

文章编号: 1000\_0887(2003) 06\_0631\_06

# 孤立子型热源强迫与大气和海洋 流场的奇异响应\*

张 韧<sup>1</sup>, 沙文钰<sup>1</sup>, 蒋国荣<sup>1</sup>, 王继光<sup>2</sup>

(1. 解放军理工大学 气象学院 海洋气象教研室, 南京 211101;

2. 国防科技大学 电子科学与工程学院, 长沙 410073)

(李家春推荐)

摘要: 运用非线性动力学分析方法, 对一个广义的地球流体动力学正压准地转模式中, 局地热源强迫对大气和海洋流场产生的响应结果, 进行了解析研究。发现热源扰动和响应流场之间存在很好的对应关系: 两者具有类似的分布模态, 且孤立子型的响应流场要比孤立子型的热源强迫范围大得多, 即“狭窄”的热源扰动可能导致“宽广”的流场响应; 强迫热源的特殊结构有可能导致大气或海洋流场出现奇异响应, 从而使大气或海洋环流发生异常(如大气阻塞现象); 中、高纬地区的大气和海洋流场对热源强迫的响应要比低纬地区显著得多。上述结果与中、低纬大气试验和观测资料的研究结果相符, 可部分解释地球流体中, 局地热源异常可能导致的环流异常现象。

关键词: 孤立子; 热源强迫; 流场响应

中图分类号: P433; O354 文献标识码: A

## 引 言

在地球物理流体中, 经常可以观测到一种生命史很长、结构上有组织的、前后一致的、稳定的、大振幅的孤立结构系统, 即孤立子现象: 如木星大气中的大红斑; 地球大气中的阻塞高压形式等等<sup>[1]</sup>。

在地球大气和海洋这个非线性的强迫耗散系统中, 孤立子是一种特殊而又十分重要的现象。从动力学上, 孤立子可以近似地看成是, 特定条件下局部可积保守系统中, 线性的局地频散效应与非线性的陡峭效应达到平稳时的产物。由于保守系统的可积性, 因此可以在数学上对孤立子的动力学性质, 进行较为细致的研究乃至求它的解析解<sup>[2]</sup>, 其中地球大气和海洋中的孤立子问题, 相当一部分可以转换为 KdV 和 mKdV 的数学表现形式。

许多观测事实和研究结果表明<sup>[3,4]</sup>: 影响地球大气环流和海洋环流的一个重要因素即热源强迫, 从大范围海温异常增暖对应的 ENSO(厄尔尼诺和南方涛动)现象和南、北极积冰融化可能带来的气候异常, 到季风现象和季风环流的出现, 乃至中小尺度系统中的雷暴单体、飑线以及热带气旋的发生发展, 热源的强迫作用无疑对大气和海洋环流都起了不可忽视的制约和

\* 收稿日期: 2001\_03\_10; 修订日期: 2003\_02\_25

基金项目: 教育部骨干教师资助计划(3149); 国家自然科学基金资助项目(49975012)

作者简介: 张韧(1963—), 男, 四川峨眉人, 教授, 博士, 博士生导师(E-mail: zren63@hotmail.com)。

影响, 尤其在中短期过程和预报中, 局地热源强迫对大气、海洋环流的作用更加显著。更重要的是, 一种特殊的热源结构——孤立子型的热源分布, 在实际的大气和海洋中, 大都可以找到它们的较为相近的原形: 如局地强对流活动的凝结潜热释放, 暖流涌升造成的局地海面升温等效应, 都可以近似地视为自高值中心向四周渐进减弱的孤立子型分布。因此研究这种孤立子型的热源强迫, 对天气系统及海洋环流可能造成的影响, 以及后者对前者的响应和反馈等问题, 具有一定的实际意义。近年来非线性科学中, 孤立子理论的不断发展和完善, 为从理论上进一步研究地球大气和海洋中的孤立子问题提供了可能。

大气和海洋同处于旋转地球之上, 具有相近的动力学和热力学性质, 描述它们的方程也较为类似, 因此选用一个广义的地球流体动力学模式进行解析分析, 所得结果对大气和海洋的流体运动都具有普遍的适用意义。

## 1 动力模式和数学处理

### 1.1 模式方程

对于大尺度的地球大气和海洋运动, 可考虑用一个广义的具有热力强迫  $Q$  的水平无辐散、正压准地转模式来予以描述(方程中湍流扩散耗散项对爆发性或快速发展的大气海洋系统而言可近似忽略):

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \phi + J(\phi, \nabla^2 \phi) + \beta \frac{\partial \phi}{\partial x} = Q, \quad (1)$$

其中

$$\begin{aligned} \nabla^2 &= \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}, \\ J(\phi, \nabla^2 \phi) &= \frac{\partial \phi}{\partial x} \frac{\partial \nabla^2 \phi}{\partial y} - \frac{\partial \phi}{\partial y} \frac{\partial \nabla^2 \phi}{\partial x}, \\ u &= -\frac{\partial \phi}{\partial y}, \quad v = \frac{\partial \phi}{\partial x}, \end{aligned}$$

$\phi$  为流函数。

### 1.2 孤立子与准孤立子

定义

$$D_m^n(x) = \frac{d^n}{dx^n} \frac{1}{\text{ch}^m(x)} \quad (n = -1, 0, 1, \dots; m > 0), \quad (2)$$

称为  $m, n$  准孤立子, 它一般与 mKdV 方程有定常解的关系。其中  $n = 0, m = 2$  时

$$D_2^0(x) = \frac{1}{\text{ch}^2(x)} = \text{sech}^2(x)$$

为对应于 KdV 方程的单孤立子。  $n = -1, m = 1$  时

$$D_1^{-1}(x) = \frac{d^{-1}}{dx^{-1}} \frac{1}{\text{ch}(x)} = \int \text{sech}(x) dx = 2 \arctan(e^x)$$

为对应的 sin-Gordon 方程的单孤立子。

### 1.3 风场对孤立子型局地热源扰动的响应

设局地热源强迫  $Q$  具有孤立子型分布<sup>[2]</sup>, 即

$$Q = Q_0 + \frac{Q_1}{\text{ch}^{m+2}(\xi)} = Q_0 + Q_1 D_{m+2}^0(\xi), \quad (3)$$

$$\xi = \mu x + \nu y - st, \quad (4)$$

$$Q_0 = \lim_{\xi \rightarrow \pm\infty} \frac{Q_1}{\operatorname{ch}^{m+2}(\xi)}$$

为孤立子的本底值。

$t = 0$  时刻, 初始热源为

$$Q(x, y, 0) = Q_0 + \frac{Q_1}{\operatorname{ch}^{m+2}(\mu x + \nu y)}, \quad (5)$$

当  $\mu x + \nu y = 0$  时

$$\frac{Q_1}{\operatorname{ch}^{m+2}(\mu x + \nu y)} = Q_1$$

达最大值,  $Q_1$  称为本底以上孤立子的振幅。

引入新坐标系  $\xi = \mu x + \nu y - st$  则有

$$\frac{\partial}{\partial t} = -s \frac{\partial}{\partial \xi}, \quad \frac{\partial}{\partial x} = \mu \frac{\partial}{\partial \xi}, \quad \frac{\partial}{\partial y} = \nu \frac{\partial}{\partial \xi}, \quad \text{以及 } \nabla^2 = (\mu^2 + \nu^2) \frac{\partial^2}{\partial \xi^2}. \quad (6)$$

设流函数  $\phi$  展开为<sup>[2]</sup>:

$$\begin{aligned} \phi = & \phi_0 + \frac{\partial \phi}{\partial x} x + \frac{\partial \phi}{\partial y} y + \phi_1 \int_{-\infty}^{\xi} \frac{d\xi}{\operatorname{ch}^m(\xi)} = \\ & \phi_0 + Vx - Uy + \phi_1 \int_{-\infty}^{\xi} \frac{d\xi}{\operatorname{ch}^m(\xi)}, \end{aligned} \quad (7)$$

即假设响应的流函数场也具有准孤生子型分布。

将(3)、(7)代入(1)式并注意(6)式的转换, 可以得到:

$$\begin{aligned} (-s + W + \mu U)(\mu^2 + \nu^2) \phi_1 D_m^2(\xi) + \beta [V + \mu \phi_1 D_m^0(\xi)] = \\ Q_0 + Q_1 D_{m+2}^0(\xi). \end{aligned} \quad (8)$$

根据准孤生子的定义

$$D_m^n(\xi) = \frac{d^n}{d\xi^n} \frac{1}{\operatorname{ch}^m(\xi)}$$

可以导出以下递推公式:

$$D_m^n(\xi) = m^2 D_{m-2}^{n-2}(\xi) - m(m+1) D_{m+2}^{n-2}(\xi). \quad (9)$$

这样(8)式可以写成:

$$\begin{aligned} (-s + W + \mu U)(\mu^2 + \nu^2) \phi_1 [m^2 D_m^0(\xi) - m(m+1) D_{m+2}^0(\xi)] + \\ \beta [V + \mu \phi_1 D_m^0(\xi)] = \\ Q_0 + Q_1 D_{m+2}^0(\xi), \end{aligned} \quad (10)$$

由此得到

$$Q_0 = \beta V, \quad (11)$$

$$(-s + W + \mu U)(\mu^2 + \nu^2) m^2 + \beta \mu = 0, \quad (12)$$

$$-(-s + W + \mu U)(\mu^2 + \nu^2) \phi_1 m(m+1) = Q_1. \quad (13)$$

由(11)式解得

$$V = \frac{Q_0}{\beta}, \quad U = \frac{1}{m^2(\mu^2 + \nu^2)\beta\mu} [m^2(\mu^2 + \nu^2)(s\beta - \nu Q_0) - \beta^2 \mu]; \quad (14)$$

由(13)式可得

$$\phi_1 = \frac{Q_1}{m(m+1)(\mu^2 + \nu^2)(s - W - \mu U)} \stackrel{\text{由(12)式}}{=} \frac{Q_1 m}{\beta \mu (m+1)}; \quad (15)$$

与热源响应的风场为

$$u = -\frac{\partial \phi}{\partial y} = U - \nu \phi_1 D_m^0(\xi), \quad v = \frac{\partial \phi}{\partial x} = V + \mu \phi_1 D_m^0(\xi); \quad (16)$$

$$u = \frac{1}{\mu} \left[ s - \frac{\nu}{\beta} Q_0 - \frac{\beta \mu}{m^2(\mu^2 + \nu^2)} \right] - \frac{\nu m Q_1}{\beta \mu (m+1)} D_m^0(\xi), \quad (17a)$$

$$v = \frac{Q_0}{\beta} + \frac{m Q_1}{\beta (m+1)} D_m^0(\xi). \quad (17b)$$

## 2 讨论和结论

2.1 响应流场  $u, v$  的准孤立子型分布 [ $u, v \sim D_m^0(\xi)$ ] 与热源强迫的准孤立子型分布 [ $Q \sim D_{m+2}^0(\xi)$ ]，两者之间准孤立子型的奇偶型相同。这表明在结构上响应流场类似于热源强迫，因而可以从热源的分布状况大致估计出它所强迫出的响应流场的模态。

2.2 由(3)、(17a)、(17b)式可以看出

$$Q \sim D_{m+2}^0(\xi) \sim \frac{1}{\text{ch}^{m+2}(\xi)} \sim \left( \frac{2}{e^\xi + e^{-\xi}} \right)^{m+2},$$

$$u, v \sim D_m^0(\xi) \sim \frac{1}{\text{ch}^m(\xi)} \sim \left( \frac{2}{e^\xi + e^{-\xi}} \right)^m.$$

当  $\xi = \mu x + \nu y - st \rightarrow \pm \infty$  时,  $D_m^0(\xi), D_{m+2}^0(\xi)$  的渐近性态相同, 都是趋向自身的本底值减小, 但响应流场  $u, v \sim D_m^0(\xi)$  远比热源扰动  $Q \sim D_{m+2}^0(\xi)$  随  $\xi \rightarrow \pm \infty$  减小的慢, 也就是说孤立子型响应流场要比孤立子型热源强迫范围大得多, 这表明“狭窄”的热源扰动可以激发出“宽广”的响应流场<sup>[2]</sup>。

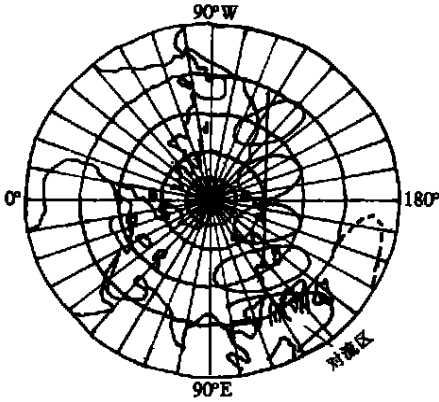


图1 夏季菲律宾周围对流活动加强后北半球大气环流异常距平分布示意图<sup>[6]</sup>

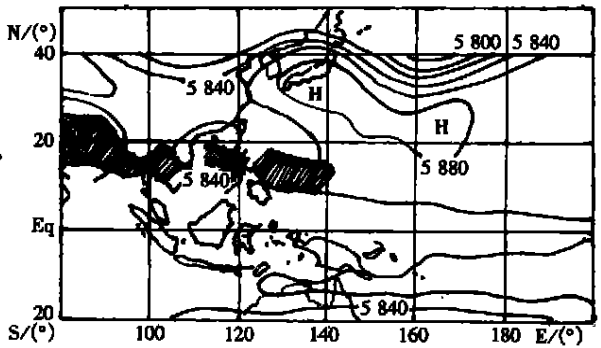


图2 1984年8月500 hPa高度场(实线)与菲律宾TBB(斜线区)的分布

在大气和海洋中, 这种动力学性质表现为局地的热源强迫, 可能导致大范围乃至全球性的环流响应; 如夏季菲律宾附近西太平洋海温 (SST) 的异常增暖, 可能会使东亚大气环流有较大调整, 从而利于西太平洋副热带高压在东亚地区的强盛发展和稳恒维持<sup>[5]</sup>。图 1<sup>[6]</sup> 是夏季菲律宾周围对流活动加强后, 北半球大气环流异常距平分布的示意图。可以看出, 该地区局地的凝结潜热强迫作用, 在大气 500 hPa 高度上强迫出了一个大气尺度的气旋式响应流场, 在气压场

上则表现为在我国南海与菲律宾上空, 激发出一个位势高度场的负距平响应区域; 一个正距平响应区域出现在我国江淮流域与日本上空, 并且另一个负距平区域与正距平区域分别出现在鄂霍茨克海和阿拉斯加的上空。这种异常距平的分布宛如一个 Rossby 波列的传播, 即所谓的东亚太平洋型遥相关<sup>[6]</sup>。

2.3 准孤立子型的热源扰动  $Q \sim Q_1 D_{m+2}^0(\xi) \sim Q_1 / ch^{m+2}(\mu x + \nu y - st)$  的特性决定于  $\mu, \nu, s$ 。一般情况下, 响应流场的振幅是有限的, 但在特殊情况下, 当参数  $\mu, \nu, s$  的值使得  $s - \nu W - \mu U \rightarrow 0$  时, 由(15)、(16)式知  $\phi_1 \rightarrow \infty, u, v \rightarrow \infty$ , 这时外强迫热源与响应流场出现共振。这表明在特定环境条件下, 强迫热源的特殊结构有可能导致大气或海洋流场出现奇异响应, 从而使大气或者海洋环流发生异常。如大气和海洋热力结构的异常, 将可能分别导致大气环流出现阻塞现象和海气系统出现 ENSO(厄尔尼诺和南方涛动)现象。

1984 及 1985 年夏季, 菲律宾附近的对流活动强盛, 其热源强迫的异常导致了东亚—西太平洋区域热带、副热带大气环流的异常, 使得该年西太平洋副热带高压位置异常偏北。图 2<sup>[6]</sup> 是 1984 年 8 月 500 hPa 位势高度场与菲律宾周围平均黑体辐射温度(TBB) 之间的关系, 其中斜线区表示 TBB 温度在  $-10^\circ\text{C}$  以下, 即对流活动活跃的区域。从图 2 可以看到, 强的对流活动区位于我国南海与菲律宾一带, 而强的副热带高压位于日本及我国江淮流域上空, 使我国东部及日本本州出现高温少雨天气, 这种现象同样在 1985 年盛夏出现。

2.4 同样热源强迫条件下, 由(15)、(17a)、(17b)式可知, 纬度越高, 则  $\beta = 2\Omega \cos(\varphi) / a$  越小, 响应流函数  $\phi_1$  和响应流场  $u, v$  越大; 这表明中高纬地区大气、海洋系统的流场, 对热源强迫的响应要比低纬地区显著得多。

#### [参 考 文 献]

- [1] 朱抱真, 金飞飞, 刘征宇. 大气和海洋的非线性动力学概论[M]. 北京: 海洋出版社, 1991, 75.
- [2] 郭秉荣. 线性与非线性波导论[M]. 北京: 气象出版社, 1990, 265—273.
- [3] 巢纪平. 厄尔尼诺和南方涛动动力学[M]. 北京: 气象出版社, 1993, 51—56.
- [4] 叶笃正, 曾庆存, 郭裕福. 当代气候研究[M]. 北京: 气象出版社, 1991, 105—113.
- [5] 黄荣辉, 李维京. 夏季热带西太平洋上空热源异常对东亚上空副热带高压的影响及物理机制[J]. 大气科学, 1988, 12(特刊): 107—116.
- [6] 黄荣辉. 引起我国夏季旱涝的东亚大气环流异常遥相关及物理机制的研究[J]. 大气科学, 1990, 14(1): 108—116.

# Soliton Like Thermal Source Forcing and Singular Response of Atmosphere and Oceans to It

ZHANG Ren<sup>1</sup>, SHA Wen\_yu<sup>1</sup>, JIANG Guo\_rong<sup>1</sup>, WANG Ji\_guang<sup>2</sup>

(1. Institute of Meteorology, PLA University of Sciences and  
Technology, Nanjing 211101, P. R. China;

2. Institute of Electronics and Engineering, National Defense Science/  
Technology University, Changsha 410073, P. R. China)

**Abstract:** Nonlinear dynamic study is undertaken of the response of atmospheric and oceanic flow fields to local thermal source forcing in the context of a generalized geophysical fluid dynamic barotropic quasi-geostrophic model, discovering a good relation between thermal disturbance and flow field response to it, both having similar modes, and that the soliton-like responding field is a great deal larger in extent than the analogous forcing field, which implies that a “narrow” thermal disturbance can excite a “wide” response field, in some cases the particular structure of a thermal source may give rise to singular response of atmospheric and oceanic flow fields, thus displaying their abnormalities (for example the blocking situation in the atmosphere), the atmospheric and oceanic stream fields at mid-high latitudes respond to thermal forcing in a much more pronounced manner compared to those at low latitudes. The said research results that is in agreement with studies from mid-low latitude atmospheric experiments and observations and can be used to partially interpret the circulation singularity due to heat source anomaly on a local basis in the context of each fluid flows.

**Key words:** soliton; thermal source forcing; response of flow field