

全球变暖对高温破纪录事件规律性的影响^{*}

宗序平¹⁾ 李明辉¹⁾ 熊开国²⁾ 胡经国^{2)†}

1) (扬州大学数学科学与技术学院, 扬州 225002)

2) (扬州大学物理科学与技术学院, 扬州 225002)

(2009 年 12 月 21 日收到; 2010 年 3 月 8 日收到修改稿)

分别采用高斯分布函数和偏态分布函数分析了厦门市 1954—2004 年 51 年日观测温度资料中的高温破纪录事件的统计规律, 并以此采用蒙特卡罗方法对厦门市未来高温破纪录事件发展趋势进行了模拟. 结果显示: 厦门近 50 年来 6 月的日温度观测资料更符合偏态函数统计规律性; 但理论研究表明偏态函数与高斯函数有着同样的收敛极限, 即 Gumbel 分布函数. 模拟结果还显示: 在全球变暖背景下的基于偏态函数分布的蒙特卡罗模拟能较好地揭示未来厦门市极端事件发生规律, 并对厦门未来的 10 年 6 月份日温度概率分布做了预测. 全球变暖背景, 一方面使日均温度升高; 另一方面增加了高温破纪录事件发生的概率. 并基于中国 131 个站点 1954—2004 年 51 年日观测温度资料, 给出了中国未来 10 年 6 月日平均温度的最概然温度分布图.

关键词: 高温破纪录事件, 蒙特卡罗模拟, 偏态分布函数

PACC: 9260X, 9260S, 0270

1. 引 言

自 20 世纪 80 年代以来, 在全球变暖的大背景下, 极端气候事件频繁发生, 如何描述和监测极端气候或表征气候极值的各种统计特征及其变化规律, 已经成为气候变化研究的重要课题之一^[1-8]. 长期以来, 人们主要偏重于对平均气候变化的研究^[9-15], 对极端气候变化规律的研究还相当不够, 作为极端事件之一的高温破纪录事件, 研究其发生规律, 特别是全球变暖背景下其发生强度和频率的改变无疑具有重要的科学意义和实用价值.

蒙特卡罗方法是以概率统计理论为指导的一类数值计算方法, 许多数学、物理、工程技术中的实际问题, 都可以归结为某种概率统计模型, 然后用统计方法给出此模型数值解的统计估计值^[16]. 在气候影响研究中, 可通过蒙特卡罗 (MC) 随机方法模拟不同参数下的极端温度时间序列, 而模拟中不同的参数则代表了气候背景条件的改变^[17-41], 从而可以估算出不同气候背景下极端温度发生的概率. 而且通过蒙特卡罗随机方法模拟可以较好的克服实

际观测数据短缺等一系列的问题, 对于研究长期气候特征及其变化规律具有重要的意义.

本文首先基于极端事件的基本统计思想^[21-28], 分别考虑原始资料满足高斯分布, 偏态分布等, 通过完整的数理理论推导得到了第 k 个破纪录温度的平均发生强度、绝对发生强度、平均发生时间, 以及第 k 个破纪录温度等于某值的概率、未来第 t 年发生高温破纪录事件的概率等系列物理量. 结合厦门市的实际观测资料, 对厦门市高温破纪录事件最可能发生强度及相应的发生概率进行了预测. 结果显示基于偏态函数的 MC 模拟更具有普遍性; 同时, 对基于偏态函数的破纪录高温事件进行了理论分析; 并由此, 基于中国 131 个站点 1954—2004 年 51 年日观测温度资料, 给出了中国未来 10 年 6 月日平均温度的最概然温度分布图.

2. 日温度观测资料的偏态函数统计

本文所用的实测温度数据取自国家气象信息中心公布的厦门市 1954—2004 年 51 年逐日的观测最高温度、日平均温度和日最低温度. 为了对厦门

^{*} 科技部支撑项目“极端气候事件的检测和可预测性关键技术研发” (批准号: 2007BAC29B01), 国家自然科学基金 (批准号: 40875040, 40775048), 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2006CB400503), 公益性行业科研专项 (批准号: GYHY200906014) 资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: jghu@yzu.edu.cn

市 51 年来的最高温度、温度以及最低温度的变化情况有直观的了解,文中首先给出 51 年来三者的年均变化趋势图.由图 1 可以看出,厦门市气候变化和全球气候变化整体上是一致的,即呈现增暖趋势.相比较 20 世纪的全球平均变暖速率 $0.006^{\circ}\text{C}/\text{a}$,近 51 年来厦门年平均增暖速率为 $0.025^{\circ}\text{C}/\text{a}$,年平均最低、最高温度的增暖速率分别为 $0.031^{\circ}\text{C}/\text{a}$, $0.019^{\circ}\text{C}/\text{a}$,增暖现象显著,其中年平均最低温度增暖最为明显.

为了了解高温破纪录事件的发生强度和发生频次,首先需要知道具体某日(同日)的日温度概率密度分布^[21,22],本文在对日温度概率密度分布进行统计的时候采用的是日平均温度.对于厦门市,观测资料为 1954—2004 年共 51 年,那么某日(同日)的统计样本就只有 51 个,考虑到样本量太少,统计分布曲线波动比较大,将同日的日温度概率密度分布用同月的日温度概率密度分布进行统计.如对 1 月的逐日温度进行统计时,将使用 1954—2004 年共 51 个 1 月份的逐日温度数据,那么扩充以后的统计

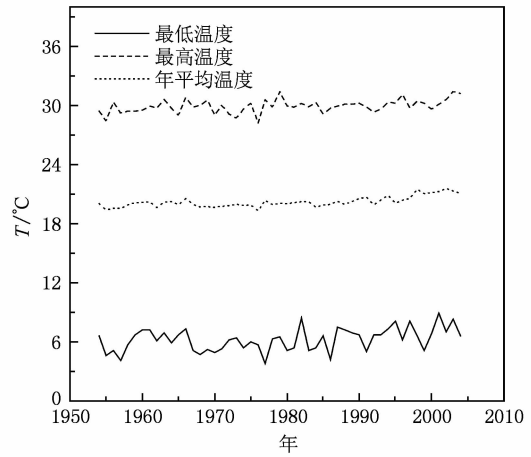


图 1 厦门市 1954—2004 年 51 年的年平均最高温度、年平均温度以及年平均最低温度变化趋势

样本量为 1581,在一定程度上克服了统计样本量少造成统计曲线波动较大等问题.

图 2 可以明显地看出 1 月,4 月,10 月的日温度概率密度分布较好的满足高斯分布,而 6 月的日温

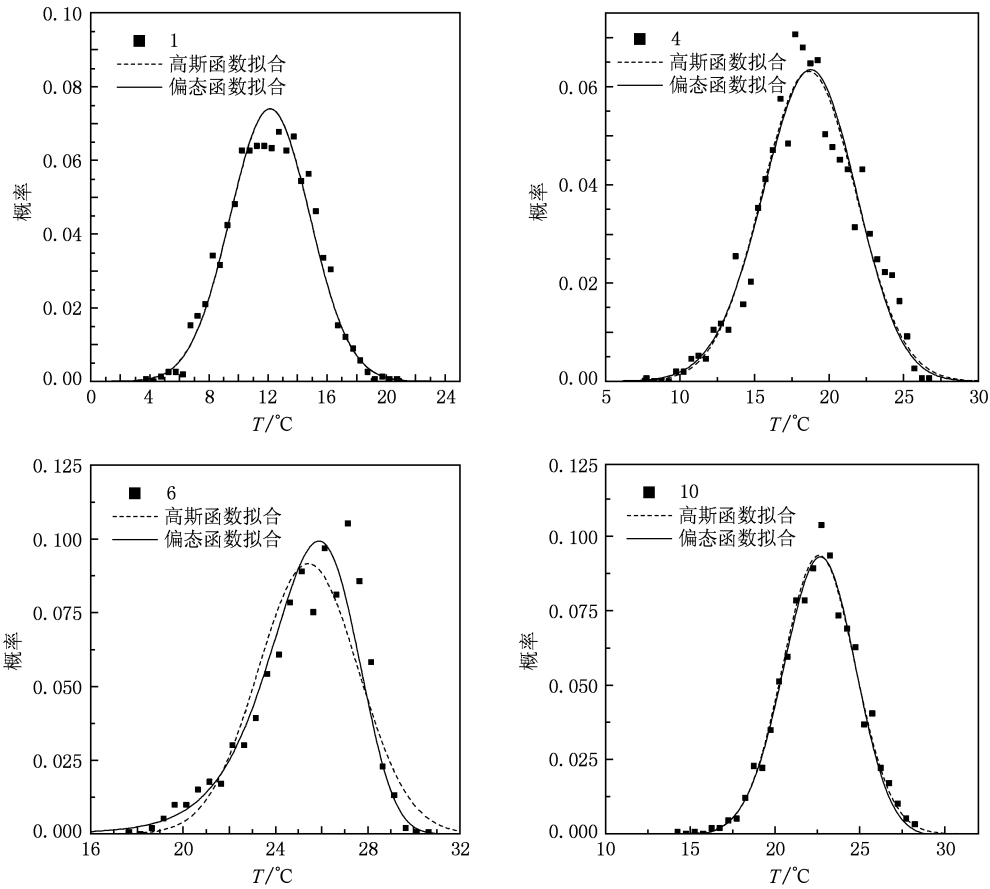


图 2 厦门市 1 月,4 月,6 月,10 月的日温度概率密度分布(点为实测温度,虚线为高斯函数拟合,实线为偏态函数拟合)

度概率密度分布则用偏态函数拟合要明显地优于高斯函数的. 进一步对其他月份的日温度概率密度分布进行了统计分析, 发现其他月份的日温度概率密度分布的偏态函数拟合均可以近似地退化为高斯函数拟合. 因此基于偏态函数模型研究厦门市的日温度破纪录事件规律更可靠、更普适.

3. 破纪录高温事件的偏态函数理论预测

破纪录高温即传统意义上的打破历史纪录的温度观测值, 主要表现为当前温度一定高于以前所有的温度观测纪录, 所有破纪录温度组成的新序列就是一条递增的温度序列. 对于一条长度为 N 的温度序列 $T(i), i = 1, 2, \dots, N$. 对于普遍关注的第 k 个破纪录温度的平均发生强度和或第 k 个破纪录温度的最可能发生强度和最可能发生时间, 本中用 T_k 表示第 k 个破纪录温度发生强度, 相对应的发生时间用 t_k 表示. 理论上, 对于概率密度为偏态分布的温度随机序列, 其概率密度分布函数为

$$p(T) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma} \bar{T}^\lambda} e^{-\frac{(T-\bar{T})^2}{2\lambda^2\sigma^2\bar{T}^{2\lambda}}} T^{\lambda-1}, \quad (1)$$

其中 \bar{T} 为某日的日平均温度, σ 为相应 Box-Cox 变换后的标准偏差, λ 为相应 Box-Cox 变换中的指数, 对于厦门市 6 月的日温度, \bar{T}, σ 和 λ 的值分别为 $26.7^\circ\text{C}, 0.06^\circ\text{C}$ 和 4.003°C .

破纪录温度的极限分布如下:

$$F(T) = \int_{-\infty}^x p(y) dy \\ = \int_{-\infty}^x \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma} \bar{T}^\lambda} e^{-\frac{(y-\bar{T})^2}{2\lambda^2\sigma^2\bar{T}^{2\lambda}}} y^{\lambda-1} dy, \quad (2)$$

令 $\left(\frac{y}{\bar{T}}\right)^\lambda - 1 = z$, 则 $y = (\lambda z + 1)^{\frac{1}{\lambda}} \bar{T}, dy = (\lambda z + 1)^{\frac{1}{\lambda}-1} \bar{T} dz$,

$$F(T) = \int_{-\infty}^x p(y) dy = \int_{-\infty}^{\left(\frac{x}{\bar{T}}\right)^\lambda - 1} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} e^{-\frac{z^2}{2\sigma^2}} dz.$$

对于某一个有限值 $a, \int_0^a F(y) dy < +\infty$.

则对于所有的 $x > 0$,

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1 - F(t + xR(t))}{1 - F(t)} = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1 - \int_{-\infty}^{\left(\frac{t+xR(t)}{\bar{T}}\right)^\lambda - 1} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} e^{-\frac{z^2}{2\sigma^2}} dz}{1 - \int_{-\infty}^{\left(\frac{t}{\bar{T}}\right)^\lambda - 1} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} e^{-\frac{z^2}{2\sigma^2}} dz} \\ = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{-\exp\left[-\frac{\left(\left(\frac{t+xR(t)}{\bar{T}}\right)^\lambda - 1\right)^2}{2\sigma^2\lambda^2}\right] \lambda \left(\frac{t+xR(t)}{\bar{T}}\right)^{\lambda-1} (1+xR'(t)) \frac{1}{\bar{T}}}{-\exp\left[-\frac{\left(\left(\frac{t}{\bar{T}}\right)^\lambda - 1\right)^2}{2\sigma^2\lambda^2}\right] \lambda \left(\frac{t}{\bar{T}}\right)^{\lambda-1} \frac{1}{\bar{T}}},$$

取

$$R(t) = t^{1-2\lambda} \sigma^2 \lambda \bar{T}^{2\lambda} (\lambda > 1) \\ = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{\exp\left[-\frac{\left(\left(\frac{t+xt^{1-2\lambda}\sigma^2\lambda\bar{T}^{2\lambda}}{\bar{T}}\right)^\lambda - 1\right)^2}{2\sigma^2\lambda^2}\right] (t+xt^{1-2\lambda}\sigma^2\lambda\bar{T}^{2\lambda})^{\lambda-1}}{\exp\left[-\frac{\left(\left(\frac{t}{\bar{T}}\right)^\lambda - 1\right)^2}{2\sigma^2\lambda^2}\right] t^{\lambda-1}} \\ = \lim_{t \rightarrow \infty} e^{-\left(\frac{(1+xt-2\lambda\sigma^2\lambda\bar{T}^{2\lambda})2\lambda-1}{2\sigma^2\lambda^2\bar{T}^{2\lambda}}\right)t^{2\lambda} + \frac{t^\lambda(1-(1+xt-2\lambda\sigma^2\lambda\bar{T}^{2\lambda})\lambda)}{\sigma^2\lambda^2\bar{T}^\lambda}},$$

因为

$$R(t) = t^{1-2\lambda} \sigma^2 \lambda \bar{T}^{2\lambda} \xrightarrow{t \rightarrow \infty} 0,$$

$$\begin{aligned} & \left((1 + xt^{-2\lambda} \sigma^2 \lambda \bar{T}^{2\lambda})^{2\lambda} - 1 \right) \xrightarrow{t \rightarrow \infty} 2\lambda xt^{-2\lambda} \sigma^2 \lambda \bar{T}^{2\lambda} \xrightarrow{t \rightarrow \infty} \lim_{t \rightarrow \infty} e^{-\left(\frac{2\lambda xt^{-2\lambda} \sigma^2 \lambda \bar{T}^{2\lambda}}{2\sigma^2 \lambda^2 \bar{T}^{2\lambda}} + \frac{t^{\lambda} \lambda xt^{-2\lambda} \sigma^2 \lambda \bar{T}^{2\lambda}}{\sigma^2 \lambda^2 \bar{T}^{\lambda}} \right)} \\ & = \lim_{t \rightarrow \infty} e^{-\left(x + \frac{\bar{T}^{\lambda}}{t^{\lambda}} \right)} \xrightarrow{t \rightarrow \infty} e^{-x}, \end{aligned} \tag{3}$$

所以当 $t \rightarrow \infty$ 时, 并且有 $1 - F(a_n) = \frac{1}{n}$, 即

$$\int_{-\infty}^{a_n} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma} T^{\lambda}} e^{-\frac{(y\lambda - \bar{T}\lambda)^2}{2\lambda^2 \sigma^2 \bar{T}^{2\lambda}}} y^{\lambda-1} dy = \frac{1}{n}.$$

通过(3)式与高斯分布函数的极限形式比较, 发现偏态分布函数具有和高斯函数一样的极限形式, 即它们的极限形式都收敛于 Gumbel 分布. 显然, 第零个破纪录温度的平均强度(对于偏态分布的温度序列也是最可能发生强度)

$$\bar{T}_0 = \int T p(T) dT, \tag{4}$$

而第 1 个破纪录温度的平均发生强度

$$\bar{T}_1 = \frac{\int_{\bar{T}_0}^{+\infty} T p(T) dT}{\int_{\bar{T}_0}^{+\infty} p(T) dT}. \tag{5}$$

如此类推, 第 k 个破纪录温度的平均发生强度

$$\bar{T}_k = \frac{\int_{\bar{T}_{k-1}}^{+\infty} T p(T) dT}{\int_{\bar{T}_{k-1}}^{+\infty} p(T) dT}. \tag{6}$$

蒙特卡罗模拟时, 是首先通过 Box-Cox 变换^[42], 把原始偏态的数据变换成为对称的高斯分布, 然后对变换后的数据反推出符合原始数据的模拟数据, 进而对得到的数据进行分析.

对于较大的 k , 将概率密度分布函数(1)式代入(6)式, 可近似得到第 k 个破纪录温度的绝对平均发生强度

$$\bar{T}_k \propto \sqrt{2k\sigma^2}. \tag{7}$$

而第 k 个破纪录温度的平均发生时间

$$t_k \propto \sqrt{4\pi k} e^k. \tag{8}$$

第 k 个破纪录温度等于 T 的概率

$$p_k(T) \approx \frac{1}{\Gamma\left(k + \frac{1}{2}\right)} \frac{T^{2k}}{\sigma^{2k+1}} e^{-(T-\bar{T})^2/2\sigma^2}. \tag{9}$$

第 t 年发生高温破纪录事件的概率为

$$p(t) = 1/(t + 1), \tag{10}$$

则第 k 个高温破纪录事件发生在第 t 年累积概率为^[7]

$$p_k(t) = 1/t. \tag{11}$$

上述理论分析表明, 第 k 个高温破纪录事件的最概

然率发生强度与 \sqrt{k} ($k = 1, 2, 3, \dots$) 呈线性增长, 而年发生高温破纪录事件的频率随时间 t 呈 $1/(1 + t)$ 的衰减趋势.

4. 破纪录温度事件的蒙特卡罗 (MC) 模拟

为验证上述理论推导, 由厦门市 6 月的日温度概率密度分布参数进行了蒙特卡罗 (MC) 模拟. 文中所有模拟参数均来自实际观测温度的统计参数, 厦门市 6 月的平均温度为 25.4℃, 标准偏差约为 2.2℃, 根据这一温度参数用蒙特卡罗方法随机产生了与 6 月温度具有同一概率密度分布特征的随机变量^[32-43], 然后对其进行高温破纪录事件统计.

4.1. 厦门市高温破纪录事件最可能发生强度

在对实际观测数据进行高温破纪录事件统计时, 将 1954 年当作第零年, 即假设从 1954 年开始才有温度观测数据, 理所当然也应将 1954 年每天温度作为第零个高温破纪录温度, 即 1954 年 1 月 1 日, 1 月 2 日, …12 月 31 日分别为相应固定日第零个高温破纪录事件, 显然 1954 年就有 365 个高温破纪录事件, 1954 年(相当于第零年)发生高温破纪录事件的概率就是 1. 图 3 为年发生破纪录高温事件概率随时间的演化图. 结果显示理论与模拟结果均能较好地同厦门高温破纪录事件随时间演化的实际观测结果一致, 但基于偏态函数的 MC 模拟结果要明显优于基于高斯分布的模拟结果. 表 1 给出了蒙特卡罗随机模拟得到的每个高温破纪录事件的最可能发生强度. 由表 1 可以看出, 随着 k 值的增大, 连续高温破纪录事件之间强度的间隔变得越来越小, 基于偏态函数的 MC 模拟结果明显地接近实际观测结果, 其最大模拟误差低于 9%.

4.2. 蒙特卡罗模拟的历史回报

为了验证蒙特卡罗方法的可靠性, 我们将厦门 6 月份 51 年来的历史温度资料分成两组, 即前 41 年和后 10 年. 通过对前 41 年(1954—1994 年)历史数据的分析, 采用偏态函数模拟了后 10 年(1995—

2004 年)的数据作为回报,并与实际观测资料的比较.图 4 为前 41 年偏态函数的模拟结果与实际数据的比较图,从图中可以看出两者符合较好,其最大模拟误差低于 8%.如实际观测的日平均温度的最概然温度约为 26.5℃,而偏态函数模拟的日平均温度的最概然温度约为 25℃.

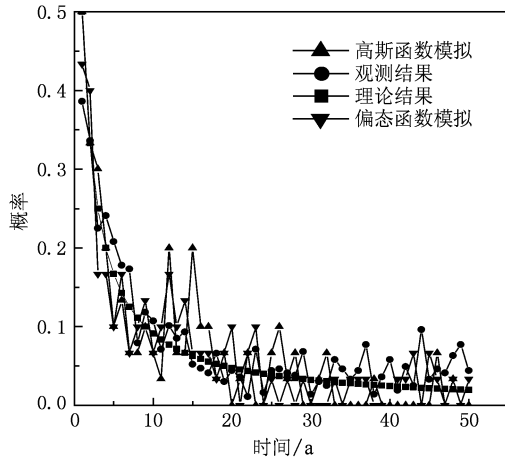


图 3 温度破纪录事件的年发生概率(正方形连线为理论结果,圆点连线为观测结果,正三角连线为高斯函数模拟结果,倒三角连线为偏态函数模拟结果)

表 1 高温破纪录事件的最可能发生强度(单位:℃)

k	0	1	2	3	4	5
观测数据	22.1	23.1	23.8	24.1	24.2	24.7
高斯模拟	23.3	24.5	25.7	26.3	26.7	26.8
偏态模拟	21.9	22.9	23.7	24.5	25.4	25.9

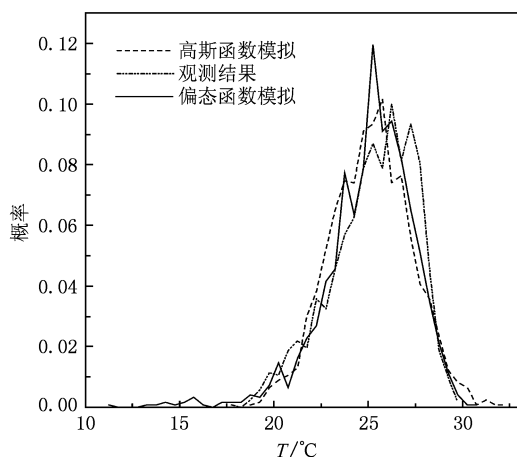


图 4 厦门 41 年 6 月份日均温度偏态函数 MC 模拟结果(点划线表示实际观测结果,虚线表示高斯模拟结果,实线表示偏态函数模拟结果)

图 5,图 6 分别给出了无增暖、增暖背景下厦门后 10 年的偏态函数和高斯函数模拟得到的温度概率分布图.分析图 5 可以发现在不考虑增暖背景的情况下,基于偏态函数和高斯函数的 MC 模拟结果与观测结果均有较大的偏差.如实际观测的日平均温度的最概然温度约为 27℃,而模拟的日平均温度的最概然温度均约为 25℃.图 6 给出了考虑了增暖背景后(如图 1 所示,厦门的增暖速率为 0.025℃/a)的模拟结果,很明显其模拟结果能较好地同观测结果相符.结果表明,增暖背景导致了日均温度的升高和发生高温破纪录事件的概率增大,且基于偏态函数拟合的 MC 模拟要优于高斯函数的 MC 模拟.进一步的分析发现其模拟最大误差低于 10%.

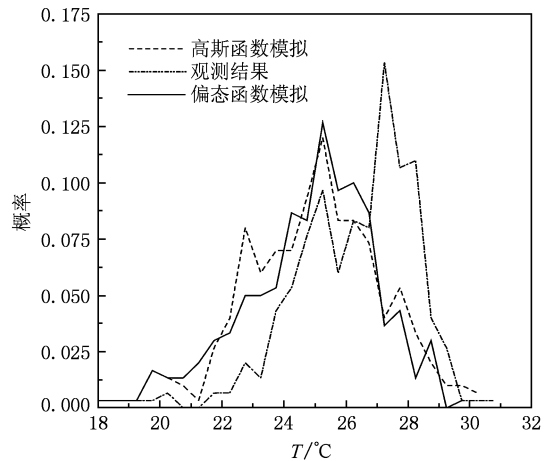


图 5 不考虑增暖背景,MC 模拟得到的厦门后 10 年 6 月份的日均温度概率分布图(点划线为观测数据、虚线为高斯函数 MC 模拟结果、实线为偏态函数 MC 模拟结果)

4.3. 厦门市未来十年 6 月份破纪录日均温度的蒙特卡罗模拟预测

通过对厦门 1995—2004 年 6 月日平均温度的回报,发现用带有增暖速率的偏态函数 MC 模拟要优于用高斯函数 MC 模拟,并较好地实现了厦门历史观测平均温度资料的回报.为此,考虑增暖背景,基于厦门 1954—2004 年的历史资料的偏态函数分布特征,使用偏态函数蒙特卡罗方法模拟了厦门未来 10 年 6 月份日平均温度破纪录事件的发生概率,如图 7 所示.图 7 表明:厦门未来 10 年 6 月份日平均温度破纪录事件的最概然温度约为 26.5℃,而日均破纪录温度最大达到 31.5℃的概率约为 1%.由此,我们可以通过对中国各地区站点的观测数据的分析得到中国未来平均温度的最概然温度分布.图

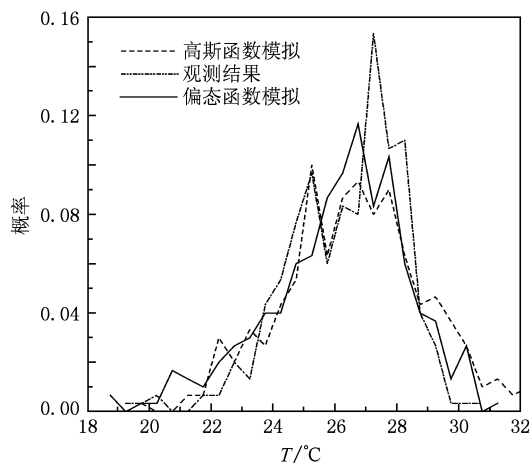


图6 考虑增暖背景, MC 模拟得到的厦门后 10 年 6 月份温度概率分布图(点划线为观测数据、虚线为高斯函数 MC 模拟结果、实线为偏态函数 MC 模拟结果)

8 为基于中国 131 个站点的观测数据给出了中国未来 10 年 6 月日平均温度的最概然温度分布图, 结果发现: 中国沿海地区最可能发生的日平均温度明显高于内陆地区, 其发生破纪录温度的概率也高于内陆地区.

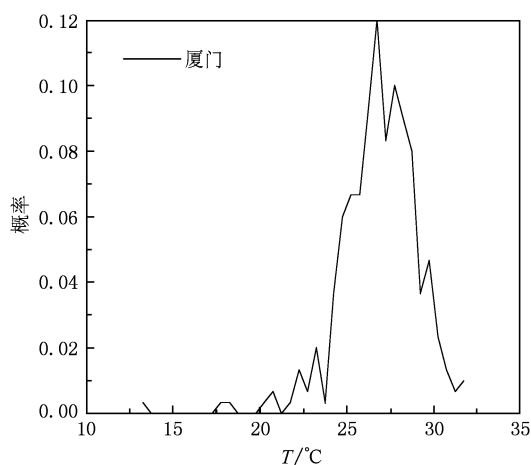


图7 基于增暖速率的偏态函数模拟的未来 10 年 6 月厦门日均温度概率图

5. 结 论

本文采用蒙特卡罗模拟方法, 对厦门市 1954 年到 2004 年 51 年日观测温度资料中的高温破纪录事件进行了统计分析. 理论结果和蒙特卡罗模拟结果

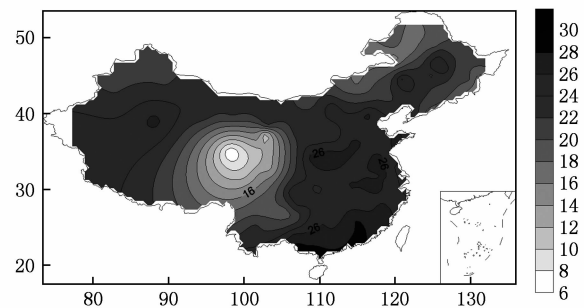


图8 考虑增暖背景, 中国未来 10 年 6 月最概然发生的日平均温度分布图

均表明: 最可能发生的第 k 个高温破纪录事件的强度与其标准差的比值与 \sqrt{k} 呈线性增长趋势, 而年最可能发生的高温破纪录事件的频率随时间 t 呈 $1/(1+t)$ 的衰减趋势. 通过对厦门后 10 年日温度概率分布的回报分析, 发现基于偏态函数的 MC 模拟结果明显地优于基于高斯函数的 MC 模拟结果, 模拟最大误差低于 10%. 结果还显示, 年发生高温破纪录事件概率与年平均温度之间存在一定的关系, 平均温度高的年份发生高温破纪录事件的概率就大, 平均温度低的年份发生高温破纪录事件的概率就小. 温度明显较暖的 1958, 1959, 1960, 1961, 1966, 1968, 1977, 1983, 1987, 1991, 1994, 1996, 1998, 2000, 2001, 2002, 2003, 2004 年发生高温破纪录事件的概率都要比理论概率高出 2% 以上. 由于高斯函数和偏态函数有着同样的收敛极限, 所以它们有着比较相似的特征. 即与文献[41]有相似的结论: 20 世纪的全球变暖速率 ($v = 0.1006 \text{ } ^\circ\text{C/a}$) 和厦门市 1954—2004 年近 51 年的区域变暖速率 ($v = 0.025 \text{ } ^\circ\text{C/a}$) 还不至于引起高温破纪录事件发生强度的明显变化, 但全球变暖将会导致年发生高温破纪录事件概率的增加, 一定的全球变暖速率会使年发生高温破纪录事件的概率渐渐收敛于一个常数, 近似于变暖速率的值. 进一步地, 日温度之间的自相关和方差变化对高温破纪录事件的影响甚微. 通过对历史数据回报, 发现带有增暖速率的偏态函数模拟更接近于历史数据. 从未来 10 年的模拟上来看, 厦门未来 10 年 6 月份日平均温度破纪录事件的最概然温度约为 $26.5 \text{ } ^\circ\text{C}$, 而日平均温度破纪录事件达到最大值 $31.5 \text{ } ^\circ\text{C}$ 的概率约为 1%, 低于 $25 \text{ } ^\circ\text{C}$ 的概率约为 16%, 高于 $30 \text{ } ^\circ\text{C}$ 的概率约为 5%, 其模拟最大误差均低于 10%. 我们的结果还表明: 中国沿

海地区最可能发生的日平均温度明显高于内陆地区,其发生破纪录温度的概率也高于内陆地区.

- [1] Meehl G A, Karl T, Easterling D R, Changnon S, Pielke R, Changnon D, Evans J, Groisman P Y, Knutson T R, Kunkel K E, Mearns L O, Parmesan C, Pulwarty R, Root T, Sylves R T, Whetto P, Zwiers F 2000 *Bull. Amer. Meteor. Soc.* **81** 413
- [2] Easterling D R, Evans J L, Groisman P Y, Karl T R, Kunkel K E, Ambenje P 2000 *Bull. Amer. Meteor. Soc.* **81** 417
- [3] Feng G L, Dong W J 2003 *Chin. Phys.* **12** 1076
- [4] Gong Z Q, Wang X J, Zhi R, Feng G L 2009 *Acta. Phys. Sin.* **58** 4342 (in Chinese) [龚志强、王晓娟、支 蓉、封国林 2009 物理学报 **58** 4342]
- [5] Zhang D Q, Feng G L, Hu J G 2008 *Chin. Phys. B* **17** 736
- [6] Hou W, Yang P, Feng G L 2008 *Acta. Phys. Sin.* **57** 3932 (in Chinese) [侯 威、杨 萍、封国林 2008 物理学报 **57** 3932]
- [7] Feng G L, Wang Q G, Hou W, Gong Z Q, Zhi R 2009 *Acta. Phys. Sin.* **58** 4 (in Chinese) [封国林、王启光、侯 威、龚志强、支 蓉 2009 物理学报 **58** 4]
- [8] Zhang D Q, Qian Z H 2008 *Acta. Phys. Sin.* **57** 4634 (in Chinese) [章大全、钱忠华 2008 物理学报 **57** 4634]
- [9] Feng G L, Gong Z Q, Dong W J, Li J P 2005 *Acta. Phys. Sin.* **54** 5494 (in Chinese) [封国林、龚志强、董文杰、李建平 2005 物理学报 **54** 5494]
- [10] Feng G L, Dong W J, Gong Z Q, Hou W, Wan S Q, Zhi R 2006 *Nonlinear theories and methods on spatial-temporal distribution of the observational data* (Beijing: Metrological press) (in Chinese) [封国林、董文杰、龚志强、侯 威、万仕全、支 蓉 2006 观测数据非线性时空分布理论和方法(气象出版社)]
- [11] He W P, Feng G L, Dong W J, Li J P 2005 *Chin. Phys.* **14** 21
- [12] Zhi R, Gong Z Q, Zheng Z H, Zhou L 2009 *Acta. Phys. Sin.* **58** 2113 (in Chinese) [支 蓉、龚志强、郑志海、周 磊 2009 物理学报 **58** 2113]
- [13] He W P, Feng G L, Wu Q, Wan S Q, Chou J F 2008 *Nonlin. Processes Geophys.* **15** 601
- [14] Wang Q G, Hou W, Zheng Z H, Gao R 2009 *Acta. Phys. Sin.* **58** 6640 (in Chinese) [王启光、侯 威、郑志海、高 荣 2009 物理学报 **58** 6640]
- [15] Zhi R, Lian Y, Feng G L 2007 *Acta. Phys. Sin.* **56** 1837 (in Chinese) [支 蓉、廉 毅、封国林 2007 物理学报 **56** 1837]
- [16] Xiao Y R 1994 *Statistical Computing Method for Probability* (Tianjin: Nankai University Press) P130 (in Chinese) [肖云茹 1994 概率统计计算方法(天津:南开大学出版社)第 130 页]
- [17] Zhang W, Gao X Q, Dong W J, Li J P 2006 *Acta. Phys. Sin.* **55** 2657 (in Chinese) [张 文、高新全、董文杰、李建平 2006 物理学报 **55** 2657]
- [18] Wan S Q, Wang L, Feng G L, He W P, Wang C J, Zhou G H 2009 *Acta. Phys. Sin.* **58** 5083 (in Chinese) [万仕全、王 令、封国林、何文平、汪婵娟、周国华 2009 物理学报 **58** 5083]
- [19] Feng G L, Yang J, Wan S Q, Hou W, Zhi R 2009 *Acta Meteorologica Sinica* **67** 61 (in Chinese) [封国林、杨 杰、万仕全、侯 威、支 蓉 2009 气象学报 **67** 61]
- [20] Xiong K G, Feng G L, Wang Q G, Hu J G 2009 *Acta. Phys. Sin.* **58** 8107 (in Chinese) [熊开国、封国林、王启光、胡经国 2009 物理学报 **58** 8107]
- [21] Redner S, Petersen M R 2006 *Phys. Rev. E* **74** 061114
- [22] Eichner J F, Kantelhardt J W, Bunde A, Havlin S 2006 *Phys. Rev. E* **73** 016130
- [23] Feng G L, Gao X Q, Dong W J, Li J P 2008 *Chaos Solitons and Fractal* **37** 487
- [24] Feng G L, Gong Z Q, Zhi R, Zhang D Q 2008 *Chin. Phys. B* **17** 2745
- [25] Woo M K 1992 *Climate Change* **20** 313
- [26] Mearns L O, Katz R W, Schenider S H 1984 *J. Climate App. Meteor.* **23** 1601
- [27] Bassett G W 1992 *Climatic Change* **21** 303
- [28] Nagarajan R, Govindan R B 2006 *Physica A* **364** 271
- [29] Reitan C H, Moran J M 1977 *Mon. Wea. Rev.* **105** 1442
- [30] Hu Y C, Dong W J, He Y 2007 *Adv. Earth. Sci.* **22** 1066 (in Chinese) [胡宜昌、董文杰、何 勇 2007 地球科学进展 **22** 1066]
- [31] Ding Y G, Liu J F, Zhang Y C 2004 *Chin. J. Atmos. Sci.* **28** 771 (in Chinese) [丁裕国、刘吉峰、张耀存 2004 大气科学 **28** 771]
- [32] Chen B Y, Ding Y G, He J X 2003 *J. Trop. Meteor.* **19** 429 (in Chinese) [程炳岩、丁裕国、何卷雄 2003 热带气象学报 **19** 429]
- [33] Xu L R, Luo K L, Chang J, Li A Z 2002 *J. Grad. Sch Chin. Acad. Sci.* **19** 121 (in Chinese) [徐立荣、雒昆利、常 军、李爱贞 2002 中国科学院研究生院学报 **19** 121]
- [34] Deng H P, Wu Z F 1996 *Acta Geogr. Sin.* **51** 50 (in Chinese) [邓慧平、吴正方 1996 地理学报 **51** 50]
- [35] Wang D J, Chen B Y, Ding Y G 2003 *J. Nanjing Inst. Meteor.* **26** 263 (in Chinese) [王大钧、程炳岩、丁裕国 2003 南京气象学院学报 **26** 263]
- [36] Feng G L, Dai X G, Wang A H, Chou J F 2001 *Acta. Phys. Sin.* **50** 606 (in Chinese) [封国林、戴新刚、王爱慧、丑纪范 2001 物理学报 **50** 606]
- [37] Yu G, Lai G Y, Xue B, Liu X M, Wang S M, Wang A J 2004 *J. Lake Sci.* **16** 193 (in Chinese) [于 革、赖格英、薛 滨、刘晓玫、王苏民、王爱军 2004 湖泊科学 **16** 193]
- [38] Duan J N, Li X L, Wang G L, Li B G 2001 *J. Soil Water Conserv.* **15** 99 (in Chinese) [段建南、李旭霖、王改兰、李保国 2001 水土保持学报 **15** 99]
- [39] Feng G L, Dong W J, Jia X J, Cao H X 2002 *Acta. Phys. Sin.* **51** 1181 (in Chinese) [封国林、董文杰、贾晓静、曹鸿兴 2002 物理学报 **51** 1181]

- [40] Zhang W F, Zhang J 2002 *Sci. Meteor. Sin.* **22** 294 (in Chinese) [张维锋、张 军 2002 气象科学 **22** 294]
- [41] Xiong K G, Yang J, Wan S Q, Feng G L, Hu J G 2009 *Acta. Phys. Sin.* **58** 2843 (in Chinese) [熊开国、杨 杰、万仕全、封国林、胡经国 2009 物理学报 **58** 2843]
- [42] Wang S G, Shi J H, Yin S J, Wu M X 2004 *Introduction of linear Model* (Bei Jing: Scientific Press) P175 (in Chinese) [王松贵, 史建红, 尹素菊, 吴密霞 2004 线性模型导论(北京:科学出版社)第 175 页]
- [43] Yang J, Hou W, Feng G L 2010 *Acta. Phys. Sin.* **59** 664 (in Chinese) [杨 杰、侯 威、封国林 2010 物理学报 **59** 664]

Effect of global warming on law of record-breaking high temperature *

Zong Xu-Ping¹⁾ Li Ming-Hui¹⁾ Xiong Kai-Guo²⁾ Hu Jing-Guo^{2)†}

1) (College of Mathematical Science, Yangzhou University, Yangzhou 225002, China)

2) (College of Physics Science and Technology, Yangzhou University, Yangzhou 225002, China)

(Received 21 December 2009; revised manuscript received 8 March 2010)

Abstract

Statistical characteristic of daily temperature series (1954—2004) of Xiamen station is analyzed by using Gaussian and skew distribution functions, and then the future probable trend of record temperature events (RBTE) is also simulated by using Monte-Carlo (MC) methods based on the Gaussian and skew distribution functions, respectively. Results show that the statistical property of nearly 50a daily observation temperature data in June of Xiamen station is more consistent with that obtained from the skew function. However, the theoretical study shows that the skew function and Gaussian function have the same limit of convergence, *i. e.* the Gumbel distribution function. The results also show that the MC simulation based on the skew distribution with global warming background can reveal the future probable extreme events well, and the Xiamen's daily temperature distribution of June in the next 10 a is predicted. The global warming background can lead the occurrence probabilities of high-temperature record-breaking event and the average daily temperature to increase. In addition, based on the observed date in China, the spatial temperature distribution of the occurrence with the max probability over China in coming 10 years is also presented.

Keywords: record-breaking high temperature events, Monte Carlo simulation, skew distribution function

PACC: 9260X, 9260S, 0270

* Project supported by the Extreme Weather Events Detection and Predictability of Key Technology (Grant No. 2007BAC29B01), the Key Program of National Natural Science Foundation of China (Grant No. 40875040), State Key Development Program for Basic Research of China (Grant No. 2006CB400503) and the Meteorological Special Project of China (Grant No. GYHY200906014).

† Corresponding author. E-mail: jghu@yzu.edu.cn