

二维能量平衡模式中极冰对气候的影响—— 参数敏感性分析(二)*

陈英仪

(中国科学院大气物理研究所)

提 要

本文应用一个非定常的二维能量平衡气候模式,用数值解方法研究了极冰-温度-反照率的反馈对气候的影响问题。计算表明,定常解是确实存在的。与国外一维模式的结果不同,对应于观测的太阳常数,只能得到唯一的现在气候解。若出现小冰河期(即冰界在 50°N 左右),则太阳常数要比现在的值减小17%左右。同时发现各种参数值即使改变 $\pm 20\%$,这种冰界纬度对太阳常数的变化也不敏感。这表明,现代气候对于太阳常数的变化,是处于相当稳定的状态,而气候状态对参数的依赖性,以热量的垂直湍流交换系数和对辐射的吸收系数为最重要。这也说明了能量的垂直输送过程在决定气候状态中是起重要作用的,而这恰好是国外一维能量平衡模式所没有考虑的过程,因而必然会得到不同的结论。

一、引 言

近十年来,关于极冰-温度-反照率的反馈对气候的影响,已广泛引起注意,这个问题最早分别由 Budyko^[1] 和 Sellers^[2] 提出。他们设计了一个对纬圈和垂直平均了的地-气系统的能量平衡模式(Energy balance model),一般简称它为EBM。在观测的太阳常数下(即2卡/厘米²·分左右),他们用定常解算出的地面温度的纬向分布与实况接近。同时也指出,当太阳常数稍一减小(Budyko的计算是减小1.6%; Sellers的计算是减小2.0%),冰界将从现代的 72°N 南移到 50°N ,即达到第四纪冰河期的冰界纬度。进一步计算还表明,当太阳常数在某一范围内时,解存在多值性,即在一定的太阳常数下,有两个或以上的可能的气候状态。对于现在的太阳常数,也存在两种状态:一个是现在气候;另一个冰界线约在 35°N 。

这一理论提出后,引起了动力气候学家们的重视,用类似的EBM相继做了大量的工作;另一方面, Schneider & Gal-chen^[3]则采用非定常的EBM,加进时间变化项后用数值计算方法,在给定任意的初始条件下,求其趋向于定常的气候状态。用这样的方法也可以得到两个常定解,而对现在的太阳常数也会出现相应于现代的气候解和冰界纬度更南的解(为方便起见,我们称前者为“暖解”,后者为“冷解”)。Ghil^[4], Held & Suarez^[5]和 Chylek & Coakley^[6], North^[7-8]用解析方法分析了与 Budyko 和 Sellers 两种稍有不同的EBM,也得出这样的结论:对现有的太阳常数值,确实存在暖解和冷解,同时还指出,暖解是稳定

* 本文于1980年4月18日收到,1980年8月8日收到修改稿。

的,冷解是不稳定的。Faegre^[9]对 Sellers 模式用数值计算方法研究后,还进一步得出对赤道的非对称解,Drazin & Griffed^[10]用解析方法进一步指出这种非对称解的存在。但在这些解中,只有其中的一个解才是稳定的。

Budyko 和 Sellers 的理论表明,只要太阳常数一有微小变化,气候就会敏感地剧烈变化,这自然是一个引人注目的理论,因为它将关系到今后人类的生产活动,但对这一结论也开始有人怀疑。Oerlemans & Van den Dool^[11]认为,只要将 Budyko 模式中长波辐射能量和温度之间的参数化关系,用现在的卫星观测资料作合理的修改,则太阳常数要减小 9% 左右才能出现“冷解”。Lindzen & Farrell^[12]认为,只要在模式中考考虑进一些更现实的热量输送过程,就能使模式气候对太阳辐射变化的敏感性大为减弱,如这时要出现全球冰封气候,太阳辐射至少要减小 7—10%。Lian & Cess^[13]将反照率和温度之间的依赖关系作了修正后,温度变化的敏感性也减小了。

巢纪平和作者^[14]应用郭晓岚的辐射能垂直传输方案^[15]同时把热量的垂直交换过程也考虑进去,设计了一个二维能量平衡气候模式,除解析地算出了与实况接近的现代气候外,同时指出,在现代的太阳常数值下,只有存在与现代气候相应的一个解。双解是存在的,但太阳常数值要比现在小 30%。要使极冰界从现在的 72°N 南移到 50°N,太阳常数要比现在值减小 15% 左右。若将此模式简化到一维,则变成了 Sellers 型的 EBM,而这时太阳常数只要减小 2% 左右,就会出现小冰河期气候。

本文将进一步深入讨论这一问题,象 Schneider & Gal-chen 那样,把时间变化项加进去,求非定常方程趋于定常时的解,除由这个方法验证前文的结论外,还讨论了气候状态对有关参数变化的敏感性。

二、模式和计算方法

如在文[14]中的方程组中加进去时间变化项后,可得到温度变化方程及相应的边界条件如下

$$C^* \frac{\partial E}{\partial t} = D \frac{\partial}{\partial x} (1-x^2) \frac{\partial E}{\partial x} + k \frac{\partial^2 E}{\partial \xi^2} - N^2 E + \tilde{S} \bar{Q}_0 [\xi_0 e^{-\xi_0 \xi} S(x) - r \left(1 + \frac{\alpha''}{\alpha_w} \right) + e^{-\xi} \int_0^1 \Gamma S(x) dx] \quad (1)$$

$$\xi=0, \quad \int_0^1 E dx = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\alpha''}{\alpha_w} \right) \bar{Q}_0 \quad (2)$$

$$\xi=1, \quad k \frac{\partial E}{\partial \xi} - N^2 \int_0^1 E d\xi = -\frac{\alpha'' N^2}{\alpha_w \xi_0} E_0 + \tilde{S} \bar{Q}_0 \left[\frac{\alpha''}{\alpha_w} + (1-\Gamma) e^{-\xi_0} \right] S(x) \quad (3)$$

$$x=0, \quad \frac{\partial E}{\partial x} = 0 \quad (4)$$

$$x=1, \quad (1-x^2)^{1/2} \frac{\partial E}{\partial x} = 0 \quad (5)$$

其中 $C^* = \frac{\rho C_p \xi_0^2}{(\alpha'' \rho_c)^2}$, ρ 为空气密度; C_p 为空气的定压比热,其它符号与[14]文同,即

$$D = \frac{\xi_0^2 K}{(\alpha'' \rho_c)^2 a^2}, \quad k = k_t + k_r, \quad k_r = \frac{8 r \sigma \bar{T}^3}{\alpha_s \rho_c},$$

$$\tilde{S} = \frac{4 \xi_0 \sigma \bar{T}^3}{\alpha'' \rho_c}, \quad N^2 = \frac{8(1-r) \alpha_w \rho_c \xi_0^2 \sigma \bar{T}^3}{(\alpha'' \rho_c)^2}$$

$$Q_0(x) = \bar{Q}_0 S(x), \quad \int_0^1 S(x) dx = 1, \quad E = \sigma T^4$$

这里 Q_0 为大气上界的太阳辐射通量; T 和 \bar{T} 分别为空气和空气的平均温度; $x = \sin \theta$, θ 为纬度; k, k_t 分别为水平和垂直湍流交换系数; ρ_c 为吸收介质的密度; Γ 为反照率; r 为在强吸收区中物质的辐射能量占总辐射能量的部分; α'' 为太阳辐射的平均吸收系数; α_w 和 α_s 分别为弱和强吸收区的长波辐射吸收系数; σ 为 Stefan-Boltzmann 常数; a 为地球半径; 光学厚度定义为

$$\xi = \frac{\alpha''}{\xi_0} \int_z^\infty \rho_c dz, \quad \xi_0 = \alpha'' \int_0^\infty \rho_c dz \quad (6)$$

z 为垂直坐标。

在这里我们引进了一个假定, 即考虑到时间很长后, 全球能量收支将达到平衡。因此, 在求得(1)式时, 需确定的一个积分常数仍取定常时的值(参见[14])。

现将各函数按勒让德多项式展开, 即

$$E(x, \xi, t) = \sum_n E^{(n)}(\xi, t) p_n(x) \quad (7)$$

$$S(x) = \sum_n S^{(n)} p_n(x)$$

$$H = \int_0^1 \Gamma(x, x_s) S(x) dx = \sum_n H^{(n)} p_n(x)$$

$$h(x, x_s) = \Gamma(x, x_s) S(x) = \sum_n h^{(n)} p_n(x)$$

代入方程(1)–(5), 可得

$$\frac{1}{k^*} \frac{\partial E^{(0)}}{\partial t} = \frac{\partial^2 E^{(0)}}{\partial \xi^2} - q_0^2 E^{(0)} + \tilde{S}^* \bar{Q}_0 \xi_0 \bar{e}^{\xi_0 \xi} - \tilde{S}^* \bar{Q}_0 r \left(1 + \frac{\alpha''}{\alpha_w}\right) + \tilde{S}^* \bar{Q}_0 \bar{e}^{\xi_0} H^{(0)} \quad (8)$$

$$\xi = 0, \quad E^{(0)}(0, t) = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\alpha''}{\alpha_w}\right) \bar{Q}_0 \quad (9)$$

$$\xi = 1, \quad \frac{\partial E^{(0)}}{\partial \xi} - q_0^2 \int_0^1 E^{(0)} d\xi = \tilde{S}^* \bar{Q}_0 \left[r \left(1 + \frac{\alpha''}{\alpha_w}\right) + (\bar{e}^{\xi_0} - 1) \right] - \tilde{S}^* \bar{Q}_0 \bar{e}^{\xi_0} h^{(0)} \quad (10)$$

当 $n \neq 0$ 时

$$\frac{1}{k^*} \frac{\partial E^{(n)}}{\partial t} = \frac{\partial^2 E^{(n)}}{\partial \xi^2} - q_n^2 E^{(n)} + \tilde{S}^* \bar{Q}_0 \xi_0 \bar{e}^{\xi_0 \xi} S^{(n)} \quad (11)$$

$$\xi = 0, \quad E^{(n)} = 0 \quad (12)$$

$$\xi = 1, \quad \frac{\partial E^{(n)}}{\partial \xi} - q_n^2 \int_0^1 E^{(n)} d\xi = \tilde{S}^* \bar{Q}_0 \left[\left(\frac{\alpha''}{\alpha_w} + \bar{e}^{\xi_0}\right) S^{(n)} - \bar{e}^{\xi_0} h^{(n)} \right] \quad (13)$$

$p_n(x)$ 自动满足侧边界条件(4)–(5)。

在以上各式中, $k^* = \frac{k}{C^*}$, $\tilde{S}^* = \frac{\tilde{S}}{C^* k^*}$

$$q_n^2 = \frac{N^2 + Dn(n+1)}{C^* k^*},$$

$$H^{(0)} = h^{(0)} = \Gamma_0 + (\Gamma_1 - \Gamma_0) \left[(1 - x_s) - \frac{S^{(2)}}{2} (x_s^3 - x_s) \right]$$

$$h^{(2)} = -\frac{9}{4} S^{(2)} (\Gamma_1 - \Gamma_0) x_s^5 + \frac{5}{2} (S^{(2)} - 1) (\Gamma_1 - \Gamma_0) x_s^3 + \frac{5}{2} \left(1 - \frac{S^{(2)}}{2} \right) (\Gamma_1 - \Gamma_0) x_s + \Gamma_1 S^{(2)},$$

$H^{(n)} = 0$, (当 $n \neq 0$ 时),

$$\Gamma(x, x_s) = \begin{cases} \Gamma_1 & x > x_s, \\ \Gamma_0 & x < x_s, \end{cases}$$

$x_s = \sin \theta_s$, θ_s 为冰界纬度, 冰界由温度 $T = -10^\circ\text{C}$ 确定。

用显式差分格式分别算出 $E^{(0)}$, $E^{(n)}$ 后, 代入 (7) 式得到 E , 再根据 $T = (E/\sigma)^{1/4}$, 算出不同时刻温度随纬度和高度的分布。任一时刻的 T 得到后, 找出冰界线 x_s , 计算 $h^{(0)}$, $h^{(2)}$, 再算下一时刻的 T 。参数的选取与文[14]基本相同, 即取

$$S^{(0)} = 1, S^{(2)} = -0.482, S^{(4)} = -0.045,$$

$$\bar{Q}_0 = 0.48 \text{ 卡/厘米}^2 \cdot \text{分}, K' = \frac{K}{C_p \rho} = 10^5 \text{ 米}^2/\text{秒},$$

$$\rho = 1.3 \times 10^{-3} \text{ 克/厘米}^3, C_p = 0.24 \text{ 卡/}^\circ\text{K} \cdot \text{克},$$

$$\rho_e = 6 \times 10^{-6} \text{ 克/厘米}^3, \alpha'' = 0.25 \text{ 厘米}^2/\text{克}, \alpha_w = 1.25 \text{ 厘米}^2/\text{克},$$

$$\bar{T} = 283^\circ\text{K}, r = 0.5, \alpha_s = 100 \text{ 厘米}^2/\text{克}, a = 6371 \text{ 公里},$$

$$k_i = 42.5 \text{ 卡/厘米} \cdot \text{秒} \cdot ^\circ\text{K}, \Gamma_0 = 0.32, \Gamma_1 = 0.62,$$

$$\sigma = 0.824 \times 10^{-10} \text{ 卡/厘米}^2 \cdot \text{分} \cdot ^\circ\text{K}^4, \xi_0 = 0.4.$$

光学厚度的步长取 0.1, 它所对应的垂直空间步长, 相当于从低空的步长为几百米, 逐渐随高度增加, 到几公里和十几公里。时间步长每步约 3 分钟。并假设后一时刻的 E 场与前一时刻相比, 其最大误差已小于 10^{-7} 时, 则认为已达到定常解 (约算三千步可达到定常解)。初始条件取全球均匀, 但给出几个不同的值, 分别取 $E(\xi, x, 0) = 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5$ (卡/厘米²·分), 相当于初始温度为 $-86^\circ\text{C} - 4^\circ\text{C}$ 。

三、定常状态下的气候

到达平衡状态后, 在观测的太阳常数下 (取 $1.92 \text{ 卡/厘米}^2 \cdot \text{分}$), 计算出海平面温度随纬度的分布 (见图 1。图中“×”表示观测值), 可见计算结果与实际分布相当接近, 并与[14]的定常解的结果基本一致。

图 2 表示到达平衡状态后, 太阳常数与冰界纬度的关系。它与[14]中的定常解所得到的结果非常一致, 即要使冰界从现代的 72°N 南移到 50°N , 太阳常数要减小 17% 左右。所不同的是, 双解的下分支即图 2 中虚线这一段现在算不出来¹⁾, 这表明, 解的这一分枝不存在稳定的定常状态。我们在另一篇文章中将用严格的理论, 证明这解的分支的确是稳定的^[16]。

* 经计算可得出暖解, 或者出现全球冰封解, 得不到非全球冰封的冷解。

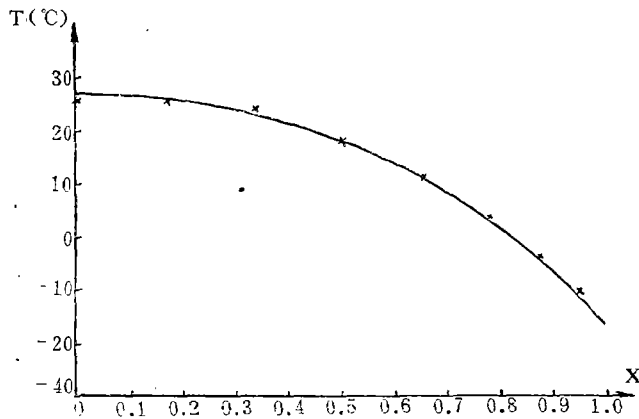


图 1 现在太阳常数下，海平面平均温度分布(“×”表示观测值)

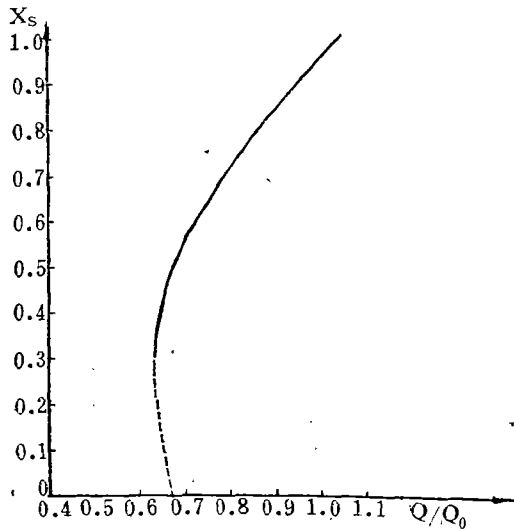


图 2 到达平衡状态后，冰界纬度对太阳常数的依赖关系

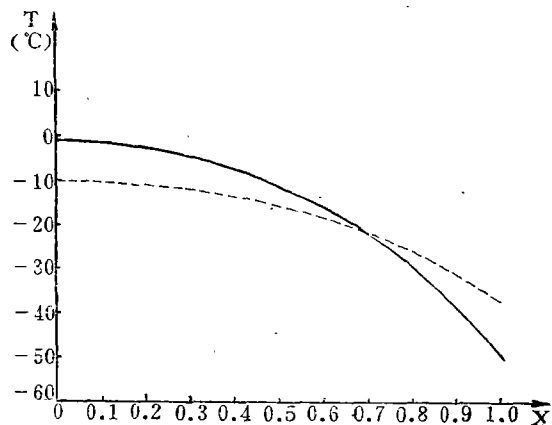


图 3 太阳常数比现在值减小 33%时，(即 $Q/Q_0=0.67$) 对应两个地面温度分布。
(实线对应的初始条件 $E(x, \xi, 0) \geq 0.3$ 卡/厘米²·分；
虚线对应 $E(x, \xi, 0) \leq 0.2$ 卡/厘米²·分)

计算表明，图 2 中解的上分支 ($Q/Q_0 > 0.67$)，初始温度不管给什么数值，当达到定常时所对应的地面温度分布都只有一种状态；而图 2 解的下分支 (即 Q/Q_0 等于 0.63—0.67 这一段)，在不同的初始温度下，如前述 (见¹⁾)，海平面的温度分布当到达定常时，将会出现两个状态，其中一个为图 2 实线所对应的温度分布，另一个是全球冰封的气候状态，后者只要初值取 $E(\xi, x, 0) \leq 0.2$ 就能得到。

图 3 表示 Q/Q_0 等于 0.67 时，在不同的初始条件下得到的两个地面温度分布。

我们对勒让德多项式的项数取前两项 ($n=0, 2$) 和取前三项 ($n=0, 2, 4$) 作了比较，发现结果并无太大差别。

四、参数的敏感性试验

当各种参数改变时,在现有的太阳常数下,海平面的温度分布见图 4—7。我们把各量的变化所引起的地面平均温度变化的情况列在表 1 中。由图及表 1 可看到,若 k_i 增大、 α_w 减小、 ξ_0 减小(即水汽密度减小)、 Q_0 减小都会使地面的平均温度下降。一般来说,它们造成的温度变化程度在赤道和在极地是不同的, α_w 使极地温度变化要比赤道的变化剧烈。而 k_i 相反,它使赤道温度变化比极地变化剧烈。 α'' 的作用很有意思,它增大时,使赤道变暖,极地变冷; α'' 减小时相反,赤道变冷,极地变暖。然而,不论 α'' 增大还是减小,地面的平均温度都几乎不变。 ξ_0 减小时,极地温度比赤道温度减小得厉害,但 ξ_0 增加时,极地温度比赤道温度增加得少。 K 和 α_s 的作用不明显,即使它们的值改变近一个量级,温度场的分布都几乎不变。

各种参数变化所引起的冰界纬度与太阳常数关系的变化见图 8—11。 K 和 α_s 同样起的作用不大。在同样的太阳常数下,若 k_i 增大, α'' 增大, α_w 减小,水汽密度减小(即 ξ_0 减小),都将使冰界纬度南移。由图可以看出,这些曲线的陡度都相差不大,即冰界纬度对太阳常数的依赖性都不敏感。

表 1 各种参数改变时,地面温度变化的情况

参 数	变 化 情 况	平均温度变化	赤道温度变化	极地温度变化
K	增大 5 倍	不变	不变	不变
α_s	改变一个量级	不变	不变	不变
k_i	+12%	-3°C	-6°C	-2.5°C
α_w	-20%	-7°C	-4°C	-14°C
ξ_0	-25%	-12°C	-8°C	-24°C
α''	-20%	几乎不变	-3°C	+6°C
Q_0	+1%	+0.7°C	+0.8°C	+0.7°C
Q_1	-1%	-0.7°C	-0.7°C	-0.6°C
Q_2	-10%	-7.5°C	-7.8°C	-6.6°C

上述分析只改变其中某一参数,所以必然脱离现代气候。下面我们从符合现代气候为出发点讨论问题,把 k_i , α'' , α_w 的值在允许范围内作各种排列组合,可以得到与实况相近的现代气候。表 2 是 4 组参数所得到的地面温度随纬度的分布,结果都与实况比较接近。表 3 是 4 组参数所得到的冰界纬度与太阳常数的依赖关系, $\Delta Q/Q_0$ 表示冰界纬度从现在的 72°N 南移到 50°N 时,太阳常数的减小量。表 4 是 4 组参数所取的值。可以看出,只要把参数调整到符合现代气候,则要出现冰河期,太阳常数就要减小 15—18% 左右。不管从那个角度看,我们的模式气候对太阳常数的依赖性都是不敏感的。

五、结 论

本文通过数值试验,证明了对非定常方程,当时间充分长时,的确存在定常解。这个定常解与文[14]定常问题的解析结果一致。得出了与实况接近的气候。但与国外大多数学者所用的一维 EBM 的结果不同,我们得到的冰界对太阳常数的依赖性要比一维 EBM

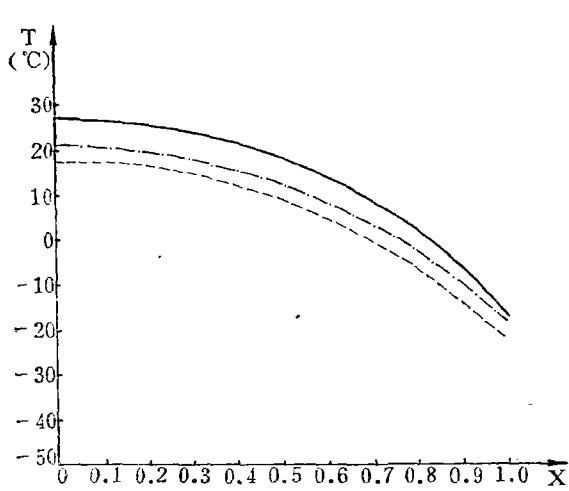


图 4 不同的 k , 对应的地面温度分布
(实线、点划线、虚线分别代表相应的 k 值为 42, 47, 51
卡/厘米·秒·°K)

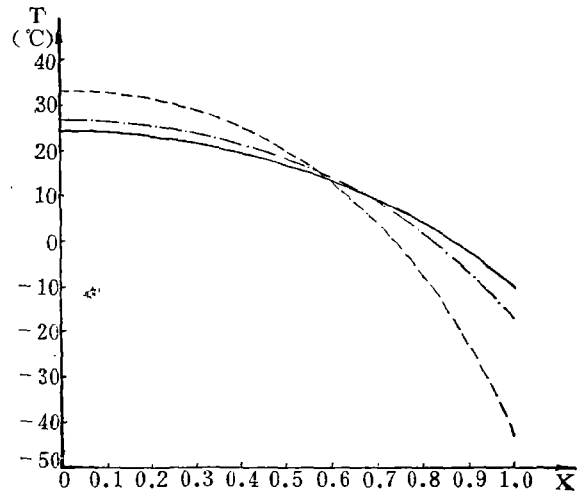


图 5 不同的 α'' 对应的地面温度分布
(实线、点划线、虚线分别代表相应的 α'' 值为
0.2, 0.25, 0.35 厘米²/克)

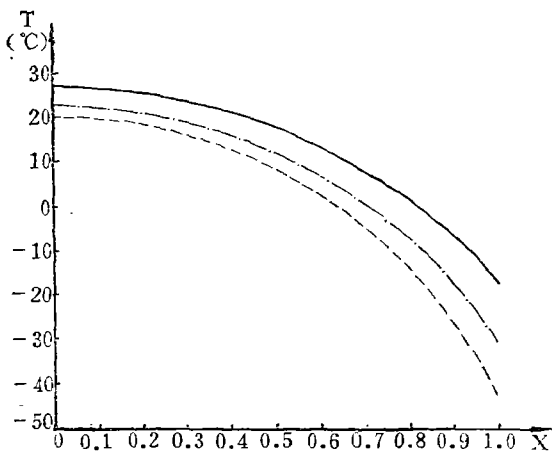


图 6 不同的 α_w 对应的地面温度分布
(实线、点划线、虚线分别代表相应的 α_w 值为 1.25,
1.0, 0.75 厘米²/克)

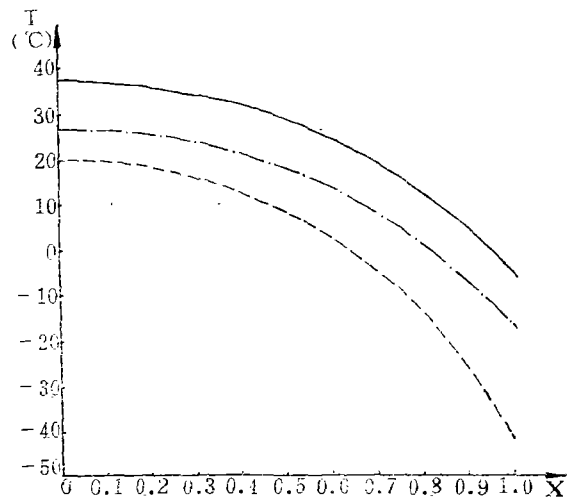


图 7 不同的水汽分布 (ρ_0 不同, 亦即 ξ_0 不同) 所对应的地面温度分布
(实线、点划线、虚线分别代表相应的 ξ_0 为
0.5, 0.4, 0.3)

稳定得多。比如：若要出现历史上的小冰河气候（即极冰线南移到 50°N ），太阳常数要比现在值减小 17% 左右，而一维 EBМ 只需太阳常数减小 2% 左右；对应于现有的太阳常数，我们只得到唯一的现代气候解，而一维 EBМ 存在多解；我们虽然也有多解现象，但这时太阳常数要比现有值减小 30% 以上，而且初始温度要非常低（约 -50°C ）才会出现，而一维 EBМ 只要太阳常数减小 2% 就出现多解。

分析参数的敏感性表明，各种参数即使改变 $\pm 20\%$ ，虽然气候状态会有所不同，但不

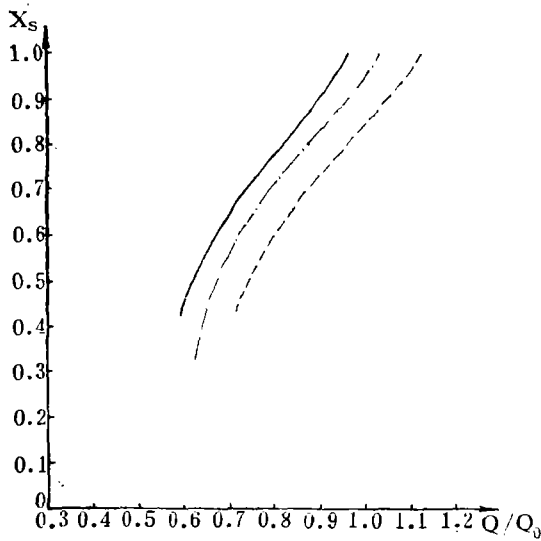


图 8 不同的 k , 所对应的冰界纬度与太阳常数的依赖关系
(实线、点划线、虚线分别代表相应的 k 值为 37.5, 42, 51 卡/厘米·秒·°K)

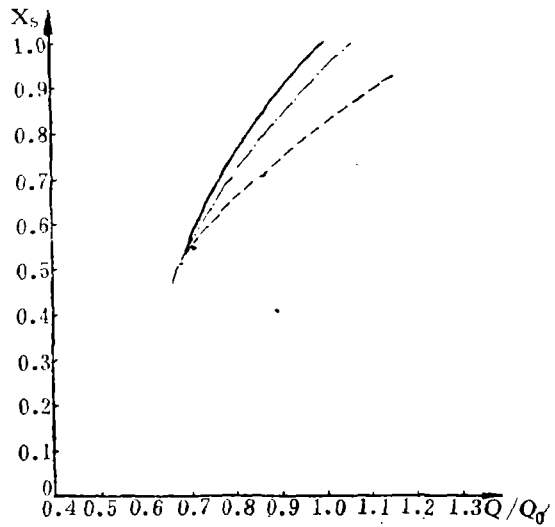


图 9 不同的 α^* 对应的冰界纬度与太阳常数的依赖关系
(实线、点划线、虚线分别代表相应的 α^* 值为 0.2, 0.25, 0.35 厘米²/克)

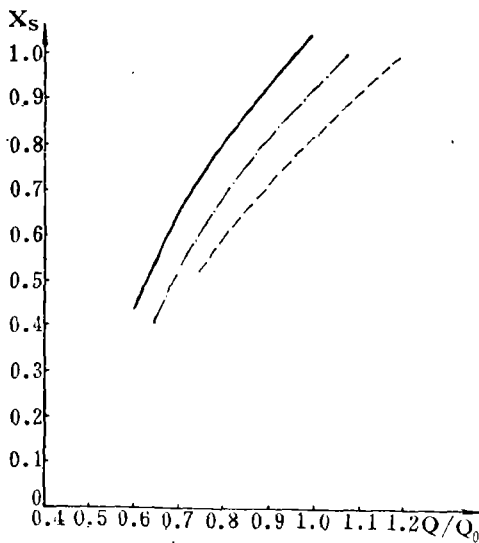


图 10 不同的 α_w 所对应的冰界纬度与太阳常数的依赖关系
(实线、点划线、虚线分别代表相应的 α_w 值为 1.5, 1.25, 1.0 厘米²/克)

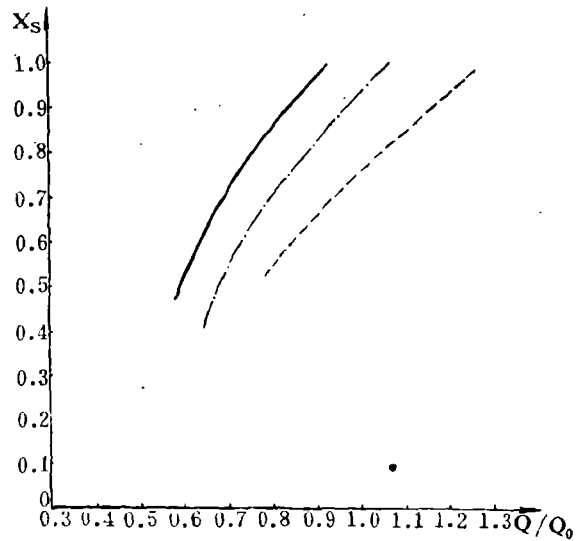


图 11 不同的 ξ 对应的冰界纬度与太阳常数的依赖关系
(实线、点划线、虚线分别代表相应的 ξ 为 0.5, 0.4, 0.3)

管参数如何变, 冰界纬度对太阳常数变化的依赖性几乎不变, 即都要减小 17% 左右才能出现冰期气候。这表明现代气候相对太阳常数的变化来讲, 是处在相当稳定的状态。这正是我们和国外一维 EBМ 在结论上最重要的差别。

我们认为, 所以存在上述差别, 是由于考虑的物理过程不同。在我们的模式中, 热量

表 2 四组参数得到的温度分布

$\sin\theta$ T (°C)	0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0
I	27.9	27.5	26.4	24.6	21.9	18.3	13.8	8.2	1.2	-7.4	-18.1
II	26.4	26.1	25.1	23.5	21.1	18.0	14.1	9.2	3.2	-4.1	-13.0
III	25.9	25.5	24.5	22.8	20.3	17.0	12.8	7.6	1.2	-6.6	-16.2
IV	28.6	28.2	27.2	25.4	22.9	19.6	15.4	10.1	3.7	-4.2	-13.9
实况	26.7	26.5	25.7	24.8	23.0	19.7	15.0	9.5	3.5	-4.0	

表 3 四组参数得到的冰界纬度与太阳常数的关系

$\sin\theta$ Q/Q_0	0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0	$\Delta Q/Q_0$
I	0.66	0.64	0.63	0.63	0.64	0.68	0.73	0.80	0.88	0.98	1.08	18%
II	0.66	0.65	0.64	0.64	0.65	0.68	0.72	0.78	0.85	0.93	1.01	15%
III	0.66	0.64	0.64	0.64	0.66	0.69	0.73	0.79	0.84	0.97	1.07	17%
IV	0.68	0.65	0.63	0.63	0.64	0.67	0.72	0.78	0.86	0.95	1.01	16%

表 4 四组参数的取值(其它参数与第二节所给相同)

参 数	α^* ([厘米] ² /克)	α_w ([厘米] ² /克)	k_r (卡/[厘米] ² ·分·°K)
I	0.25	1.25	2400
II	0.25	1.50	2700
III	0.35	1.25	2700
IV	0.10	1.50	2400

平衡过程除了包括一维 EBM 的所有过程外,还包括了大气在垂直方向的热量平衡过程,即垂直湍流交换和长波辐射平衡。因此,因某种原因使地面温度降低(即极冰延伸)后,除了因反照率引起温度继续降低的正反馈外,还会引起其它抑制温度继续降低的过程,如由于地面温度变冷,向上外逸的长波辐射和湍流热量交换都要减少,同时尚有大气向下的长波辐射,这些过程都是制约温度继续下降的。总之,地表温度的变化,是在地球表面热量平衡下进行的,这时各种相互制约的物理过程都在起作用。而不是像一维模式那样,主要只依赖于冰对短波辐射的反照率。事实上,我们的计算结果也表明,在所有参数中,热量垂直交换系数和辐射能传输对短波和长波的吸收系数,是使气候状态改变的重要参数,而这些过程恰巧是一维 EBM 没有考虑的,一去掉这些过程,立刻变成像一维模式那样,气候对太阳常数就显得异常敏感了(与一维 EBM 的比较可参看文[14])。

致谢: 本文是在巢纪平教授的指导下完成的,特致衷心感谢。

参 考 文 献

- [1] Budyko, M. I., *Tellus*, **21** (1969), 611.
 [2] Sellers, W. D., *J. Appl. Meteor.*, **8** (1969), 392.
 [3] Schneider, S. H. & T. Gal-Chen, *J. Geophys. Res.*, **78** (1973), 6182.
 [4] Ghil, M., *J. Atmos. Sci.*, **33** (1976), 3.
 [5] Held, I. M. & M. J. Suarez, *Tellus*, **26** (1974), 613.
 [6] Chylek, P. & J. A. Coakley, *J. Atmos. Sci.*, **32** (1975), 675.
 [7] North, G. R., *ibid.*, **32** (1975), 1301.
 [8] North, G. R., *ibid.*, **32** (1975), 2033.
 [9] Faegre, A., *J. Appl. Meteor.*, **11** (1972), 4.
 [10] Drazin, P. G. & D. H. Griffel, *J. Atmos. Sci.*, **34** (1977), 1696.
 [11] Oerlemans, J., & H. M. Van Den Dool, *J. Atmos. Sci.*, **35** (1978), 371.
 [12] Lindzen, R. S., & B. Farrell, *ibid.*, **34** (1977), 1487.
 [13] Lian, M. S. & R. D. Cess, *ibid.*, **34** (1977), 1058.
 [14] 巢纪平、陈英仪, 中国科学 1979 年 12 期, 1198.
 [15] 郭晓岚(H. L. Kuo), *Pure & Appl. Geophys.*, 109 (1973), 1870.
 [16] 陈英仪, 二维能量平衡模式中极冰对气候的影响——解的稳定性分析(-)。

**THE EFFECTS OF ICE CAPS ON THE GLOBAL
 CLIMATE IN TWO-DIMENSIONAL ENERGY
 BALANCE MODEL, PART II. ANALYSIS OF
 THE SENSIBILITY TO VARIOUS PARAMETERS**

Chen Ying-yi

(*Institute of Atmospheric Physics, Academia Sinica*)

Abstract

The effects of ice caps-temperature-albedo feedback on the global climate are studied with a time-dependent two-dimensional energy balance model. The existence of a steady-state solution is shown by numerical experiments. In contrast to the result of one-dimensional models used by other investigators, this steady-state solution corresponding to the observed solar constant is unique. If the ice ages should occur, i.e. ice edge reaching about 50°N , the solar constant would decrease about 17%. It is also found that even various parameters be changed about $\pm 20\%$, the dependence of the latitude of ice edge on solar constant is almost invariable. This shows that the existing climate is fairly stable. Among the parameters influencing climate, the coefficient of turbulent exchange of heat in vertical directions and the absorption coefficients of radiation are most important ones. Therefore the vertical transport process of the energy may play a dominant role in determining climatic state. It is just such a process which was not taken into account in one-dimensional energy balance model.