

40000 年气候温度变化的尺度分析

S. Lovejoy D. Schertzer

根据氧的同位素 O^{18}/O^{16} 的比率推断出的古温度, 确定无疑地表明, 在所有观测到的时间尺度上均存在着温度的气候振动。这是没有什么奇怪的, 因为气候方程肯定是非线性的; 正如 Lorenz^[1] 最先提出的那样, 由气候方程往往会得出异常变化的气候。本文应用温度和古温度资料来说明, 从 5~40000 年的气候温度振动具有尺度性, 其参数 $H \sim 0.4$ 。这也就是说, 在频率 f 处的振动能量具有如下形式

$$f^{-(1+2H)} = f^{-\beta} \sim f^{-1.8}$$

它非常接近于大家所熟知的对均匀各向同性湍流所预期的 $f^{-5/3}$ 谱。

函数 $T(t)$ 可用参数 H 来划分尺度, 如果对于任意的 Δt 和因子 λ , 振动 ΔT 遵从以下关系式

$$\Delta T(\lambda \Delta t) = \lambda^H \Delta T(\Delta t) \quad (1)$$

等式 (1) 可以理解为概率分布意义上的相等。

Mandelbrot^[2,3] 指出, 尺度分析方法具有普遍性, 它是分位理论 (the theory of fractals) 的核心^[4]。这里未给出尺度分析和方程之间的联系, 近年来在这方面已经就 Navier-Stokes 方程取得了相当的进展, 参看[5]。

用经验方法验证上述尺度分析假定以及确定 H 和 β , 均需要研究温度和温度谱。在研究周期性外力作用时已经对温度谱进行了研究。这些谱确实普遍显示出了 $f^{-1.8}$ 形式 (见[6])。这一事实已为本文作者所证实。但是, 这样分析的大多数样本, 在频率上仅能覆盖一个量级左右, 因此 $f^{-1.8}$ 的整个廓线没有得到广泛承认。下面, 我们来直接分析温度和古温度序列。直接分析的优点是, 可以用具有物理意义的温度差来直接解释所得结果。

为了对气候温度建立方程^[1]。我们用经验方法确定作为时间间隔 Δt 函数的温度变化 (记作 ΔT) 的标准差。该标准差 (记作 $S(\Delta t)$) 乃是 δ 方差或结构函数的平方根, 用下式确定:

$$S(\Delta t) \cong \langle (\Delta T(\Delta t))^2 \rangle^{1/2}$$

H 可以根据 $\lg S - \lg \Delta t$ 图上的斜率来确定。

使用 Manley 的英格兰中部的资料^[7] (1659~

1975) 和布迪科的北半球资料^[8] (1880~1969) 进行了分析, 确定了在 Δt 很小时 ΔT 的特征, 分析结果如图 1 所示。从 Manley 的资料可以看出, 在 300 多年资料长度范围内, S 与 Δt 大体上无关, 这说明英格兰中部的温度大体上是定常的, 波动幅度约为 $0.88 K$ (由谱分析得出, 见[9])。布迪科的北半球温度则有明显差别, 它服从 $S(\Delta t) \sim 0.077 \Delta t^H$ 的规律, 其中 $H \sim 0.4$ 。参见图 1 上的直线。因为布迪科将原始资料作了 5 年滑动平均, 所以不能用来研究较短时间尺度的振动^[10]。如果将图 1 中的直线外推到 $\Delta t = 1$ 年, 则可以看出 $S(1) \sim 0.077 K$, 此值与温度年振动特征值的其他一些估计大致相当。例如 Sutera^[11] 给出的估计值为 $0.16 K$ 。

英格兰中部与北半球的温度年变化约相差 10 倍左右, 这反映出这样一个事实, 即: 当对整个半球取平均时, 地区的温度变化将大大地被平滑掉。实际上, 在 $0.077 \Delta t^{0.4} < 0.88$ 或 $\Delta t < 450$ 年的范围内, 不能认为半球变化会超过局地变化。因此我们认为, 在 $\Delta t < 450$ 年时, 局地温度是近似定常的 (平坦的 $S(\Delta t)$), 以后则遵从 $S(\Delta t) = 0.077 \Delta t^{0.4}$ 。对不同时空尺度上的温度波动之间的关系进行系统的研究, 无疑将能在 450 年的尺度处看到这种明显的过渡性质。

可以使用从南、北极地区冰芯取样得到的 O^{18}/O^{16} 比值推算出古温度, 据以检验以上结论^[12]。由于较轻的 H_2O^{16} 比较重的 H_2O^{18} 更容易蒸发, 因此造成冰芯中 O^{18} 含量的不足。不足量与蒸发和凝华时的温度密切相关。如果确实是这样, 则我们就可以根据 O^{18}/O^{16} 的比率推算出局地温度, 这是因为局地环境对这类过程有很大影响。图 1 给出了由南、北极地区冰芯取样得出的 $S(\Delta t)$ 。 $\Delta t \sim 300$ 年时的 $S(\Delta t)$ 值 (Manley 的资料) 被用来作为校准点。这时, 古温度的 $S(\Delta t)$ 值非常接近预期的特征, 如图 1 中的直线所示。

因为地球的温度有限制, 所以这种特征最终必然会发生改变。在冰芯资料中, 从 $S(\Delta t)$ 的峰值 (遗憾的是在这些资料序列的最后部分, 即位于 $\Delta t \sim 8 \times 10^4$ 年处) 可以看出特征的这种变化。为了研究

这些尺度上的 $S(\Delta t)$ ，我们再来根据海底取样进行分析。解释海底取样并不象解释冰芯取样那样简单。例如，从古代浮游生物沉积下的碳酸钙可以得到 O^{18}/O^{16} 的比率。在这种情况下，该比率不仅取决于当时浮游生物生活过的海水表层的温度，而且还取决于周围水域内的 O^{18}/O^{16} 比率，因而又取决于冰冠的水体体积。目前普遍认为，后者起着主要的作用^[10]，也就是说，海底取样的比率可以很好地用冰冠的水体体积来作解释。然而，在 $10^4 \sim 10^6$ 年的时

间尺度上，冰冠大小的波动变化无疑是与全球平均温度相关的。这说明，在 $10^4 \sim 10^6$ 年的时间长度内，使用海底取样方法推测温度是合理的。

图 1 是根据 Shackleton 和 Opdike 分析的資料绘成的^[12]。所得到的 $S(\Delta t)$ 曲线尺度特征是：当 $\Delta t \leq 4 \times 10^4$ 年时， $H \sim 0.4$ ；当 $\Delta t > 4 \times 10^4$ 年时， $S(\Delta t)$ 近似为常数。根据[13]中注明的时间，将 $H \sim 0.4$ 的一段与冰芯资料连结起来，即得出图中的 $S(\Delta t)$ 曲线，它能较好地拟合冰芯资料，只是在冰芯资

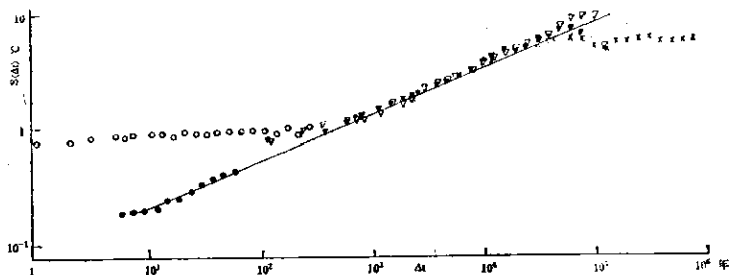


图 1 $S(\Delta t)$ 与 Δt 的关系图。黑圆点：布迪科北半球平均值^[8]；空心圆点：Manley 的英格兰中部温度^[7]；实心三角形：南极冰芯取样资料^[12]；空心三角形：北极冰芯取样资料^[12]；×：海底取样资料^[13]。

直线表示函数 $S(\Delta t) = 0.077 \Delta t^{0.4}$

料峰值附近的区域内拟合得不好。

以上的分析表明，可以对以往 9×10^5 年的温度变化作如下简单的解释。逐年温度变化 0.077 K 可以外推到 4×10^4 年，这时假设它的变化指数 $H \sim 0.4$ 。因此在这段时间净温度改变量近似为 $0.077(4 \times 10^4)^{0.4} \sim 5.3 \text{ K}$ 。大约在这个时间尺度上，过程变成定常（可能具有较大的振荡分量），也就是说在大于 10^5 年的时间尺度上，温度改变 $\sim \pm 2.7 \text{ K}$ 所需特征时间为 $\sim 2 \times 4 \times 10^4 = 8 \times 10^4$ 年（关于这一特征的详细性质和原因已超出本文讨论范围）。以上解释是与 Emiliani 和 Shackleton^[14] 独立获得的分析结果相一致的，他们认为，在过去的 $4 \sim 6 \times 10^5$ 年间，温度变化为 $\pm 3 \text{ K}$ ，其间约有 $6 \sim 7$ 次强烈振荡。

重要的是确定以上对 ΔT 所作估计的精度，因为当 $\Delta t > 40000$ 年时 ΔT 的振幅是很敏感的。例如，当 $H = 0.5$ 时，所得出的温度变化 ΔT 值可能过大，与其他的计算值不符；当 $H = 1/3$ 时， $\Delta T = \pm 1.7 \text{ K}$ 。 H 值在理论上亦是很重要的。如上所述， $H = 1/3$ 乃是对均匀各向同性湍流所预期的温度尺度特征。

为了估计 H 的精度，使用了 R/S 分析方法对长期过程的关系作了粗略的计算。这种统计方法之所以粗略，是因为它对长期趋势附近的大范围振动不

敏感。它的缺点是，对于短期序列容易发生偏差。用这种方法对 $4000 < \Delta t < 40000$ 年的南、北极地区冰芯取样序列进行计算，分别得出 $H = 0.404$ 和 $H = 0.420$ 。 $\lg R/S$ 与 $\lg \Delta t$ 之间的相关系数分别为 0.985 和 0.995 。因此我们估计 $H \sim 0.41 \pm 0.02$ 。但是，由于 $S(1)$ 值的不确定性，无法保证获得比 $S(\Delta t) \sim 0.077 \Delta t^{0.4}$ 更为精确的表达式。

如果要用固定的物理法则（例如气候方程）来解释气候温度振动的话，就应该首先明确这些振动的某些统计特征的稳定性。图 1 中 $S(\Delta t)$ 的变化表明，在 $\Delta t < 40000$ 年的尺度范围内温度是非定常的。但是，温度振动（增量）本身却有可能是定常的。因此我们可以对于 T 和古温度的增量计算 $S'(\Delta t)$ 。使用与前面同样的标尺，即得到较为定常的 $S'(\Delta t)$ 函数，如图 2 所示。注意 $S'(\Delta t)$ 函数的量值通常是随着不同种类的资料而异的。但是，用冰芯取样资料算出的 $S'(\Delta t)$ 值却与用 Manley 的英格兰中部资料的计算值十分相近，这说明使用冰芯资料计算局地温度是合理的。

在我们明确了增量的定常性之后，即可想象出许多不同的机制来解释 $S(\Delta t)$ 经验函数。例如，利用湍流理论就能解释作为两种状态分界的 $\Delta t \sim 40000$ 年处温度曲线斜率的变化，一种是以能量输

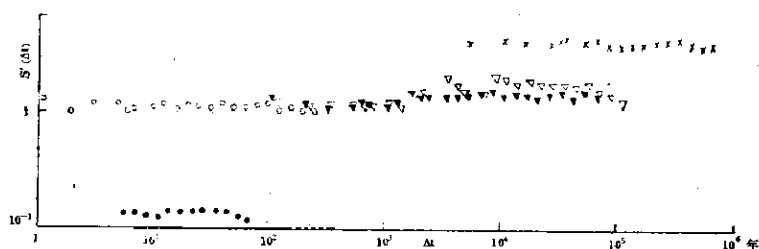


图2 同图1,只不过 $S'(\Delta t)$ 是根据温度和古温度差值的时间序列确定的。古温度的标尺同图1

入为主的状态($\pm 2.7\text{K}$);另一种是以能量通过非线性相互作用逐级传递到越来越小尺度为主的状态(对于 $\Delta t < 40000$ 年)。再一种解释(未必与第一种解释矛盾)是在尺度分析中,温度变化是因为随机振动的积累造成的。如果这些振动是独立的,那末温度将会与布朗运动质点的坐标作同样的变化,我们将得到 $H = 0.5$ 。如果 $H < 0.5$,则表示振动有逐渐消失(可能要经过一段长时间)的趋势。从物理上说,这是由于在所有时间尺度上均起作用的气候系统的各部分之间存在着负反馈造成的。当 $\Delta t \sim 4 \times 10^4$ 年时,振动的幅度会使得一些新的物理过程变得重要起来,并能阻止温度超过 $\pm 2.7\text{K}$ 的变化范围。

上述结果可以概括如下:

1. 当 $\Delta t < 450$ 年时,半球平均的气候温度变化小于局地变化值($\sim 0.88\text{K}$); $\Delta t > 450$ 年时,则相反。

2. 半球温度振动幅度为 $0.077\text{K}/\text{年}$,其变化服从尺度律 $S(\Delta t) \sim 0.077 \Delta t^H$,当 $5 < \Delta t \lesssim 4 \times 10^4$ 年时, $H \sim 0.4$ 。

3. 当时间尺度大于 $\sim 4 \times 10^4$ 年时,温度变化在 $2 \times 4 \times 10^4 = 8 \times 10^4$ 年的特征时间尺度上是定常的,振幅为 $\pm 2.7\text{K}$ 。此尺度上的特征是可能具有振荡分量。

4. 温度的增量是定常的。因此温度的振动可用非线性串级变化来解释,或者可用 40000 年以内的所有尺度上起作用的一系列反馈环(feedback loops)来解释。

如果上述分析正确,则可通过把经验曲线 $S(\Delta t)$ 拟合成图1所示曲线来定出古温度。如果所要求的温度标尺或时间标尺近似线性的话(经常是这种情况),则这种方法是可行的。

最后,如能考虑一下当 $\Delta t < 5$ 年时半球的 $S(\Delta t)$ 变化特征也是很有趣的。可以一直推论到以秒为单位的的时间尺度,这时对于局地温度也同样可以使用类似的尺度分析方法。

参 考 文 献

- [1] Lorenz, E. N., Tellus, Vol. 16, No. 1, 1964.
- [2] Mandelbrot, B., Fractals, Freeman, San Francisco, 1977.
- [3] Mandelbrot, B., The Fractal Geometry of Nature, Freeman, San Francisco, 1982.
- [4] Mandelbrot, B., J. R. Wallis, Wat. Resour., Res., Vol. 5, p. 321, 1969.
- [5] Chorin, A. J., Comm. In Pure and Appl. Math., Vol. 34, pp. 853-866, 1981.
- [6] Hays, J. D., J. Imbrie, N. J. Shackleton, Science, Vol. 194, No. 1121, 1976.
- [7] Manley, M. N., Quart. J. Roy. Met. Soc. Vol. 100, No. 389, 1974.
- [8] Budyko, M. N., Tellus, Vol. 21, 1969.
- [9] Mason, B. J., Quart. J., Roy. Met. Soc., Vol. 102, No. 473, 1976.
- [10] Monin, A. S., A. M. Yaglom, Statistical Fluid Mech., Vol. II, MIT Press, 1975.
- [11] Sutera, A., Quart. J., Roy. Met. Soc., Vol. 107, No. 137, 1981.
- [12] Johnsen, S. J., W. Dansgaard, H. B. Clausen, C. C. Langway jr., Nature, Vol. 235, No. 429, 1972.
- [13] Shackleton, N. J., N. D. Opdyke, Quaternary Res., Vol. 3, No. 39, 1973.
- [14] Emiliani, C., N. J. Shackleton, Science, Vol. 183, No. 511, 1974.

史国宁摘译自法国国家气象局研究报告

1983. 2.

周诗健校