируется, главным образом, вариациями поглощения в области крыльев насыщенной полосы CO_2 в районе 15 мкм. В этом случае при изменении концентрации только одного углекислого газа в атмосфере ее радиационный нагрев может аппроксимироваться насыщающейся логарифмической функцией относительного изменения концентрации CO_2 в атмосфере [6]. В рамках таких моделей даже при очень большом накоплении углекислого газа в атмосфере глобальная среднегодовая температура поверхности Земли увеличится всего на несколько градусов. Однако такого типа «логариф-

мический насыщающийся парниковый эффект» наблюдается до тех пор, пока концентрация углекислого газа в атмосфере Земли находится ниже некоторого порогового значения [2, 7].

Перегретая атмосфера Венеры (температура ее поверхности около 730 К) подтверждает предположение, что при аномально высокой концентрации парниковых газов в атмосфере планеты может иметь место очень сильный парниковый эффект [8]. Модели саморазгоняющегося парникового эффекта в атмосферах планет на ранней стадии эволюции рассматривают различные физические механизмы накопления большого количества парниковых газов в их атмосфере и сильного нагрева поверхности при условии, что солнечная постоянная превышает некоторое пороговое значение [9, 10]. Огромное количество диоксида углерода, депонированного в карбонатах земной коры, при наличии положительной обратной связи в определенных условиях может привести к накоплению CO_2 и водяного пара в атмосфере Земли до высоких концентраций и перегрева ее поверхности. При этом установившийся тепловой режим нашей планеты будет аналогичен тепловому режиму Венеры [2, 7].

Для существования стационарных состояний теплового режима поверхности Земли в области температур значительно выше современной необходимо наличие механизма сильной положительной обратной связи в ее тепловом балансе. Единственный физический механизм, способный обеспечить такую положительную обратную связь, — это поглощение излучения теплового диапазона спектра в горячих колебательных полосах парниковых газов. Этот механизм основан на экспоненциальной температурной

* Вячеслав Иосифович Захаров (vz@uraltc.ru); Константин Геннадьевич Грибанов; Сергей Анатольевич Береснев.

зависимости заселенности колебательно-возбужденных уровней молекулы $\sim e^{-E/kT}$, где E — энергия поглощающего колебательного уровня; T — температура газа. В отличие от насыщенных основных полос поглощения молекул углекислого газа и водяного пара, горячие колебательные полосы CO_2 и H_2O в атмосфере не насыщены и при увеличении концентрации этих газов поглощение в них растет пропорционально, а при увеличении температуры атмосферы экспоненциально. Эта единственная нелинейная положительная обратная связь обуславливает существование порогового механизма перегрева атмосферного воздуха при взаимодействии парниковых газов с тепловым излучением поверхности и атмосферы [2, 7].

Как отмечено выше, физика этого механизма заключается в экспоненциальной температурной зависимости резонансного поглощения инфракрасного излучения в горячих колебательных полосах. Природа излучения (лазерное или тепловое) не имеет значения, и необходимо только достижение порогового условия, при котором нагрев взаимодействующей области газа за счет действия этого механизма превысит ее охлаждение. Теоретически этот механизм был рассмотрен для горячих колебательных полос CO_2 и H_2O в области 10,6 и 9,4 мкм в работе [11], а его существование в атмосферном воздухе в центре окна прозрачности 8–13 мкм подтверждено экспериментально на колебательной полосе (010)–(100) CO_2 в [12].

В атмосфере Земли этот экспоненциальный температурный рост поглощения теплового излучения в горячих колебательных полосах парниковых газов дополняется форсироваться экспоненциальной температурной зависимостью концентрации CO_2 в атмосфере в результате его эмиссии из океана и, главным образом, из карбонатов земной коры, а также экспоненциальным ростом равновесной концентрации водяного пара с увеличением температуры поверхности Земли. Также вероятна определенная положительная обратная связь между температурой поверхности Земли и концентрацией метана в атмосфере [13]. В результате действие этого совокупного механизма сильной положительной обратной связи может приводить к пороговому закрытию окна прозрачности 8–13 мкм, через которое идет основное радиационное охлаждение поверхности [14], и ее сильному перегреву [2, 7].

В тепловом балансе поверхности Земли имеются и отрицательные обратные связи. Физическим механизмом отрицательной обратной связи является уходящий с поверхности турбулентный поток скрытого (испарение) и явного тепла [14, 15]. Биотический механизм отрицательной обратной связи — фотосинтез [3, 4], он характеризуется нелинейной температурной зависимостью концентрации CO_2 в атмосфере в интервале ~ 275 – 310 К [16]. Но самый сильный механизм отрицательной обратной связи — это температурная зависимость планетарного альbedo в большей части интервала ~ 288 – 600 К. Рассмотрение значений температуры поверхности выше критической точки воды 647 К выходит за рамки данной статьи. Следует отметить, что в начале выше-

приведенного температурного интервала, а именно в районе ~ 288 – 295 К, возможно некоторое уменьшение планетарного альbedo с ростом температуры поверхности из-за таяния ледников и уменьшения площади криосистемы [17]. Однако при дальнейшем увеличении температуры, возрастании давления водяного пара и заметном увеличении облачности планетарное альbedo неизбежно начнет расти, в результате чего отрицательная обратная связь в тепловом балансе станет доминирующей. Очевидно, что отрицательные обратные связи в тепловом режиме поверхности Земли направлены на его стабилизацию, действие же положительной обратной связи при определенных условиях может приводить к потере его устойчивости.

В настоящей статье дан анализ устойчивости современного температурного режима поверхности Земли на основе моделирования ее теплового баланса с учетом вышеперечисленных положительной и отрицательных обратных связей в широком диапазоне температур ~ 288 – 600 К в рамках модели эквивалентной серой атмосферы с параметризованной на основе детальных расчетов *line-by-line* функцией пропускания в тепловой области спектра для ключевых парниковых газов CO_2 , H_2O и CH_4 , а также представлена характеристика роли молекулярных и аэрозольных составляющих атмосферы в данной модели.

Тепловой баланс поверхности с положительными и отрицательными обратными связями

В общем случае уравнение для глобального среднегодового теплового баланса поверхности Земли имеет вид [5]:

$$c \frac{dT_s}{dt} = \Delta Q_s; \quad \Delta Q_s = \downarrow Q_s^+ - \uparrow Q_s^-, \quad (1)$$

где $\downarrow Q_s^+$ и $\uparrow Q_s^-$ — соответственно нагревающий и охлаждающий поверхность вертикальные среднегодовые тепловые потоки ($\text{Вт}/\text{м}^2$), которые при учете положительной и отрицательных обратных связей являются нелинейными функциями среднегодовой температуры поверхности T_s ; c — средняя теплоемкость, приходящаяся на единицу поверхности Земли. Схема баланса этих вертикальных тепловых потоков у поверхности Земли представлена на рис. 1. Нагревающий поверхность тепловой поток $\downarrow Q_s^+ = \Phi + Q_0^+$ представляет собой сумму потоков солнечного излучения Φ , прошедшего всю атмосферу, частично поглощенного и отраженного облаками и поверхностью, и нисходящего к поверхности собственного теплового излучения атмосферы Q_0^+ . Поток Q_0^+ определяет парниковый эффект на нашей планете. Примерно за 100 лет его величина изменилась, он увеличился по разным оценкам на 1 – 3 $\text{Вт}/\text{м}^2$ [14] и продолжает расти, что создает современную проблему глобального потепления. Охлаждающий

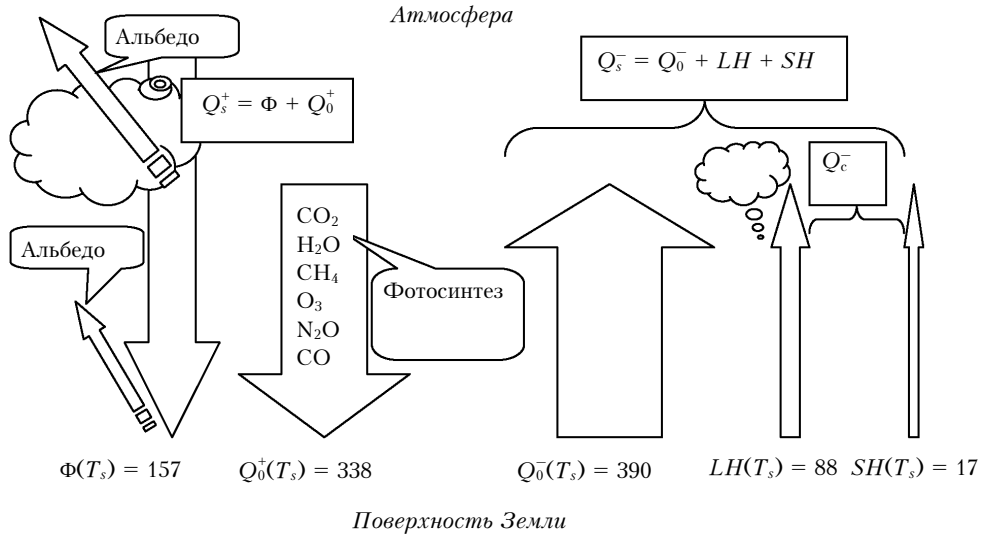


Рис. 1. Глобальные среднегодовые вертикальные потоки энергии, определяющие тепловой баланс поверхности Земли (1). Приведены их современные значения ($\text{Вт}/\text{м}^2$), соответствующие температуре поверхности $T_s = 288 \text{ К}$

поверхности поток $\uparrow Q_s^-$ представляет собой сумму потоков: уходящего с поверхности радиационного потока теплового излучения Q_0^- и уходящего с поверхности суммарного турбулентного потока Q_c^- скрытого LH и явного SH тепла, т.е. $Q_c^- = LH + SH$. Стационарные состояния теплового баланса, описываемые уравнением (1), имеют место при условии $dT_s/dt = 0$, $\Delta Q_s = 0$. При наличии нелинейных температурных зависимостей в $\downarrow Q_s^+$, приводящих к знакопеременности баланса ΔQ_s в интервале температур 288–600 К, возникает множественность стационарных точек в данной температурной области.

Парниковый эффект в рамках адаптированной модели эквивалентной серой атмосферы

Для получения возможных стационарных состояний поверхности Земли в диапазоне температур 288–600 К из уравнения теплового баланса (1) необходим адекватный учет поглощения в горячих колебательных полосах основных парниковых газов. Моделирование вертикального переноса теплового атмосферного излучения в таком широком диапазоне температур с приемлемой точностью может обеспечить относительно простая модель серой атмосферы [18, 19] при условии, что температурная зависимость ее эквивалентной оптической толщи параметризуется на основе детальных расчетов *line-by-line* функции пропускания для различных состояний атмосферы в приближении радиационно-конвективного равновесия [20]. В модели серой атмосферы уравнения для восходящих Q^+ и нисходящих Q^- потоков теплового излучения в плоскопараллельном слое на высоте h с температурой $T(h)$ и оптической толщиной $d\tau(h)$ записываются в следующем виде [19]:

$$\begin{aligned} dQ^+(h) &= [\sigma T^4(h) - Q^+(h)] d\tau(h), \\ dQ^-(h) &= [Q^-(h) - \sigma T^4(h)] d\tau(h). \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $\sigma T^4(h)d\tau(h)$ – собственное излучение слоя серой атмосферы; σ – постоянная Стефана – Больцмана. Решить систему уравнений (2) можно в приближении лучистого равновесия в рассматриваемом слое атмосферы:

$$Q^+(h) + Q^-(h) = 2\sigma T^4(h). \quad (2a)$$

Учитывая при этом граничное условие баланса радиационных потоков на верхней границе атмосферы (для $h = H$):

$$Q^-(H) = \Phi, \quad (2b)$$

а также граничное условие баланса всех входящих и уходящих тепловых потоков на поверхности Земли (для $h = 0$, см. рис. 1):

$$\Phi + Q_0^+ = \varepsilon\sigma T_s^4 + LH + SH, \quad (2в)$$

для правой части ΔQ_s уравнения (1) получим

$$\begin{aligned} \Delta Q_s &= \downarrow Q_s^+ - \uparrow Q_s^-; \quad \downarrow Q_s^+ = \Phi + Q_0^+; \\ \Phi &= \frac{I_0(1-A)}{4}; \quad Q_0^+ = \Phi(1+\tau) - \varepsilon\sigma T_s^4; \\ \uparrow Q_s^- &= Q_0^- + Q_c^-; \quad Q_0^- = \varepsilon\sigma T_s^4, \end{aligned} \quad (3)$$

где Φ – среднегодовой поток солнечного излучения, приходящийся на единицу сферической поверхности планеты; I_0 – солнечная постоянная; A – планетарное альбе́до; Q_0^+ – нисходящий к поверхности поток теплового излучения атмосферы при $h = 0$; ε – ее излучательная способность. Естественно, что в общем случае параметры приведенной модели A , τ , а также Q_c^- являются функциями температуры поверхности T_s .

Для температурного интервала 288–600 К планковская функция спектральной яркости излучения поверхности за пределами теплового спектрального диапазона 0–4000 см⁻¹ практически близка к нулю, поэтому в расчетах можно ограничиться этим спектральным диапазоном. Эквивалентная оптическая толщина серой атмосферы в тепловом диапазоне спектра определяется из условия лучистого равновесия [19] для атмосферного слоя. Для всей вертикальной толщи атмосферы ее можно рассчитывать по формуле

$$\tau = \frac{1}{\sigma T_s^4} \int_0^H dh \int_0^{4000 \text{ см}^{-1}} k_\nu B_\nu(T_s) d\nu,$$

где $B_\nu(T_s)$ – планковская функция спектральной яркости поверхности на частоте ν при температуре T_s ; k_ν – коэффициент поглощения атмосферы на частоте ν ; σT_s^4 – излучаемый тепловой поток с единицы поверхности. Следует отметить, что выражение $Q_0^+ = \Phi(1 + \tau) - \varepsilon \sigma T_s^4$ получается в предположении лучистого равновесия, что, как известно, не дает наблюдаемого вертикального распределения температуры, прежде всего в тропосфере. Тем не менее известно, что модель серой атмосферы в приближении лучистого равновесия адекватно описывает все качественные закономерности в парниковых эффектах атмосфер планет [9, 10, 18] и может послужить простым и эффективным инструментом для предсказания и качественного исследования новых явлений в парниковом эффекте и его влияния на атмосферу Земли.

В стационарном случае в (3) выполняется условие $\Delta Q_s = \downarrow Q_s^+ - \uparrow Q_s^- = 0$, из которого следует

$$\Phi + \Phi(1 + \tau) - 2\varepsilon \sigma T_s^4 - LH - SH = 0. \quad (3a)$$

В результате соотношение, выражающее поток теплового излучения поверхности $\varepsilon \sigma T_s^4$ как функцию поглощаемого ею потока солнечного излучения Φ и оптической толщи атмосферы для теплового излучения τ , имеет вид

$$\varepsilon \sigma T_s^4 = \Phi \left(1 + \frac{1}{2} \tau \right) - \frac{1}{2} (LH + SH). \quad (3б)$$

Представленная формулами (2), (2а)–(2в), (3), (3а), (3б) модель является классической моделью теплового баланса планеты в приближении эквивалентной серой атмосферы [6, 18, 19], отличающейся тем, что в граничном условии на поверхности в правой части (2в), кроме радиационных потоков, учтены восходящие потоки скрытого и явного тепла: $LH + SH$. Добавление $LH + SH$ означает отход от гипотезы лучистого равновесия и, вообще говоря, от выражений, этим предположением обусловленных, в частности от $Q_0^+ = \Phi(1 + \tau) - \varepsilon \sigma T_s^4$. Трудно предположить, каким образом эти неточности скажутся на количественном поведении температуры поверхности. Однако мы считаем, что добавление $LH + SH$ дает возможность в рамках стандартной модели теплового

баланса поверхности планеты с серой атмосферой учесть отрицательную обратную связь, вызываемую испарением и потоками явного тепла. Естественно, что в случае пренебрежения уходящими с поверхности турбулентными потоками скрытого и явного тепла $Q_c^- = LH + SH$ формула (3б) совпадает с хорошо известной в литературе формулой, описывающей радиационный баланс поверхности планеты с серой атмосферой [6, 18, 19]. Она является удовлетворительным приближением при описании парникового эффекта планет без жидкой воды, таких как Венера [9], но для Земли испарение является немаловажным фактором отрицательной обратной связи, которую следует учитывать.

Модель (3) позволяет рассчитывать тепловой баланс поверхности ΔQ_s как функцию от $\tau(T_s)$, $A(T_s)$ и $Q_c(T_s)$ в широком диапазоне температур. Она допускает учет влияния фотосинтеза путем введения соответствующего феноменологического коэффициента в $\tau(T_s)$.

Характерной особенностью модели серой атмосферы является линейность функции $Q_0^+(T_s)$ от $\tau(T_s)$. В связи с этим для данной модели следует ожидать меньшей чувствительности ΔQ_s к изменению концентрации парниковых газов, в отличие от модели [7]. Поток $Q_0^+(T_s)$ в [7] рассчитывается непосредственно из точного уравнения переноса для нисходящего теплового излучения и является нелинейной функцией оптической толщи атмосферы. Однако модель серой атмосферы обладает тем достоинством, что позволяет получить относительно простую аналитическую зависимость для $Q_0^+(T_s)$, что при анализе теплового баланса ΔQ_s в широком температурном интервале избавляет от трудоемких компьютерных вычислений.

Оптическую толщину серой атмосферы τ можно считать как сумму оптических толщ $\tau_{\text{CO}_2}(T_s)$, $\tau_{\text{H}_2\text{O}}(T_s)$ и $\tau_{\text{CH}_4}(T_s)$ основных парниковых газов (CO_2 , H_2O и CH_4 соответственно), оптической толщи аэрозоля $\tau_{ca}(T_s)$ (главным образом облаков), а также совокупную оптическую толщину τ_m других молекулярных составляющих атмосферы (O_3 , N_xO_y , CO и др.), температурной зависимостью которых для данной задачи можно пренебречь:

$$\tau(T_s) = \tau_{\text{CO}_2}(T_s) + \tau_{\text{H}_2\text{O}}(T_s) + \tau_{\text{CH}_4}(T_s) + \tau_{ca}(T_s) + \tau_m. \quad (4)$$

Для современной Земли значение солнечной постоянной $I_0 \approx 1368 \text{ Вт/м}^2$; $A = A(T_s^{(0)}) \approx 0,3$; $T_s^{(0)} \approx 288,2 \text{ К}$; $Q_c^- \approx 105 \text{ Вт/м}^2$; $\varepsilon \approx 1$. В результате из (3б) следует эквивалентная оптическая толщина серой атмосферы для современной Земли $\tau = \tau_{\text{earth}}^{(0)} \approx 1,67$. Рассчитанная методом *line-by-line* с помощью программного пакета FIRE-ARMS [21] и базы данных HITRAN [22] для модели US standard оптическая толщина эквивалентной серой атмосферы в тепловом спектральном диапазоне равна примерно 0,99. В формуле (4) $\tau_{\text{CO}_2}(T_s^{(0)}) \approx 0,15$; $\tau_{\text{H}_2\text{O}}(T_s^{(0)}) \approx 0,75$; $\tau_{\text{CH}_4}(T_s^{(0)}) \approx 0,02$ и $\tau_m \approx 0,07$. В τ_m основной вклад дают O_3 и N_2O . Оставшаяся часть $\tau_{ca}(T_s^{(0)}) \approx 0,68$ складывается из

оптических толщ облаков $\tau_c(T_s^{(0)})$ и остальных типов аэрозоля $\tau_a(T_s^{(0)})$. Непосредственные расчеты для $\tau_a(T_s^{(0)})$ с использованием FIRE-ARMS и аэрозольных профилей, рекомендуемых ВМО для фонового морского и континентального аэрозолей [23], показывают, что их оптическая толщина соответственно 0,024 и 0,025. Это позволяет оценить остаточную оптическую толщину, относящуюся непосредственно к облакам, как $\tau_c(T_s^{(0)}) \approx 0,66$.

В спектральном диапазоне 0–4000 см⁻¹ оптическая толщина эквивалентной серой атмосферы $\tau(T_s)$ для каждого из газов: CO₂, H₂O и CH₄ – рассчитывалась для различных состояний поверхности и атмосферы в приближении одномерной модели радиационно-конвективного равновесия [19] и затем параметризовалась в виде экспоненциальной функции температуры. При расчетах $\tau(T_s)$ в точках из интервала температур поверхности 288–300 К использовались модели стандартной атмосферы US standard ($T_s^{(0)} = 288,2$ К), Midlatitude summer ($T_s = 294,2$ К) и Tropic ($T_s = 299,7$ К). В диапазоне температур 300–600 К за основу брался вертикальный температурный профиль модели Tropic и для каждой температуры поверхности (с шагом 25 К) трансформировался согласно методологии приближения радиационно-конвективного равновесия [20]. В качестве вертикальных профилей концентрации CO₂, H₂O и CH₄, соответствующих трансформированному температурному профилю, использовались стандартные атмосферные профили концентраций, умноженные на коэффициент их относительного изменения с ростом температуры поверхности. Относительное увеличение концентрации молекул H₂O в атмосфере с ростом температуры поверхности T_s выше современной $T_s^{(0)}$ определяется коэффициентом $n_{\text{H}_2\text{O}}(T_s)/n_{\text{H}_2\text{O}}(T_s^{(0)}) \approx \exp\{17,0(T_s - T_s^{(0)})/T_s\}$, который отражает изменение давления насыщенного водяного пара в атмосфере с температурой [14, 15]. На основе литературных данных о разложении карбонатов [24] относительное увеличение равновесной концентрации CO₂ в атмосфере вследствие его эмиссии из земной коры с ростом T_s можно аппроксимировать формулой $n_{\text{CO}_2}(T_s)/n_{\text{CO}_2}(T_s^{(0)}) \approx \exp\{19,2(T_s - T_s^{(0)})/T_s\}$. Из-за имеющейся неопределенности в температурной зависимости эмиссии метана из метаногидратов коэффициент при атмосферном профиле метана полагался таким же, как и для углекислого газа. Это, вероятно, соответствует оценке снизу для скорости накопления метана в атмосфере Земли с ростом температуры поверхности. В результате была получена следующая аппроксимация:

$$\begin{aligned} \tau_{\text{CO}_2}(T_s) &\approx \tau_{\text{CO}_2}(T_s^{(0)})f(T_s)\exp\left\{b_{\text{CO}_2}\frac{T_s - T_s^{(0)}}{T_s}\right\}, \\ \tau_{\text{H}_2\text{O}}(T_s) &\approx \tau_{\text{H}_2\text{O}}(T_s^{(0)})\exp\left\{b_{\text{H}_2\text{O}}\frac{T_s - T_s^{(0)}}{T_s}\right\}, \\ \tau_{\text{CH}_4}(T_s) &\approx \tau_{\text{CH}_4}(T_s^{(0)})\exp\left\{b_{\text{CH}_4}\frac{T_s - T_s^{(0)}}{T_s}\right\}, \end{aligned} \quad (5)$$

где $b_{\text{CO}_2} \approx 5,20$ и $b_{\text{H}_2\text{O}} \approx 9,98$, что согласуется с имеющимися в литературе аналогичными расчетными данными оптической толщи этих газов в модели эквивалентной серой атмосферы для температурного интервала 288–313 К [18]. Для метана расчеты оптической толщи атмосферы дают $b_{\text{CH}_4} \approx 7,95$.

$$\text{Коэффициент } f(T_s) = \left\{ \frac{M}{1 + C \exp\{-D(T_s - T_*)^2\}} \right\}^B$$

введен в (5) для феноменологического учета возможного отклика фотосинтеза (в области температур ~ 288–315 К с максимумом отклика при $T_* \approx 300$ К) [15] на рост концентрации углекислого газа в атмосфере и, соответственно, изменения оптической толщи атмосферы для CO₂.

Параметр D характеризует температурный диапазон действия фотосинтеза, а параметр C – уровень воздействия фотосинтеза на оптическую толщину атмосферы для CO₂ за счет возрастания скорости его стока в биоту (при увеличении температуры), уменьшения равновесной концентрации CO₂ в атмосфере и соответственно уменьшения $\tau_{\text{CO}_2}(T_s)$. Константа M выбирается из условия $f(T_s^{(0)} = 288 \text{ К}) = 1$.

При учете температурного отклика фотосинтеза на баланс углерода в атмосфере такого вида данный коэффициент в степени $B = 1$ появляется множителем при концентрации CO₂ в атмосфере [7, 14, 16]. Здесь для упрощения последующих расчетов он вынесен множителем перед оптической толщиной эквивалентной серой атмосферы для CO₂, в результате чего возникла степень $B = b_{\text{CO}_2}/19,2 \approx 0,27$, связывающая относительное изменение эквивалентной оптической толщи серой атмосферы для углекислого газа с относительным изменением его концентрации.

Согласно приведенным выше оценкам вклад облачности в оптическую толщину современной атмосферы $\tau_c(T_s^{(0)}) \approx 0,66$. Температурную зависимость оптической толщи облачности $\tau_c(T_s)$ при расчетах естественно предположить такой же, как и для водяного пара в атмосфере (5), т.е. положив $b_c = 9,98$. Это допущение означает, что при изменении температуры поверхности отношение количества водяного пара в атмосфере к количеству жидкой воды в облаках остается примерно постоянным. Расчет изменения оптической толщи необлачной аэрозольной составляющей $\tau_a(T_s)$ для точек из диапазона 288–600 К с использованием стандартных моделей ВМО фонового морского и континентального аэрозолей [23] показывает, что $\tau_a(T_s)$ в данном температурном интервале относительно слабо растет, примерно с 0,024 до 0,033. Этот рост обусловлен лишь увеличением значимого спектрального интервала планковской функции излучения поверхности с увеличением ее температуры и возрастанием коэффициента аэрозольного поглощения в области более высоких частот из диапазона 0–4000 см⁻¹.

Естественно ожидать, что влияние температурной зависимости $\tau_a(T_s)$ на положение стационарных точек в области температур существенно выше современной будет относительно мало в сравнении с большим вкладом основных молекулярных составляющих

$\tau_{\text{CO}_2}(T_s)$, $\tau_{\text{H}_2\text{O}}(T_s)$ и облачного аэрозоля $\tau_c(T_s)$. Поэтому величина $\tau_a(T_s)$ далее полагалась равной 0,29 во всем рассматриваемом температурном интервале.

В отличие от молекулярных составляющих атмосферы аэрозольные составляющие ключевой вклад вносят в отрицательную обратную связь, увеличивая планетарное альbedo, главным образом из-за увеличения облачности с ростом температуры поверхности. Основная роль облачности в данной модели – вклад в температурную зависимость планетарного альbedo, которую качественно можно описать выражением вида [3, 4]:

$$A(T_s) = A_{\max} - B_0 \exp\left\{-\left(\frac{T_s - 295}{B_1}\right)^2\right\}.$$

В количественном же отношении температурная зависимость альbedo Земли является достаточно неопределенной. Для сравнения данной модели теплового баланса поверхности Земли и модели, приведенной в [3, 4], здесь целесообразно использовать такую же температурную зависимость альbedo, положив, как и в [3, 4], максимальное значение альbedo Земли при полной плотной облачности $A_{\max} = 0,7$. При этом, варьируя параметр B_1 , можно рассмотреть широкий коридор поведения альbedo, ограниченный постоянным значением альbedo во всем температурном диапазоне, равным 0,3, и кривой 3 на рис. 2.

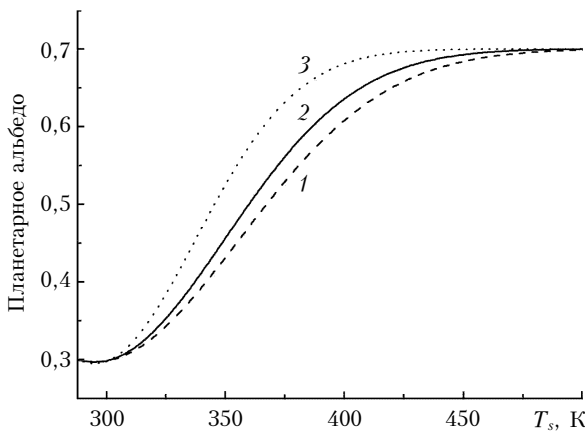


Рис. 2. Гипотетические зависимости планетарного альbedo Земли от температуры поверхности, характеризующие увеличение альbedo с ростом облачности. Начало температурной оси – 288 К: кривая 3 – функция альbedo, используемая в работах [3, 4]; $A_{\max} = 0,7$; $B_0 = 0,405$; $B_1 = 60$. Кривая 2 – критическая скорость роста альbedo для рассматриваемой нами модели. Кривая 1 – пример рассмотренной здесь подкритической функции альbedo

По литературным данным, среднегодовая мощность испарения с поверхности LH изменяется примерно линейно с ростом температуры при переходе от средних широт к экватору, увеличиваясь при этом в $\sim 1,5$ – $1,9$ раза [13]. В результате для учета отрицательной обратной связи, обусловленной испарением, совокупный поток скрытого и явного тепла $Q_c(T_s)$ в диапазоне ~ 288 – 300 К можно аппроксими-

ровать соответствующей линейной функцией, изменяющейся в данном интервале от 105 Вт/м^2 (см. рис. 1) при 288 К примерно до 160 Вт/м^2 при 300 К с последующим ее ростом до 600 К. Для учета отрицательной обратной связи в $\tau_{\text{CO}_2}(T_s)$ (5), обусловленной фотосинтезом, в коэффициенте $f(T_s)$ положим $D = 0,04$, $C = 1$, что характеризует ширину (около 17 К) функции $f(T_s)$ на полувывоте и максимальную мощность фотосинтеза при $T_s = 300$ К, способную вдвое уменьшить равновесную концентрацию CO_2 в атмосфере.

Анализируя тепловой баланс поверхности ΔQ_s (3) для различных температурных зависимостей альbedo, можно определить критическую скорость роста альbedo с температурой (кривая 2 на рис. 2), превышение которой при заданных значениях концентрации парниковых газов в атмосфере Земли обуславливает существование единственного устойчивого состояния в рассматриваемой области температур (кривая 7 на рис. 3).

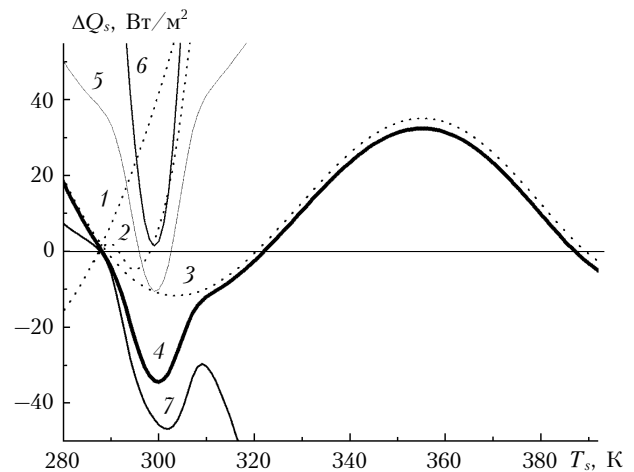


Рис. 3. Пример теплового баланса поверхности $\Delta Q_s(T_s)$ (3)–(5) для модели альbedo 1 (см. рис. 2). Точки пересечения кривых с нулевой линией – стационарные точки теплового баланса. Кривая 1 – тепловой баланс $\Delta Q_s(T_s)$ без учета отрицательных обратных связей, таких как испарение и фотосинтез; 2 – с учетом только фотосинтеза; 3 – с учетом только испарения; 4 – с учетом испарения и фотосинтеза; 5 – то же, что и 4, но при 60-кратном превышении современной концентрации CO_2 в атмосфере; 6 – при 140-кратном; 7 – то же, что и 4, но при закритической для данной модели $\Delta Q_s(T_s)$ (3)–(5) температурной функции альbedo – модель 3 на рис. 2

В коридоре поведения альbedo, ограниченном кривой 2 и линией с постоянным значением альbedo 0,3, в области температур поверхности более 288 К данная модель дает еще дополнительные стационарные состояния.

На рис. 3 приведены зависимости $\Delta Q_s(T_s)$, полученные без учета отрицательных обратных связей и с последовательным учетом всех отрицательных обратных связей для различных концентраций CO_2 в атмосфере. Если с ростом температуры поверхности T_s в окрестности стационарной точки тепловой баланс ΔQ_s меняет знак с плюса на минус, т.е. переходит из

области нагрева в область охлаждения, то эта стационарная точка является устойчивой; если же ΔQ_s в окрестности стационарной точки меняет знак с минуса на плюс, то такая стационарная точка неустойчива.

С общей физической точки зрения понятно, что в случае доминирования отрицательной обратной связи в температурной окрестности современной стационарной точки $T_s^{(0)} \approx 288$ К эта стационарная точка будет устойчива. И результат не зависит от природы отрицательной обратной связи — это испарение (кривая 3, рис. 3), фотосинтез (кривая 2, рис. 3) или совместное действие различных связей (кривая 4, рис. 3). В случае доминирования положительной обратной связи над отрицательной это состояние становится неустойчивым (кривая 1, рис. 3).

Если принять кривую 4 за близкую к реалистичной модель теплого баланса поверхности Земли $\Delta Q_s(T_s)$, то, меняя в $\tau_{CO_2}(T_s)$ начальные концентрации CO_2 в атмосфере и рассчитывая для них $\Delta Q_s(T_s)$ (кривые 4, 5 и 6, рис. 3), можно оценить пороговую концентрацию углекислого газа. При ее достижении происходят выход из устойчивого теплового режима поверхности в окрестности современной стационарной точки и переход (по механизму теплового взрыва [7]) в устойчивый режим «горячей Земли» с высокой температурой поверхности — правая крайняя стационарная точка кривой 4 (см. рис. 3). Для рассмотренной здесь модели пороговая концентрация углекислого газа в атмосфере примерно в 130 раз превышает ее современное значение.

При анализе стационарных точек в терминах кинетического потенциала (потенциальной функции Ляпунова) $U(T_s) = -(1/c) \int dT_s \Delta Q_s(T_s) + \text{const}$ [3, 4] устойчивым стационарным состояниям соответствуют его минимумы, а неустойчивым — максимумы. Соответствующий различным тепловым балансам $\Delta Q_s(T_s)$ (см. рис. 3) вид кинетического потенциала $U(T_s)$ приведен на рис. 4. Высота потенциального барьера h характеризует уровень устойчивости современного состояния и определяется величиной площади,

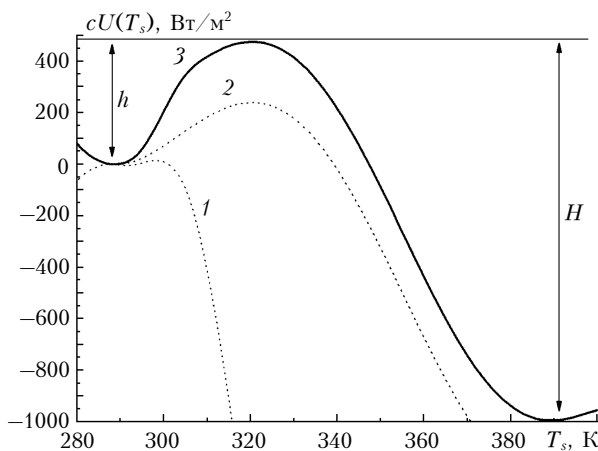


Рис. 4. Трансформация кинетического потенциала $U(T_s)$ для модели теплового баланса $\Delta Q_s(T_s)$ (3)–(5) при последовательном учете отрицательных обратных связей. Кривые 1, 2, 3 соответствуют кривым 2, 3, 4 на рис. 3

ограниченной кривой $\Delta Q_s(T_s)$ между современной точкой $T_s^{(0)} \approx 288,2$ К и неустойчивой точкой с температурой около 320 К, а высота H — площадью, ограниченной кривой $\Delta Q_s(T_s)$ между неустойчивой точкой и устойчивой с температурой около 390 К. Переход из современного устойчивого состояния через потенциальный барьер h и попадание в режим «горячей Земли», характеризуемый правой потенциальной ямой, теоретически возможны в случае превышения некоторого порогового уровня концентрации CO_2 в атмосфере, который по оценкам данной модели примерно в 130 раз выше современного.

Обсуждение результатов

Представленные на рис. 3 и 4 результаты в целом согласуются с результатами работ [3, 4], т.е. в отсутствие фотосинтеза стационарное состояние при $\Delta Q_s(T_s^{(0)} \approx 288$ К) = 0 является неустойчивым, добавка достаточно мощного фотосинтеза (в данном случае при $C = 4$) приводит к его слабой устойчивости (кривая 1 на рис. 4). Аналогично, без учета фотосинтеза, но при учете только температурной зависимости $Q_c^-(T_s)$, характерной для наблюдаемых изменений скорости испарения в рассматриваемом интервале температур, данное состояние также является устойчивым. Этой единственной отрицательной обратной связи, обусловленной испарением, достаточно для доминирования над положительной обратной связью и стабилизации теплового баланса. Фотосинтез в этом случае играет вспомогательную роль, т.е. является дополнительным, регулируемым биотой механизмом отрицательной обратной связи, увеличивающим порог устойчивости современного теплового режима поверхности Земли.

Кривые на рис. 3 и 4 подтверждают общие физические закономерности, что при более сильной отрицательной обратной связи обе устойчивые точки теплового баланса смещаются влево, в область более низких температур, а промежуточная неустойчивая точка вправо, в область более высоких температур. В случае уменьшения отрицательной обратной связи устойчивые точки смещаются вправо, а неустойчивая точка — влево. Ввиду линейности по τ и соответственно меньшей чувствительности данной модели $\Delta Q_s(T_s)$ (3)–(5) к изменению температуры поверхности и к вариациям концентрации парниковых газов по сравнению с моделью [7], она дает более далекое положение промежуточной неустойчивой точки и более высокую оценку критической концентрации CO_2 в атмосфере. Следует отметить, что точная количественная зависимость $Q_c^-(T_s)$ даже в окрестности современной точки $T_s^{(0)} \approx 288$ К пока не известна [14], и если окажется, что реальный рост $Q_c^-(T_s)$ с увеличением температуры будет недостаточен, чтобы доминировать над зависимостью $\tau(T_s)$, то единственным возможным механизмом стабилизации современного термического режима поверхности Земли окажется фотосинтез, точные количественные характеристики которого тоже пока не известны. Как уже отмечалось, при рассмотрении

стационарных точек теплового баланса для температур существенно выше современной можно пренебречь малостью относительного изменения оптической толщи аэрозольной составляющей $\tau_a(T_s)$ по сравнению с $\tau_{\text{CO}_2}(T_s)$, $\tau_{\text{H}_2\text{O}}(T_s)$ и облаками $\tau_c(T_s)$ с ростом температуры поверхности, но в окрестности самой точки $T_s^{(0)} \approx 288$ К аэрозольный вклад может быть заметен.

Аналогичная картина с вкладом аэрозоля в альбедо. Если при рассмотрении большей части температурного интервала 288–600 К аэрозольной атмосферной составляющей по сравнению с облаками можно пренебречь, то в окрестности современной температурной точки $T_s^{(0)} \approx 288$ К, когда облачность еще слабо меняется, относительный вклад аэрозоля (особенно стратосферного) в альбедо может быть существенным. Именно поэтому добавка в верхние слои атмосферы определенного аэрозоля в настоящее время обсуждается в качестве одного из возможных направленных антропогенных вмешательств с целью корректировки теплового баланса поверхности Земли [25].

В литературе имеются энергобалансные модели других авторов [3, 4], допускающие существование перегретого стационарного состояния поверхности Земли, аналогичного состоянию Венеры, поэтому здесь имеет смысл обсудить допущения, положенные в их основу, и сравнить получаемые с помощью разных моделей результаты и выводы. По сути, все модели [2–4, 7] рассматривают парниковый эффект как функцию концентрации CO_2 и H_2O в атмосфере (представленная в данной статье модель учитывает также возможность изменения концентрации CH_4 в атмосфере), предполагая при этом, что с ростом температуры поверхности соотношение влаги, содержащейся в водяном паре и облаках, остается примерно постоянным. Общим также является то, что парниковый эффект является быстрорастущей функцией температуры поверхности и соответственно функцией концентрации парниковых газов CO_2 и H_2O в атмосфере, являющихся, в свою очередь, экспоненциальными функциями температуры поверхности. Причем в работах [2–4] этот быстрый рост априори предполагается, а в [7] и в настоящей статье это следует из прямых *line-by-line*-расчетов потоков теплового излучения в атмосфере на основе базы данных HITRAN с учетом поглощения рассматриваемых парниковых газов в горячих колебательных полосах.

В принципе все модели [2–4, 7] и настоящая модель являются пороговыми по отношению к своим управляющим параметрам: солнечная постоянная, планетарное альбедо, концентрация парниковых газов в атмосфере. Это следует из существования промежуточного неустойчивого стационарного состояния между современным и перегретым состояниями Земли (см. рис. 3), следствием чего является наличие потенциального барьера между ними (см. рис. 4). Теоретически изменение любого из этих управляющих параметров до критического значения, обеспечивающего переход через барьер, приведет к доминированию положительной обратной связи в тепловом балансе поверхности и перегреву планеты.

Согласно публикациям заметного увеличения солнечной постоянной Земли в ближайший миллион лет не предвидится. Физические механизмы, могущие независимо от температуры поверхности привести к существенному уменьшению планетарного альбедо, также неизвестны, поэтому в современном аспекте при исследовании возможных пороговых проявлений в глобальном потеплении актуально рассматривать только механизмы, связанные с накоплением парниковых газов в атмосфере.

Так как равновесные концентрации в атмосфере основных парниковых газов, в данном случае CO_2 , H_2O и CH_4 , являются функциями температуры поверхности, они взаимозависимы, т.е. изменение концентрации одного из них автоматически ведет к изменению концентрации других двух. Например, увеличение CO_2 в атмосфере в конечном итоге приведет к увеличению температуры поверхности океана, а увеличение температуры поверхности океана приведет к росту парциального давления водяного пара в атмосфере.

Аналогично: если каким-то образом увеличится содержание метана в атмосфере, это приведет к росту температуры поверхности океана и соответственно к росту концентрации водяного пара в атмосфере, а также CO_2 из-за частичной эмиссии его из океана и карбонатов. Поэтому в принципе можно рассматривать вопрос о пороговых концентрациях любого из этих газов.

Количественные оценки, проведенные в рамках моделей [2, 7] и модели, представленной в данной статье, показывают, что пороговая концентрация углекислого газа в атмосфере примерно в 12–130 раз превышает современное ее значение. Оценка пороговой концентрации метана по этой модели дает значение, примерно в 3500 раз превышающее его современную концентрацию.

Теоретически можно рассматривать гипотетические природные механизмы существенного увеличения концентрации как CO_2 , так и CH_4 в атмосфере (до пороговых значений) независимо от температуры поверхности, например, рост вулканической активности на дне океана, который может привести к поднятию на поверхность глубинных вод, сильно насыщенных углекислым газом и метаном, и другие механизмы. Однако равновесная концентрация водяного пара в атмосфере, согласно закону Клапейрона – Клаузиуса, строго следует за температурой поверхности, и нет механизма, могущего изменить концентрацию водяного пара в атмосфере независимо от температуры поверхности, поэтому для перехода через потенциальный барьер важна связь CO_2 – H_2O или CH_4 – H_2O . В результате, несмотря на доминирующий вклад водяного пара в перегрев поверхности, наличие одной воды на Земле (без CO_2 и/или CH_4) было бы недостаточно для существования сильно перегретого стационарного состояния Земли, по крайней мере для значения солнечной постоянной, близкой к современному.

Следует отметить, что наряду с перегретым состоянием поверхности данная модель, так же как и аналогичная модель [3, 4], допускает существование

переохлажденного стационарного состояния так называемой оледеневшей Земли, или состояния Белой Земли, рассмотренного еще в ранних классических работах М.И. Будыко [5]. По оценкам из (3), при расчете зависимостей (4) и (5) и рассмотренной выше функции альbedo, температура поверхности в стационарной точке для Белой Земли составляет примерно 219 К. Это состояние характеризуется малой оптической толщиной атмосферы для теплового излучения, т.е. слабым парниковым эффектом, и высоким планетарным альbedo. Для данной модели в этой точке альbedo Земли равно $\sim 0,51$, а $\tau \approx 0,21$ из-за малой равновесной концентрации таких парниковых газов в атмосфере, как CO_2 , H_2O и CH_4 .

В принципе, для реализации переохлажденного стационарного состояния нет необходимости в полном замерзании всей воды на планете, достаточно только увеличения альbedo (из-за роста площади снежного и ледяного покрова) и уменьшения оптической толщи атмосферы до уровней, при которых достигается эта стационарная точка теплового баланса.

Для реализации рассмотренного выше перегретого состояния Земли также совсем не обязательно испарение всей воды, достаточно возрастания оптической толщи атмосферы τ до значения, при котором реализуется крайняя правая стационарная точка теплового баланса (см. рис. 3). При перегретом состоянии поверхности большое значение оптической толщи атмосферы (в данном случае $\tau \approx 19,8$, $A \approx 0,58$) определяется высокими равновесными парциальными давлениями парниковых газов: $\text{CO}_2 - 0,053$, $\text{H}_2\text{O} - 0,68$ и $\text{CH}_4 - 0,00026$ атм. Механизм перегрева поверхности Земли в рассмотренной модели обусловлен экспоненциальным от температуры (взрывным) механизмом возрастания τ вследствие экспоненциального температурного роста концентрации основных парниковых газов (CO_2 , H_2O и CH_4) и соответственно экспоненциальным ростом ненасыщенного (в отличие от основных полос) поглощения теплового излучения в горячих колебательных полосах этих газов.

Наибольший вклад в увеличение τ с ростом температуры поверхности вносит увеличение равновесной концентрации H_2O в атмосфере. Это следует из приведенных формул (5). Однако такой саморазгоняющийся рост концентрации водяного пара в атмосфере, равно как CO_2 и CH_4 , начинается только при переходе через неустойчивую стационарную точку (критическую точку) теплового баланса, когда начинает доминировать положительная обратная связь. Механизмом же достижения этой критической точки теплового баланса, в принципе, может быть независимое от температуры поверхности накопление CO_2 и/или CH_4 в атмосфере до порогового значения, например их антропогенная эмиссия.

По сути, данная модель теплового баланса Земли аналогична представленной в [3, 4]. Различие их, так же как и более ранних моделей [2, 7], состоит в следующем: 1) кроме фотосинтеза учитывается отрицательная обратная связь, обусловленная испарением (восходящими потоками скрытого тепла) и восходящими потоками явного тепла; 2) указыва-

ется конкретный физический механизм положительной обратной связи, а именно: поглощение в горячих полосах парниковых газов поддается достаточно точному количественному расчету. Это прямой расчет нисходящего потока теплового излучения атмосферы [7] или расчет функции τ в рассмотренной здесь модели из уравнения переноса теплового излучения в молекулярной атмосфере с использованием *line-by-line*-методов и базы данных HITRAN.

Заключение

Анализ полученных результатов дает представление о том, какие физические и биотические механизмы отрицательной обратной связи потенциально способны стабилизировать современный термический режим нашей планеты. Но неопределенность их количественных закономерностей пока не позволяет сделать достоверное заключение, отвечающее на вопрос, каким именно механизмом отрицательной обратной связи обеспечивается стабильность современного теплового баланса поверхности Земли. Это может быть либо чисто физический механизм — испарение, либо биотический механизм — фотосинтез или не учитываемое пока возможное увеличение альbedo биоты с ростом температуры поверхности, согласно гипотезе о живой планете Gaia [1], либо, что более вероятно, совместное действие всех этих механизмов.

Также немаловажен вопрос о том, каков количественный уровень стабильности (высота барьера h) современного состояния и какое реальное воздействие на его устойчивость могут оказывать естественные вариации фонового аэрозоля. Для прояснения этих вопросов в дальнейшем необходимо уточнение количественных характеристик следующих параметров модели.

Параметры положительной обратной связи:

- оптическая толщина атмосферы в диапазоне спектра $\sim 0-4000 \text{ см}^{-1}$ для основных парниковых газов: диоксид углерода, пары воды, метан;
- оптическая толщина облаков в диапазоне спектра $\sim 0-4000 \text{ см}^{-1}$;
- оптическая толщина аэрозоля в диапазоне спектра $\sim 0-4000 \text{ см}^{-1}$.

Параметры отрицательной обратной связи:

- альbedo облаков для солнечного излучения;
- альbedo аэрозоля для солнечного излучения;
- совокупный поток уходящего с поверхности скрытого и явного тепла;
- мощность фотосинтеза.

Для адекватных количественных оценок степени устойчивости современного термического режима поверхности Земли необходимо иметь надежные экспериментальные данные для вышеперечисленных параметров в достаточном температурном интервале, включающем ближайшую к современной температуре поверхности неустойчивую точку. Наличие на Земле климатических зон со среднегодовыми температурами в диапазоне $\sim 288-300 \text{ К}$ предоставляет возможность для получения экспериментальных данных по температурным зависимостям перечисленных

выше параметров с последующей их экстраполяцией на более высокие температуры. Использование этих натуральных данных в энергобалансных моделях рассмотренного типа помогло бы улучшить их прогнозную значимость.

Данное исследование частично поддержано грантами РФФИ № 06-01-00669 и 07-07-00269а.

1. Lovelock J. Something nasty in the greenhouse // *Atmos. Sci. Lett.* 2004. V. 5. N 7. P. 108–109.
2. Zakharov V.I., Gribanov K.G., Prokop'ev V.E., Shmelev V.M. Effects of the 8–13 μm atmospheric transmission band on the stability of the earth's thermal state // *Atomic Energy*. 1992, 1063–4258 (Print), 1573–8205 (Online), New York: Springer, 2005.
3. Макарьева А.М., Горшков В.Г. Парниковый эффект и проблема устойчивости среднелобальной температуры земной поверхности // Докл. РАН. 2001. Т. 346. № 6. С. 810–814.
4. Горшков В.Г., Макарьева А.М. Природа наблюдаемой устойчивости климата // *Геоэкология. Инженерная геология. Гидрогеология. Геокриология*. 2006. № 6. С. 483–495.
5. Будыко М.И. Климат в прошлом и будущем. Л.: Гидрометеиздат, 1980. 351 с.
6. McGuffie K., Henderson-Sellers A. A climate modeling primer. Chichester: Wiley & Sons, 1997. 253 p.
7. Zakharov V.I., Gribanov K.G., Falko M.V., Golovko V.F., Chursin A.A., Nikitin A.V., Tyuterev V.I.G. Molecular atmospheric transmittance function in the range of 2–400 micron and Earth radiation balance // *J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer*. 1997. V. 57. N 1. P. 1–10.
8. Кондратьев К.Я., Москаленко Н.И. Парниковый эффект атмосфер планет. М.: ВИНТИ, 1985. Т. 19. 157 с.
9. Ingersoll A.P. The runaway greenhouse: a history of water on Venus // *J. Atmos. Sci.* 1969. V. 26. N 6. P. 1191–1198.
10. Kasting J.F. Runaway and moist greenhouse atmospheres and the evolution of Earth and Venus // *Icarus*. 1988. V. 74. P. 472–494.
11. Zakharov V.I., Shmelev V.M., Nesterenko A.I. Explosive absorption of CO₂ laser radiation 10.6 and 9.4 μm in the atmosphere // *J. de Phys. IV*. 1991. V. 1. C7. P. 775–781.
12. Асипцов О.И., Захаров В.И., Грибанов К.Г. Наблюдение взрывного поглощения излучения CO₂-лазера 10,6 мкм в смеси атмосферного воздуха с углекислым газом // *Оптика атмосф. и океана*. 2000. Т. 13. № 11. С. 905–909.
13. Голицын Г.С., Гинзбург А.С. Оценки возможности «быстро» метанового потепления 55 млн лет назад // Докл. РАН. 2007. Т. 413. № 6. С. 816–819.
14. Углекислый газ в атмосфере / Под ред. В. Баха, А. Крейна, А. Берде, А. Лонгетто. М.: Мир, 1987. 532 с.
15. Матвеев Л.Т. Курс общей метеорологии. Физика атмосферы. 2-е изд. Л.: Гидрометеиздат, 1984. 752 с.
16. Мусеев Н.Н., Александров В.В., Тарко А.М. Человечество и биосфера. М.: Наука, 1985. 271 с.
17. Кароль И.Л. Введение в динамику климата Земли. Л.: Гидрометеиздат, 1988. 215 с.
18. Lenton T.M. Land and ocean carbon cycle feedback effects on global warming in a simple Earth system model // *Tellus*. 2000. V. 52B. P. 1159–1188.
19. Матвеев Л.Т. Теория общей циркуляции атмосферы и климата Земли. Л.: Гидрометеиздат, 1991. 296 с.
20. Манабе С., Стриклер Р.Ф. Термическое равновесие в атмосфере с учетом конвекции. Теория климата: Пер. с англ. Л.: Гидрометеиздат, 1967. С. 61–104.
21. Gribanov K.G., Zakharov V.I., Tashkun S.A., Tyuterev V.I.G. A new software tool for radiative transfer calculations and its application to IMG/ADEOS data // *J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer*. 2001. V. 68. N 4. P. 435–451.
22. Rothman L.S., Jacquemart D., Barbe A., Benner D.C., Birk M., Brown L.R., Carleer M.R., Chackerian C., Jr., Chance K., Coudert L.H., Dana V., Devi V.M., Flaud J.M., Gamache R.R., Goldman A., Hartmann J.M., Jucks K.W., Maki A.G., Mandin J.Y., Massie S.T., Orphal J., Perrin A., Rinsland C.P., Smith M.A.H., Tennyson J., Tolchenov R.N., Toth R.A., Auwera J.V., Varanasi P., Wagner G. The HITRAN molecular spectroscopic database: edition of 2000 including updates through 2001 // *J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer*. 2003. V. 82. N 1. P. 5–44.
23. WCRP, 1983: Experts meeting on aerosols and their climate effects / Eds. A. Deepak, H.E. Gerber. WCP-55. 107 p.
24. Nicholls G.D. In *Mantles of the Earth and Terrestrial Planets*. N.Y.: Interscience, 1967. 285 p.
25. Израэль Ю.А., Борзенкова И.И., Северов Д.А. Роль стратосферных аэрозолей в сохранении современного климата // *Метеорол. и гидрол.* 2007. № 1. С. 5–14.

V.I. Zakharov, K.G. Gribanov, S.A. Beresnev. The role of gas and aerosol constituents of atmosphere in model of greenhouse explosion.

Within the model of equivalent grey atmosphere, this paper analyses different mechanisms of negative feedback in thermal balance of the Earth's surface, which stabilize its present thermal regime, and single mechanism of positive feedback, which is able to lead to the loss of its stability and transition to hot state similar to Venus state. A role of key greenhouse gases, i.e., CO₂, H₂O, CH₄, and cloud aerosol in the positive feedback, as well as vaporization, photosynthesis, and cloud in the negative feedback is determined. The existence of a critical rate of increase in albedo versus temperature is obtained. If the growth rate of albedo is higher than the critical one, then the present thermal regime is single stationary and global stable state of the Earth's surface in the temperature range > 288 K.