

УДК 911.2:551.58

## ПАРНИКОВЫЙ ЭФФЕКТ И ПРОБЛЕМА УСТОЙЧИВОСТИ СРЕДНЕГЛОБАЛЬНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ЗЕМНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

© 2001 г. А. М. Макарьева, В. Г. Горшков

Представлено академиком К.Я. Кондратьевым 01.08.2000 г.

Поступило 04.09.2000 г.

Температура земной поверхности и климат Земли зависят от величин парникового эффекта и планетарного альбеда. Парниковый эффект  $f$  определяется как разница в интенсивностях наблюдаемого теплового излучения земной поверхности  $q$  и излучения в космос верхнего радиационного слоя атмосферы  $q_e$ , т.е.  $f \equiv q - q_e$ . Парниковый эффект возникает за счет поглощения теплового излучения земной поверхности парниковыми веществами атмосферы.

Тепловое излучение земной поверхности близко к излучению абсолютно черного тела с температурой поверхности  $T$ , для которого спектральное распределение излучения по частотам  $\omega$  определяется формулой Планка  $I(\omega, T)$ . Формула Стефана–Больцмана  $\sigma T^4$  в хорошем приближении задает суммарное тепловое излучение земной поверхности после интегрирования планковского распределения по всем частотам [1].

Зависимость парникового эффекта от концентраций парниковых веществ. Будем считать, что совокупность  $N$  парниковых газов с различными концентрациями покрывает весь спектр теплового излучения Земли. Учет существования спектральных окон будем производить, полагая концентрацию парникового газа, поглощающего тепловое излучение в соответствующем спектральном интервале, равной нулю. Обозначим через  $\delta_l$  долю теплового излучения земной поверхности в области полосы поглощения  $\Delta\omega_l$   $l$ -го парникового газа ( $l = 1, 2, \dots, N$ ):

$$\delta_l = \Delta\omega_l I(\omega, T) / \sigma T^4, \quad \sum_{l=1}^N \delta_l = 1.$$

Для каждого парникового газа можно определить толщину слоя, поглощающего в соответствующем спектральном интервале в пределах по-

грешностей измерения все тепловое излучение, поступающее в этот слой. Такой слой будем называть оптически плотным слоем парникового газа. Число оптически плотных слоев  $l$ -го парникового газа в атмосфере обозначим через  $n_l$ . Оно пропорционально оптической толщине атмосферы, равной числу слоев, каждый из которых ослабляет поток поступающего в него излучения в  $e = 2.718$  раз (см., например, [2, 3]). Каждый оптически плотный слой газа поглощает все излучение, поступающее в этот слой, и затем испускает это излучение во все стороны, т.е. в силу одномерности задачи вверх и вниз (рис. 1). В каждый слой поступает излучение, испущенное только соседним верхним и нижним слоями. Излучение остальных слоев не доходит до заданного слоя по-

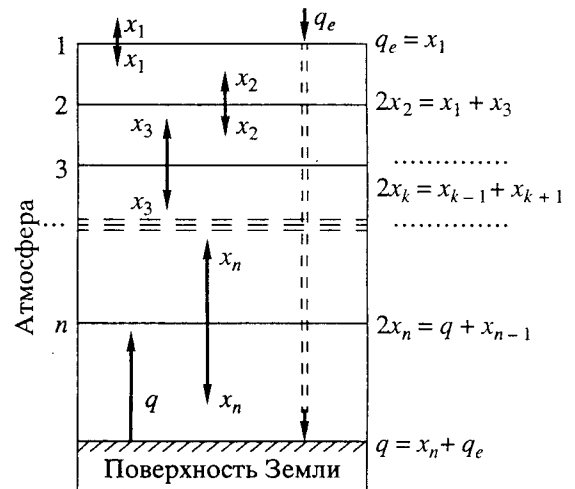


Рис. 1. Зависимость парникового эффекта от числа  $n$  оптически плотных слоев для случая одного парникового газа, поглощающего излучение по всей ширине спектра теплового излучения земной поверхности,  $\delta_l = 1$ .  $x_k$  ( $k = 1, 2, 3, \dots, n$ ) – интенсивность теплового излучения, испускаемого  $k$ -м слоем газа вверх и вниз;  $q$  – интенсивность теплового излучения земной поверхности;  $q_e$  – интенсивность солнечной радиации, поглощаемой земной поверхностью, равная интенсивности тепловой радиации, испускаемой верхним радиационным слоем  $x_1$ . Принято, что атмосфера прозрачна для солнечной радиации.

Петербургский институт ядерной физики  
им. Б.П. Константинова  
Российской Академии наук,  
Гатчина Ленинградской обл.

тому, что оно полностью поглощается другими слоями. Число оптически плотных слоев пропорционально концентрации газа. Если несколько газов имеют совпадающие полосы поглощения, то число оптически плотных слоев с заданной полосой поглощения равно сумме чисел оптически плотных слоев для всех этих газов.

Обозначая поток излучения  $k$ -го слоя  $l$ -го парникового газа вверх (и равный ему поток излучения вниз) через  $x_{l,k}$  ( $l$  – номер парникового газа,  $k$  – номер слоя,  $x_{l,1}$  – поток вверх от верхнего радиационного слоя), получаем следующую систему зацепляющихся уравнений для баланса (сохранения) энергии в каждом слое для каждого парникового газа:

$$q_e = \sum_{l=1}^N x_{l,1}, \quad 2x_{l,1} = x_{l,2},$$

$$2x_{l,k} = x_{l,k-1} + x_{l,k+1}, \quad (1)$$

$$2x_{l,n_l} = x_{l,n_l-1} + q\delta_l, \quad q = q_e + \sum_{l=1}^N x_{l,n_l}.$$

Здесь  $q$  и  $q_e$  – соответственно потоки теплового излучения с земной поверхности и с верхнего радиационного слоя атмосферы в космос. Первое и предпоследнее уравнения представляют собой граничные условия на верхнем радиационном слое атмосферы и на земной поверхности. Последнее уравнение является следствием всех остальных уравнений. Решение внутренних уравнений имеет вид

$$x_{l,k} = kx_{l,1}, \quad k = 1, 2, \dots, n_l. \quad (2)$$

Подставляя это решение в предпоследнее уравнение и решая его вместе с первым, получаем

$$q = \frac{q_e}{b}; \quad q - q_e \equiv f = Bq;$$

$$B = 1 - b; \quad b = \sum_{l=1}^N \frac{\delta_l}{n_o + n_l + 1}, \quad (3)$$

где  $b = 1 - B$  – доля теплового излучения земной поверхности в космос,  $B$  – величина нормированного парникового эффекта (доля отраженного атмосферой обратно к поверхности теплового излучения [3–5]),  $n_o$  – число оптически плотных слоев облачности, поглощающей тепловое излучение во всех спектральных интервалах.

Если число оптически плотных слоев  $n_l$  у всех парниковых газов имеет один порядок величины, то интенсивность излучения земной поверхности  $q$  и парниковый эффект  $f$  неограниченно возрастают с увеличением  $n_l$ . При этом коэффициент отражения  $B$  стремится к единице, а коэффициент пропускания  $b$  стремится к нулю.

Времена жизни молекулярных возбуждений парниковых газов намного превосходят времена между последовательными столкновениями молекул воздуха [4]. Поэтому можно считать, что в каждом оптически плотном слое энергия возбуждения молекул парниковых газов приблизительно равномерно распределяется по всем степеням свободы молекул воздуха и яркостная температура [3, 4] полос излучения парниковых газов в каждом слое примерно совпадает с температурой воздуха в этом слое.

Числа  $n_l$  для разных парниковых газов различаются. При малой облачности  $n_o \ll n_l$  верхние радиационные слои разных полос поглощения с разными частотами  $\omega$  локализованы на разных высотах и характеризуются различными значениями яркостной эффективной температуры. Однако различие в зависящих от частоты яркостных температурах и локализациях верхнего радиационного слоя при  $n_l \gg 1$  мало. В силу малости разности температур поверхности Земли и верхнего радиационного слоя по сравнению с абсолютной температурой поверхности, решение (2) уравнения (1) соответствует тому, что температура каждого слоя в атмосфере уменьшается пропорционально высоте слоя в соответствии с наблюдениями [3, 5].

В земной атмосфере основными парниковыми газами являются пары воды и  $\text{CO}_2$ . Существующее при ясном небе спектральное окно закрывается при облачном небе. Величину  $b$  (3) в земной атмосфере можно записать в виде

$$b = \frac{\delta_{\text{H}_2\text{O}}}{n_o + n_{\text{H}_2\text{O}} + 1} + \frac{\delta_{\text{CO}_2}}{n_o + n_{\text{CO}_2} + 1} + \frac{\delta_o}{n_o + 1}, \quad (4)$$

где  $\delta_o$  – доля теплового излучения, выходящего через спектральное окно, закрываемое облачностью. Нетрудно убедиться, что  $b$  в (3), (4) монотонно убывает, а  $f$  в (3) монотонно возрастает с увеличением  $n_o$ ,  $n_{\text{H}_2\text{O}}$  и  $n_{\text{CO}_2}$ . Отметим, что полоса поглощения  $\text{CO}_2$  и, соответственно,  $\delta_{\text{CO}_2}$  в  $b$  (4) логарифмически увеличиваются с ростом концентрации  $\text{CO}_2$  [1, 6]. Однако в (4) присутствует явная зависимость от  $n_{\text{CO}_2}$ , не учитываемая в традиционных расчетах [6]. При  $n_o \gg n_{\text{H}_2\text{O}}$  и  $n_o \gg n_{\text{CO}_2}$  из (3) и (4) получаем, что парниковый эффект увеличивается линейно с ростом облачности:

$$f = q_e \{ n_o + \delta_{\text{H}_2\text{O}} n_{\text{H}_2\text{O}} + \delta_{\text{CO}_2} n_{\text{CO}_2} \}. \quad (5)$$

Согласно наблюдениям, на Венере парниковый эффект достигает 99% (см. табл. 1). Это однозначно показывает, что практически все тепловое излучение венерианской поверхности полностью поглощается ее атмосферой и заворачивается (отражается) обратно к поверхности.

Таблица 1. Термические характеристики планет

Планеты	Солнечная постоянная	$A = B = 0$ (орбитальная температура)	$A > 0, B = 0$ (тепловое излучение в космос)		$A > 0, B > 0$ (средние значения на поверхности планет)		
	$I, \text{Вт/м}^2$	$t, ^\circ\text{C}$	$A, \%$	$t, ^\circ\text{C}$	$B, \%$	$t, ^\circ\text{C}$	$p, \text{атм}$
Марс	589	-48	15	-56	7	-53	0.01
Венера	2613	+58	75	-41	99	+460	93
Земля 2	1367	+5	30	-18	40	+15	1
Земля при полном оледенении 1	1367	+5	80	-90	7	-85	1
Земля при полном испарении океанов 3	1367	+5	75	-80	99	+400	300

Примечание.  $I$  (солнечная постоянная) – мощность потока солнечного излучения за пределами атмосферы;  $A$  (планетарное альbedo) – относительное отражение солнечного излучения Землей;  $B$  (нормированный парниковый эффект) – относительное отражение атмосферой теплового излучения Земли обратно к поверхности,  $p$  – атмосферное давление. При полном оледенении Земли (состояние 1) ее альbedo принято равным альbedo ледникового и снежного покровов, а коэффициент парникового эффекта принят равным коэффициенту парникового эффекта Марса. Состояние полного оледенения Земли 1 лежит ниже точки плавления  $\text{CO}_2$  ( $-78.5^\circ\text{C}$ ). При полном испарении океанов парниковый эффект и альbedo приняты равными соответствующим величинам на Венере (состояние 3). На Венере, атмосфера которой состоит из 96%  $\text{CO}_2$ , этот газ находится за критической точкой, которая для  $\text{CO}_2$  определяется значениями температуры  $31^\circ\text{C}$  и давления 73 атм. Состояние 3 полного испарения гидросферы Земли также находится за критической точкой для воды ( $374^\circ\text{C}$ , 219 атм). По [1, 7, 8].

Венерианская атмосфера состоит из большого числа оптически плотных слоев во всех областях спектра теплового излучения поверхности. Согласно проделанным выше оценкам, парниковый эффект нарастает пропорционально числу оптически плотных слоев и, следовательно, пропорционально концентрации веществ в венерианской атмосфере. К такому же эффекту должно приводить и увеличение облачности в земной атмосфере с ростом температуры земной поверхности.

Природа устойчивости климата Земли. Глобально усредненный баланс энергии на земной поверхности, включая атмосферу, имеет вид

$$C \frac{dT}{dt} = q_{\text{in}} - q_{\text{out}} \equiv -\frac{dU}{dT}, \quad (6)$$

$$q_{\text{in}} \equiv \frac{I}{4} a, \quad q_{\text{out}} \equiv q_e \equiv qb, \quad q = q_e + Bq = \sigma T^4, \quad (7)$$

где  $T$  – абсолютная температура земной поверхности,  $C$  – средняя теплоемкость, приходящаяся на единицу площади поверхности Земли,  $I/4$  – поток солнечной радиации, приходящийся на единицу площади поверхности Земли,  $I$  – солнечная постоянная (поток солнечной радиации на единицу площади поперечного сечения Земли),  $a = 1 - A$  – доля поглощенной Землей солнечной радиации,  $A$  – альbedo (доля отраженной солнечной радиации), величины  $q, q_e, b$  и  $B$  определены выше,  $U(T)$  – потенциальная функция (функция Ляпунова). Единственной независимой переменной уравнения баланса (6) является температура  $T$ .

В стационарном состоянии нулевой скорости прироста энергосодержания,  $C \frac{dT}{dt} = 0$ , производная потенциальной функции  $U(T)$  по температуре обращается в нуль и функция  $U(T)$  имеет экстремум – максимум или минимум. При этом центральная часть равенства (6) определяет величину стационарной температуры  $T = T_s$ :

$$\frac{I}{4} a(T_s) - \sigma T_s^4 b(T_s) = 0 \quad \text{или} \quad (8)$$

$$T_s = T_0 \left( \frac{a(T)}{b(T)} \right)^{1/4}, \quad T_0 \equiv \left( \frac{I}{4\sigma} \right)^{1/4} = 278 \text{ К.}$$

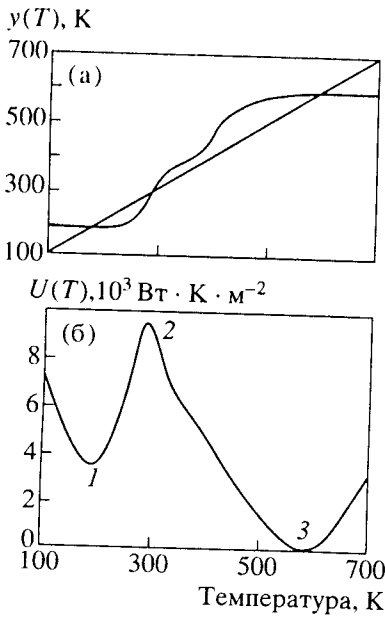
Вторая производная  $W \equiv \left. \frac{d^2 U}{dT^2} \right|_{T=T_s}$  определяет характер экстремума. Экстремум представляет собой устойчивый минимум при  $W > 0$  и неустойчивый максимум при  $W < 0$ .

$$W \equiv \left( \frac{d^2 U}{dT^2} \right)_{T=T_s} = \frac{I}{4} \left( \frac{a(T)}{T} (4 + \beta - \alpha) \right)_{T=T_s}, \quad (9)$$

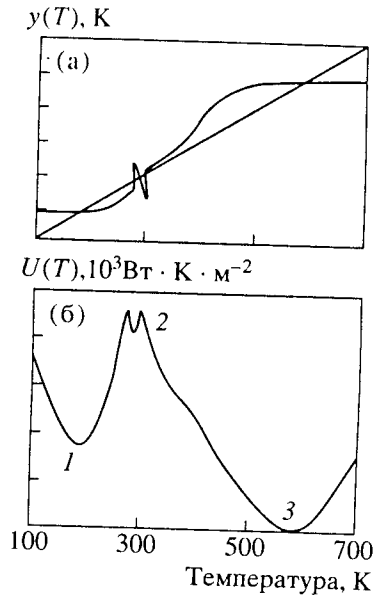
$$\alpha \equiv \frac{daT}{dT a}, \quad \beta \equiv \frac{dbT}{dT b}.$$

Стационарное состояние устойчиво при  $\alpha - \beta < 4$  и неустойчиво при  $\alpha - \beta > 4$ .

Решение уравнения для стационарного значения  $T = T_s$  (8) удобно получать графическим способом, вычерчивая на графике кривую  $y_1(T) = T_0 \left( \frac{a(T)}{b(T)} \right)^{1/4}$  в зависимости от  $T$  и находя точки



**Рис. 2.** Физическая устойчивость возможных климатов Земли. а – графическое решение для определения стационарных состояний 1, 2, 3, см. уравнение (6); пересечения кривых соответствуют экстремумам потенциальной функции  $U$  (6). б – потенциальная функция  $U$ , описывающая устойчивость климатов Земли; минимумы соответствуют устойчивым, максимумы – неустойчивым состояниям.



**Рис. 3.** Биотическая устойчивость современного климата Земли (см. подпись к рис. 2). Для обеспечения устойчивости современного климата необходима генерация особенности потенциальной функции  $U$  в точке, соответствующей современной среднелобальной температуре. Появление такой особенности может быть обеспечено только за счет управляющего воздействия глобальной биоты на климат Земли.

пересечения этой кривой с прямой  $y_2(T) = T$ . Производные от функций  $y_1(T)$  и  $y_2(T)$  по температуре имеют вид

$$y'_1|_{T=T_s} = \frac{\alpha - \beta}{4}, \quad y'_2 = 1. \quad (10)$$

Условие устойчивости  $\alpha - \beta < 4$  эквивалентно условию  $y'_1|_{T=T_s} < 1$ . Условие неустойчивости  $\alpha - \beta > 4$  эквивалентно  $y'_1|_{T=T_s} > 1$ .

Основная часть земного парникового эффекта определяется числом оптически плотных слоев паров воды  $n_{\text{H}_2\text{O}}$  (см. (4)), которое пропорционально концентрации водяного пара, изменяющейся, в свою очередь, пропорционально насыщающей концентрации [5]. Последняя зависит от температуры в соответствии с законом Клапейрона–Клаузиуса [5]:

$$n_{\text{H}_2\text{O}}(T) = c e^{-T_{\text{H}_2\text{O}}/T} \equiv e^{\sigma - T_{\text{H}_2\text{O}}/T}, \quad (11)$$

$$T_{\text{H}_2\text{O}} \equiv \frac{Q_{\text{H}_2\text{O}}}{R} = 4871 \text{ К},$$

где  $Q_{\text{H}_2\text{O}}$  – скрытая теплота парообразования 1 моля водяного пара,  $R$  – газовая постоянная,  $T_{\text{H}_2\text{O}}$  – “эффективная барьерная” температура парооб-

разования воды,  $c \equiv e^\sigma$  – не зависящая от температуры константа. Для построения функции  $b(T)$  (4) вклады спектральных областей оценим значениями  $\delta_{\text{H}_2\text{O}} \approx 0.6$ ;  $\delta_{\text{CO}_2} \approx 0.3$ ;  $\delta_0 \approx 0.1$  [1, 3, 5]. Сейчас облачность определяет около 23% парникового эффекта и около трети парникового эффекта паров воды [1, 3, 5]. Считая это соотношение сохраняющимся в широкой области температур, положим  $n_0(T) = 0.3 n_{\text{H}_2\text{O}}(T)$ . Концентрация атмосферного  $\text{CO}_2$  составляет сейчас около 10% концентрации водяного пара, но не увеличивается заметно с ростом температуры. Поэтому положим  $n_{\text{CO}_2} = 0.1 n_{\text{H}_2\text{O}}(288 \text{ К})$ . Задавая условия полного оледенения в виде  $b(238 \text{ К} = -35^\circ\text{C}) = 0.95$ , получаем для константы  $\sigma$  в (11) значение  $\sigma = 17.1$ . Учет конечности гидросферы можно произвести остановкой роста  $n_{\text{H}_2\text{O}}(T)$  (см. (11)) при  $T = T_{\text{кр}}$ , при котором, как на Венере,  $b(T_{\text{кр}}) = 0.01$  (см. табл. 1). При заданных  $b(T)$  и  $a(T)$  потенциальная функция  $U$  (6) строится однозначно из условий ее непрерывности и равенства ее нулю в точке наименьшего минимума (рис. 2).

При изменении температуры от полного оледенения до полного испарения гидросферы Земли парниковый эффект и  $b(T)$  изменяются примерно в 100 раз, в то время как величины альбеда

и  $a(T)$  изменяются всего в 2–3 раза (см. табл. 1). Поэтому характер поведения  $a(T)$  в зависимости от температуры, задаваемой нами в виде гауссовой функции, практически не сказывается на решении уравнения (8) и характере устойчивости этих решений. Как видно из рис. 2, существует только два физически устойчивых состояния – это состояния полного оледенения 1 и полного испарения 2 гидросферы. Между ними возникает одно физически неустойчивое состояние, соответствующее максимуму потенциальной функции  $U(T)$ .

Для получения реально существующего устойчивого состояния современного земного климата в области жидкой фазы гидросферы необходима генерация особенностей функций  $b(T)$  и  $a(T)$  (см. рис. 3), которые могут быть обеспечены только за счет управляющего действия глобальной биоты [9]. Отметим, что биота не только изменяет характер экстремума, но и сдвигает несколько его положение. Физически неустойчивый максимум на рис. 2 совпадает с наблюдаемым устойчивым минимумом ( $T_{\min} = T_{\max} = 288$  К) при условии, что полное оледенение соответствует  $b = 0.95$  и наступает при  $T = 247$  К ( $-26^\circ\text{C}$ ). Если считать, что полное оледенение наступает при  $T > 247$  К (т.е.  $b < 0.95$ ), то физический максимум сдвигается вправо ( $T_{\max} > 288$  К). В этом случае устойчивая ямка современного климата находится на физическом склоне, направленном в сторону полного оледенения.

Биотическое управление климатом Земли основано на потреблении биотой солнечной радиации (фотосинтезе). Упорядоченные процессы в окружающей среде генерируются биотой с эффективностью  $\eta_{\text{с}}$ , определяемой относительной разностью температур Солнца  $T_S$  и Земли  $T_E$ :  $\eta_{\text{с}} = (T_S - T_E)/T_S \sim 0.95$ . Все процессы глобальной циркуляции в атмосфере и океане происходят за

счет разности температур на экваторе и полюсах, имеющей порядок  $\Delta T_E \sim 30^\circ\text{C}$ . Эффективность этих процессов  $\eta_E = \Delta T_E/T_E \sim 0.1$  на порядок меньше эффективности процессов, генерируемых биотой. Мощности энергии, поглощаемой биотой (включая транспирацию) и процессами глобальной циркуляции, примерно одинаковы [9]. Следовательно, глобальная циркуляция генерирует на порядок меньше упорядоченных процессов, влияющих на климат Земли, чем глобальная биота, которая полностью определяет устойчивость земного климата.

Работа выполнена при финансовой поддержке Госкомэкологии России, а также гранта RSS2000 Фонда Сороса для А.М. Макарьевой.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Mitchell J.* // Rev. Geophys. 1989. V. 27. P. 115–139.
2. *Аллен К.У.* Астрофизические величины. М.: Мир, 1977. 446 с.
3. *Kondratyev K.Ya.* Climatic effects of aerosols and clouds. Chichester: Springer; Praxis Publ., 1999. 264 p.
4. *Степаненко В.Д., Шукин Г.Г., Бобылев Л.П., Матросов С.Ю.* Радиотеплокация в метеорологии. Л.: Гидрометеиздат, 1987. 283 с.
5. *Raval A., Ramanathan V.* // Nature. 1989. V. 342. P. 758–761.
6. IPCC. Climate Change 1994: Radiative forcing of climate change and an evaluation of the IPSS IS92 Emission Scenarios / J.T. Houghton, L.G. Meira-Filho, J. Bruce et al. Eds. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1994. 339 p.
7. *Pollack J.B., Toon O.B., Boese R.* // J. Geophys. Res. 1980. V. 85. P. 8223–8231.
8. *Kasting J.F., Toon O.B., Pollack J.B.* // Sci. Amer. 1988. V. 258. P. 90–97.
9. *Gorshkov V.G., Gorshkov V.V., Makarieva A.M.* Biotic Regulation of the Environment: Key Issue of Global Change. Chichester: Springer; Praxis Publ., 2000. 367 p.