

热带印度洋偶极子的季节性位相锁定可能原因

谭言科¹ 刘会荣¹ 李崇银^{1, 2} 李东辉¹

¹ 解放军理工大学气象学院, 南京 211101

² 中国科学院大气物理研究所大气科学与地球流体力学数值模拟国家重点实验室, 北京 100029

摘 要 利用 1960 年 1 月~1999 年 12 月 Hadley 气候预测和研究中心的全球海表温度资料和改进的中国科学院大气物理研究所大气科学和地球流体力学数值模拟国家重点实验室的第三代海洋环流模式, 以及 1949 年 1 月~1999 年 12 月 NCEP/NCAR 月平均海表面大气距平资料, 采用资料合成分析和数值试验相结合的方法, 研究了热带印度洋偶极子从发展到成熟的特征。海表温度异常的分析结果表明, 正、负热带印度洋偶极子的强度和发生强偶极子事件的次数都在北半球秋季达到最强、最多, 与季节循环存在位相锁定。偶极子的数值模拟结果与此分析结果一致, 表明海洋表面的大气强迫对激发印度洋偶极子有重要作用。对比试验的结果表明, 赤道印度洋上空风应力异常是偶极子形成的主要原因。文中还设计了 12 个敏感性试验研究在相同大气异常强迫下 1~12 月大气气候基本态对印度洋偶极子的作用, 结果发现大气气候态对偶极子的强度有很大影响, 其中 9 月的大气气候态最有利于印度洋偶极子达到最强。这是由赤道东南印度洋地区东南风和海洋之间的正反馈过程决定的, 因此大气基本态是偶极子成熟位相锁定在秋季的一个重要原因。

关键词 热带印度洋偶极子 季节性位相锁定 大气基本态

文章编号 1006-9895 (2008) 02-0197-09

中图分类号 P461

文献标识码 A

Possible Causes for Seasonal Phase Locking of the Tropical Indian Ocean Dipole

TAN Yan-Ke¹, LIU Hui-Rong¹, LI Chong-Yin^{1, 2}, and LI Dong-Hui¹

¹ Institute of Meteorology, PLA University of Science and Technology, Nanjing 211101

² State Key Laboratory of Numerical Atmospheric Sciences and Geophysical Fluid Dynamics, Institute of Atmospheric Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100029

Abstract The possible causes for the seasonal phase locking of the tropical Indian Ocean dipole events are investigated based on observational analyses and numerical experiments. The data used in the context include the global ice and sea surface temperature (GISST) data from Jan 1960 to Dec 1999 supported by Hadley center for climate prediction and research, and the NCEP/NCAR sea surface atmosphere data during Jan 1949 - Dec 1999. To carry out the numerical experiments, the revised oceanic general circulation model developed by the State Key Laboratory of Numerical Atmospheric Sciences and Geophysical Fluid Dynamics, Institute of Atmospheric Physics, Chinese Academy of Sciences (IAP/LASG L30T63 OGCM) is also explored.

The diagnosis results of sea surface temperature anomalies show that both the composite strength and the accumulated amount of the positive and negative dipole events peak in the boreal fall, which is in phase to the seasonal cycle. The numerical simulations are in good agreement with the analyses, indicating that the dipole events can be motivated by the atmospheric anomalies. The contrast between the experiments forced only by wind stress anomalies and those only by sea surface heat flux anomalies reveals that the wind stress anomalous forcing is much more impor-

收稿日期 2006-09-14, 2007-06-17 收修定稿

资助项目 国家自然科学基金资助项目 40405010、40225012

作者简介 谭言科, 男, 1971 年出生, 博士, 副教授, 主要从事季风和热带海气相互作用研究。E-mail: yktan@sohu.com

tant than the other to the occurrence of dipole event.

In order to examine the effects of atmospheric state in the context of climatology on the Indian Ocean dipole, 12 sensitive experiments, which represent 12 independent basic conditions for atmosphere from January to December, are carried out with the same atmospheric anomalies. The model output results present that the basic state in September are most favorable for the mature of dipole. Such phenomena can be explained by the positive thermodynamic air-sea feedback in the southeast Indian Ocean where the southeast wind is pronounced in the episode from May to October. But during the period from November to April, there exists a negative feedback between the dominated northwest wind and the ocean off Sumatra, which is not favorable to the development of dipole. On account of its dependence on the basic state wind, the nature of air-sea interactions is dependent on the season. Since September is the month that the southeast wind stress off Sumatra is most robust with the shallowest thermocline in the equatorial Indian Ocean, the positive feedback is strongest, leading to a consequence that the dipole mode strength is most powerful in September. On this ground, the basic state of atmosphere is one of the most important causes for the dipole seasonal phase locking.

Key words the tropical Indian Ocean dipole, seasonal phase locking, basic atmosphere state

1 引言

印度洋偶极子 (Indian Ocean Dipole) 或印度洋纬向模 (Indian Ocean Zonal Mode) (后文称印度洋偶极子) 是印度洋海气相互作用研究的最新进展, 其典型特征是热带印度洋东南部和西部的海温异常呈反向跷跷板结构, 海表面大气有显著的东风或西风异常^[1~6]。Saji 等^[1] 和 Webster 等^[2] 指出, 它是印度洋气候系统内部的可自我维持的特征模态, 在季节到年际尺度的气候变化中起到主动和独立的作用; 它对印度洋周边地区乃至全球的气候有明显影响^[7~10]。

印度洋偶极子的发生、发展、成熟和消亡与季节循环存在非常强的位相锁定关系。Saji 等^[1] 利用赤道印度洋西部 ($10^{\circ}\text{S}\sim 10^{\circ}\text{N}$, $50^{\circ}\text{E}\sim 70^{\circ}\text{E}$) 和东南部 ($10^{\circ}\text{S}\sim 0^{\circ}$, $90^{\circ}\text{E}\sim 110^{\circ}\text{E}$) 区域平均的海表温度距平之差定义了偶极子模指数 (DMI), 并根据这个指数选择 6 次极端事件合成了偶极子的演变, 结果表明, 海温负异常最开始在 5~6 月份出现在龙目海峡 (Lombok strait) 附近, 随后加强并沿印度尼西亚海岸线向赤道移动, 同时赤道西印度洋增暖, 偶极子在 10 月份迅速达到峰值, 随后快速消亡。也就是说, 5~6 月份是偶极子的发生期, 7~8 月份是发展期, 9~10 月份为成熟期, 11~12 月份为衰亡期, 与季节循环存在非常好的位相锁定。后来, Rao 等^[11] 分析了次表层海温的年际变化, 结果发现偶极子是印度洋次表层海温异常的最强信号, 其演变和表层非常一致, 也存在季节性位相锁定。

Webster 等^[2] 细致地分析了偶极子演变期间的海表温度、外逸长波辐射、表面风和海表高度异常, 指出东风异常使东南印度洋沿岸涌升流加强, 温跃层升高, 蒸发冷却加强, 导致海表温度降低, 同时异常东风激发了海洋中的向西传播的下沉 Rossby 波, 在 Ekman 输送和海洋动力调整下, 热带西印度洋温跃层降低, 海表温度增加。海气耦合模式数值模拟的结果进一步表明偶极子发展期间热带印度洋海气相互作用是非常重要的^[5, 12]。因此, 印度洋偶极子的演变涉及温跃层的反馈过程。Xie 等^[13] 研究了这些反馈过程。在赤道印度洋上空, 年平均风场为弱的西风, 因此温跃层深而平。但是, 在亚洲夏季风季节, 赤道东南印度洋的东南风诱发了那里的涌升流, 使温跃层变浅, 导致海表温度的方差加大。温跃层的变率与季节循环存在很强的位相锁定, 9~11 月在 82°E 附近迅速发展, 并向西传播, 这是赤道印度洋异常东风强迫的下沉 Rossby 波的表现, 对南印度洋的海气相互作用非常重要。Rao 等^[14] 认为, 这种长 Rossby 波是次表层影响海表温度的核心机制, 具有很强的季节性。Li 等^[3] 的研究结果表明, 南热带印度洋异常的大气反气旋和苏门答腊岛沿海的负海表温度异常存在海气热力反馈, 当北半球夏季赤道东南印度洋盛行东南风时该热力反馈为正反馈, 当盛行西北风时为负反馈。由于该过程依赖于大气的基本态, 因此它具有季节性。

季节性位相锁定是印度洋偶极子演变的重要特征。现有的研究表明, 异常海气相互作用的诸多反馈过程大大加深了我们对偶极子形成和发展机制的

认识。最近, Chang 等^[15]对海洋在热带耦合系统中的作用进行了总结和回顾, 相对于热带太平洋和大西洋而言, 由于强大的亚洲季风的存在, 热带印度洋有很多独特之处。很明显, 海温异常的偶极子结构和赤道上空的纬向风异常是热带印度洋耦合系统分别在海洋和大气中的异常表现, 但是 Xie 等^[13]指出, 赤道印度洋纬向风异常和 ENSO 的相关系数非常高, 表明 ENSO 对印度洋有重要影响, 但 ENSO 却通常在 12 月到次年 1 月达到最强; 再者, 偶极子成熟位相锁定在北半球秋季, 不出现在亚洲夏季风最强的夏季, 这与秋季大气基本态有关系吗? 因此, 偶极子季节性位相锁定仍需深入研究。本文将选择更多的偶极子个例, 对正、负偶极子分别从强度和出现的次数两个方面, 采用资料分析和数值模拟的方法对偶极子的位相锁定问题进行研究。然后, 利用数值试验分析了风应力和海表热通量对偶极子的作用, 最后讨论在相同的异常强迫下 1~12 月的大气气候态对偶极子的不同作用。

2 资料和模式简介

本文使用英国气象局 Hadley 气候预测和研究中心编辑的 1960 年 1 月~1999 年 12 月全球月平均海冰和海表温度资料 (GISST2.2)^[16], 经纬网格距为 $1.0^{\circ} \times 1.0^{\circ}$ 。

为模拟印度洋海温变化, 本文使用改进的中国科学院大气物理研究所大气科学和地球流体力学数值模拟国家重点实验室发展的第三代海洋环流模式 (IAP/LASG L30T63 OGCM)。IAP/LASG L30T63 OGCM^[15]采用球坐标系下的斜压原始方程组, 取静力近似和 Boussinesq 近似, 水平方向为纬向 63 波三角形谱截断。模式上边界取自由面, 垂直方向上采用 η 坐标, 分 30 层, 其中 250 m 以上分 10 层, 250 m 至约 1000 m 分 10 层, 再往下至 5600 m 分 10 层, 最顶层和最底层的厚度分别为 25 m 和 562 m。模式变量水平配置采用 B 网格方式, 在垂直方向上, 垂直速度和压力配置在层与层之间的界面上, 其他变量则配置在每层的中间。模式由海表来自大气的热通量和风应力强迫, 包括风应力、气压、风速、气温、混合比、净短波辐射、云量、海表盐度 8 个物理量。长时间积分结果表明, 该模式能成功模拟出上层海洋的主要特征以及大尺度温盐结构, 和同期国际上一些同等分辨率的模式的模拟结

果相近^[17]。Yu 等^[18]利用该模式替代美国大气研究中心 (NCAR) 气候系统模式 (CSM1.2) 的海洋分量模式, 经过必要的改动之后发展成一个灵活的海气耦合环流模式 (FGCM0)。积分结果表明, FGCM0 可以再现赤道印度洋偶极子。Yu 和 Liu^[19]还对有同样海洋分量模式的 FGCM0、中国气象局国家气候中心的气候预测模式 CPM0 和 CPM1 的积分结果进行了对比, 发现 FGCM0 模拟的印度洋偶极子的强度偏强, 并且再现了偶极子的季节性位相锁定特征, CPM0 和 CPM1 模拟的偶极子偏弱。

李东辉等^[20]对 L30T63 OGCM 进行了改进, 将纬向网格加密到 1.5° , 经向网格加密到 1° , 垂直分辨率保持不变, 改进的模式暂不考虑北冰洋, 北边界取到 65°N , 南边界取到 68°S , 这样只有北冰洋和一小部分边缘海没有包含在内, 在南北边界速度取刚壁边界条件, 温、盐取法向导数为 0。由于不包括高纬海流的计算, 所以在改进的模式中没有用原有的纬向傅氏滤波。随着分辨率的提高, 模式对次网格参数化的依赖性减小。在 L30T63 OGCM 中水平粘性系数为 $5 \times 10^4 \text{ m}^2/\text{s}$, 改进的模式中水平粘性系数在 $10^{\circ}\text{S} \sim 10^{\circ}\text{N}$ 之间为 $5 \times 10^3 \text{ m}^2/\text{s}$, 其余海域为 $2 \times 10^4 \text{ m}^2/\text{s}$ 。水平粘性系数的减小使得改进的模式计算的环流普遍增强, 在热带低纬海域和西边界区域非常明显。改进的模式中垂直粘性系数沿用原模式中依赖于 Richardson 数的垂直扩散方案和等密度面扩散方案。模式地形场采用美国 DBDB5 (Digital Bathymetric Data Base 5 minute) 海洋深度资料, 其分辨率为 $(1/12)^{\circ} \times (1/12)^{\circ}$ 。

数值模拟所用强迫场资料来自 1949 年 1 月~1999 年 12 月 NCEP/NCAR 月平均海表面大气资料^[21] (海表盐度除外, 为气候平均值), 其中表面大气温度、气压场、风场经纬网格距为 $2.5^{\circ} \times 2.5^{\circ}$, 到达地表的太阳辐射、混合比、云量经纬网格距为 $1.875^{\circ} \times 1.875^{\circ}$ 。改进后模式的模拟性能参见文献^[20]。

模式中, 用于强迫的风应力利用风场计算得到, 海表热通量主要由净太阳短波辐射、净长波辐射通量、感热通量和潜热通量构成, 其中净太阳短波辐射通量为 NCEP/NCAR 月平均资料, 其余为模式计算所得。

3 印度洋偶极子的季节性位相锁定

将 GISST 月平均资料计算成月平均距平资料

后,采用 Saji 等^[1]对 DMI 的定义,可以得到 DMI 随时间的变化曲线(图略)。DMI 的年际变化非常显著,20 世纪 90 年代的两次异常事件特别强,1997 年的偶极子是这 40 年来最强的一次。为讨论偶极子的发展特征,选取 DMI 绝对值大于 0.4,且持续时间在 3 个月以上的异常事件作为研究个例,由此选出的偶极子共有 18 例,其中 8 例为正偶极子,分别出现在 1961、1963、1967、1972、1982、1987、1994 和 1997 年;10 例为负偶极子,分别出现在 1960、1968、1970、1974、1980、1981、1985、1989、1996 和 1998 年。从偶极子发生前一年 1 月到后一年 12 月,分别对正、负偶极子指数进行合成,合成结果如图 1 中虚线所示。图 1 表明,对于正偶极子(图 1a),合成的 DMI 在春季开始出现正距平,在夏季得到快速发展,在秋季达到最强,随后在冬季迅速减弱,到第 2 年春季消亡。这与 Saji 等^[1]按季节给出的海表温度距平合成平面图类似。

负偶极子期间(图 1b),DMI 的合成值也是在春季开始出现,夏季发展,秋季时最强。与正偶极子期间的合成结果相比,合成的负偶极子的强度要弱很多。这些结果表明,无论是正偶极子还是负偶极子,从强度变化看,偶极子发展的共同特点是在北半球的春季发生,夏季发展,秋季达到最强,处于成熟阶段,冬季减弱,与季节循环存在很好的位相锁定。

同样,选取 DMI 绝对值大于 0.4℃的月份为异常月份,对 40 年中每个月达到上述标准的正、负偶极子的次数进行统计。结果表明(图 2),10 月份发生正偶极子的次数最多,3 月份最少(图 2a);9 月份出现负偶极子的次数最多,12 月份最少(图 2b)。总的看来,夏季和秋季偶极子发生的次数明显多于冬季和春季,尤其是秋季,偶极子出现的次数最多。因此,北半球夏季和秋季有利于偶极子的出现,秋季是最有利于偶极子出现的季节。

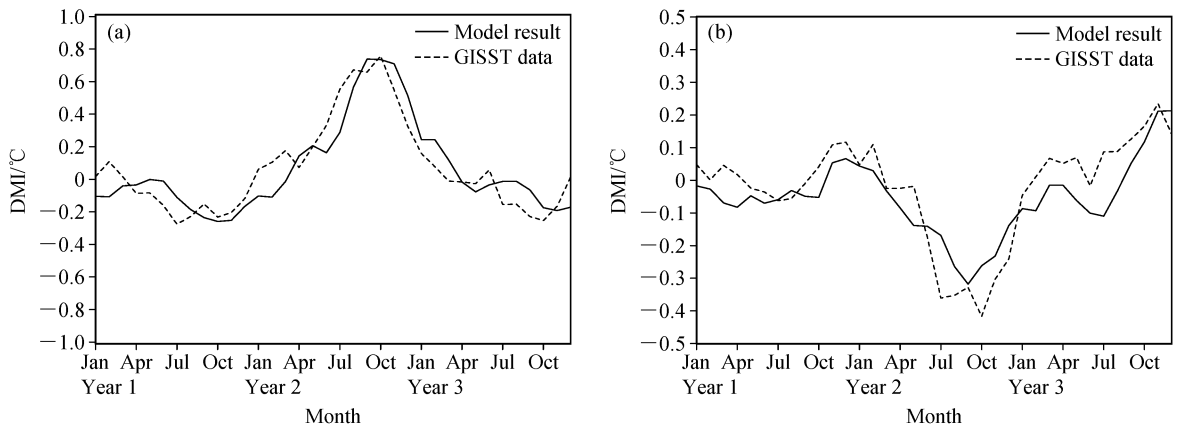


图 1 GISST 资料和模式结果合成的 DMI 的年变化: (a) 正偶极子; (b) 负偶极子

Fig. 1 The composite of the dipole mode index (DMI) by analysis of the global ice and sea surface temperature (GISST) data and model results: (a) Positive dipole; (b) negative dipole

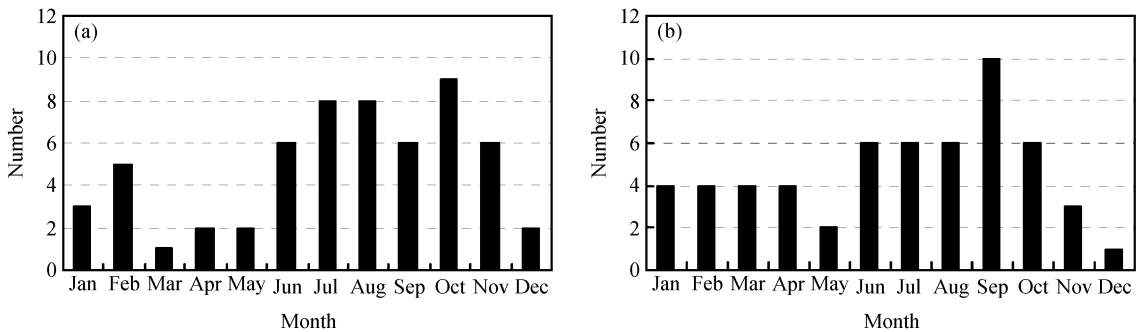


图 2 GISST 资料分析得到的每月 DMI 绝对值大于 0.4℃的次数分布图: (a) 正偶极子; (b) 负偶极子

Fig. 2 Monthly numbers of DMI with the absolute value greater than 0.4℃ derived from GISST data: (a) Positive dipole; (b) negative dipole

综合前面的分析结果，不难看出，偶极子容易在北半球秋季出现，并且在秋季达到最强，特别是在 9 月和 10 月，这是偶极子季节性位相锁定的显著特征。

4 偶极子季节性位相锁定的数值模拟

利用改进的 IAP/LASG L30T63 OGCM，从静止状态积分 400 年后，将 1949 年 1 月~1999 年 12 月的 NCEP/NCAR 月平均海表面大气距平资料加入模式自带的大气气候强迫场中，继续积分 51 年，本节截取 1960 年 1 月~1999 年 12 月共计 40 年的积分结果进行分析。这里，模式的强迫场既包括风应力的动力强迫，也包括表面热通量强迫。

模式模拟的 DMI 时间序列与 GISST 分析结果基本上是一致的（图略）。GISST 和模拟得到的 DMI 时间序列的标准差分别为 0.35℃和 0.37℃，表明模式模拟的 DMI 相对于均值的偏差基本上与 GISST 相同；两者的相关系数达到 0.5 以上，表明模式模拟的 DMI 随时间的变化特征和 GISST 是一致的；对于几次强偶极子事件（如 1961、1963、1982、1994 和 1997 年的偶极子），模拟的结果与 GISST 非常接近。这表明模式模拟很好地再现了印度洋偶极子。

图 1 给出了模拟的正偶极子（图 1a）和负偶极子（图 1b）期间 DMI 的合成分析结果。显然，模拟非常接近 GISST 的分析结果，无论正偶极子还是负偶极子，都在春季发生，夏季发展，秋季的 9、10 月份达到最强，随后减弱消亡，表现出偶极子成熟期集中在秋季这一显著的基本特征。

按照诊断分析中的标准，分别对模式结果统计了 40 年中每个月 DMI 大于 0.4℃的正、负次数（结果如图 3 所示）。图 3 和图 2 是非常相似的，即

夏季和秋季偶极子发生的次数明显多于冬季和春季，尤其是秋季，偶极子出现的次数最多。40 年内，GISST 资料中 DMI 达到标准的正、负 DMI 的次数分别为 58 次和 56 次，而在模式中，这一结果为 51 次和 53 次，二者基本相当。但模式模拟的 11 月份和 12 月份出现的正偶极子次数略为偏多。

数值模拟的结果再次表明，偶极子出现的次数和偶极子的强度与季节循环存在位相锁定。数值模拟的结果也隐含着一个假定，那就是海温的变化是由大气强迫驱动的，意味着偶极子的形成和大气强迫场有关。

5 偶极子季节性位相锁定的成因

前面对 GISST 资料的分析表明，偶极子出现的次数和偶极子的强度与季节循环存在位相锁定，数值模拟也很好地再现了这一显著特征。那么，大气强迫场是否有利于偶极子在北半球秋季出现得最多、最强？这个问题至少包含两个方面，一是大气异常，二是大气气候态。本节将通过数值试验来考察这两个方面对偶极子位相锁定的作用。

5.1 海表热通量和风应力异常对偶极子的作用

通过海表热通量和风的动力作用，海洋对大气强迫作出响应。在上节的数值模拟中，模式异常强迫场既含有海表热通量，也包括风应力的作用。这里，我们设计了两个数值试验，一是在模式的强迫场中，仅考虑风应力的作用，将风应力异常加到模式自带的具有季节变化的风应力气候场中，而其他要素保持不变，为模式自带的具有年循环的气候场；二是保持风应力不变，为模式自带的具有季节变化的风应力气候场，而将其他要素的异常值加到模式自带的具有年循环的气候场中。设计这两个数值试验的目的是分析海表热通量异常和风应力异常

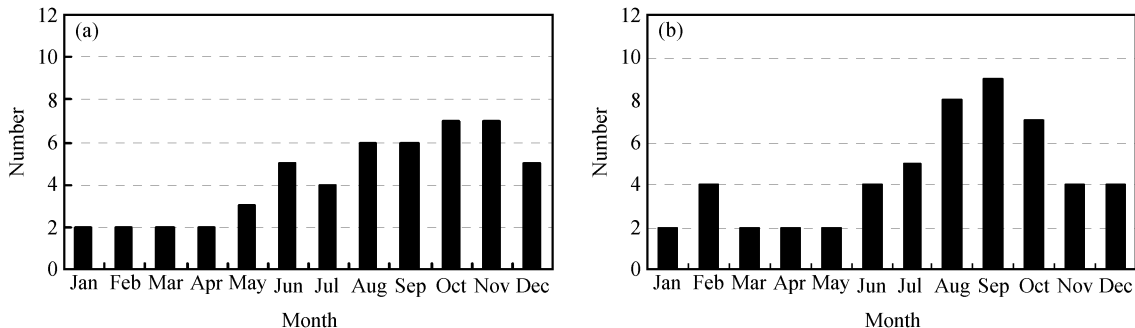


图 3 同图 2，但为模式模拟结果

Fig. 3 Same as Fig. 2, but for the model results

对偶极子的相对重要性。

图 4 给出了正偶极子期间仅有风应力(实线)和海表热通量(断线)异常强迫下合成的 DMI 的年变化。该图表明,无论是风应力异常还是海表热通量异常,都可以强迫出海表温度异常的偶极子结构,而且两者都具有非常相似的随时间演变的特征,与季节变化存在位相锁定。特别值得注意的是,仅有风应力异常强迫下的偶极子的强度比仅有海表热通量异常强迫下的偶极子强很多,前者大约是后者的 2 倍,而且,前者和图 1a 的强度比较接近。负偶极子期间的结果(图略)与此相同。这说明,风应力异常的动力强迫是印度洋偶极子形成的最主要原因,而海表热通量的作用也重要。

其实,当热带印度洋海表温度异常为偶极子结构时,赤道中印度洋上空存在很强的东风异常,异常东风常在 10 月达到最强(图略)。由海洋和大气相互作用可知^[20],它们的这种异常配置为各自的发展提供了正反馈机制。然而,东印度洋的降温在次年的 1 月就迅速减弱了,而东风异常可持续到来年的 4 月。Xie 等^[13]指出,这种情况意味着赤道印度洋上空的异常东风至少部分来自 ENSO 强迫。

5.2 大气气候态对偶极子的作用

为考察大气气候态的作用,假定 1~12 月为 12 个相互独立的气候态,在模式从静止态开始积分 400 年后,将 1949 年 1 月~1999 年 12 月大气距平资料分别加到这 12 个气候态中,继续积分 51 年,

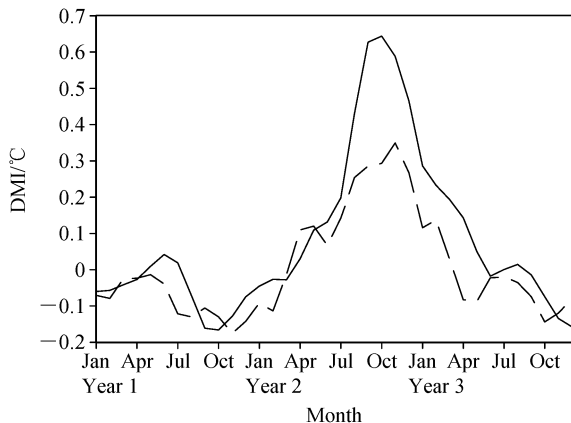


图 4 正偶极子期间仅有风应力(实线)和海表热通量(断线)异常强迫下合成的 DMI 的年变化

Fig. 4 Seasonal variations of the composite DMI for the experiments forced only by wind stress (solid line) and sea surface heat flux (broken line) anomalies during positive dipole

得到 12 个敏感性试验结果。与第 4 节不同,第 4 节中大气气候态存在年循环,而这里的各个试验中气候态不再有年循环。需要注意的是,这 12 个敏感性试验的大气异常状态是相同的,都包括风应力和热通量异常。本节仍取后 40 年的积分结果进行分析。

DMI 的定义仍然与前面一样。分别对 12 个敏感性试验得到的 DMI 进行分析,其结果表明,12 个 DMI 随时间的变化特征几乎是相同的,但是强度有显著的差别。试验中,9 月份强度最强,12 月最弱。作为一个例子,图 5 给出了气候态分别为 9 月(实线)和 12 月(断线)通过数值试验得到的正偶极子期间 DMI 的合成结果。显然,气候态为 9 月时的偶极子远比气候态为 12 月时的强。由 12 个敏感性试验计算得到的 DMI 的标准差(图 6a)可以看出,DMI 的标准差最大值出现在 9 月,最小值出现在 12 月。由于各试验的大气异常状态是相同的,而基本态是不同的,因此,图 6 表明对于相同的大气异常而言,9 月份的大气基本态最有利于偶极子发展到最强,而 12 月份的大气基本态最不利于偶极子的发展。从 DMI 的标准差在各月的分布看,如果持续时间足够长的有利于偶极子发生的大气异常出现在 5~6 月,那么在接下来的时间里,大气的基本态将使偶极子的强度得到加强,到 9 月份达到最强,之后,大气的基本态将限制偶极子的发展。另一个有利于偶极子发展的时期是由冬季到春季的转变,但强度要弱很多。

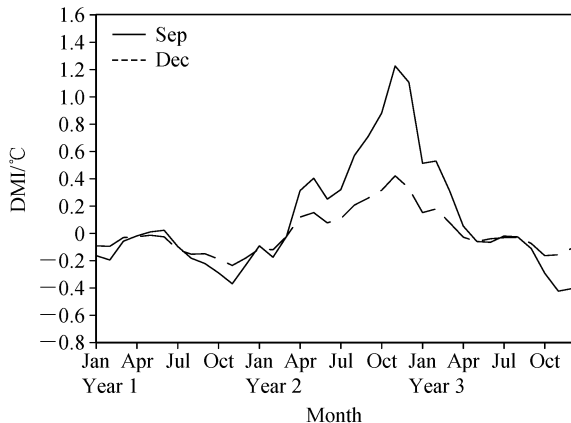


图 5 9 月和 12 月大气气候态作用下正偶极子期间合成的 DMI 的年变化

Fig. 5 Seasonal variations of the composite DMI for the basic atmosphere states of Sep and Dec during positive dipole

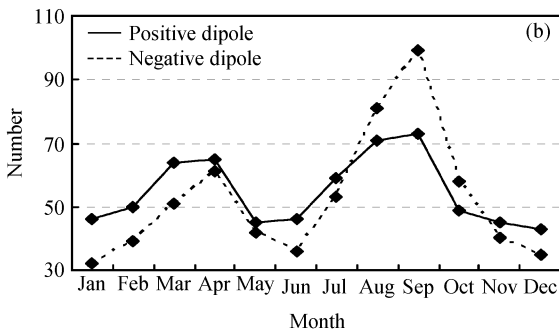
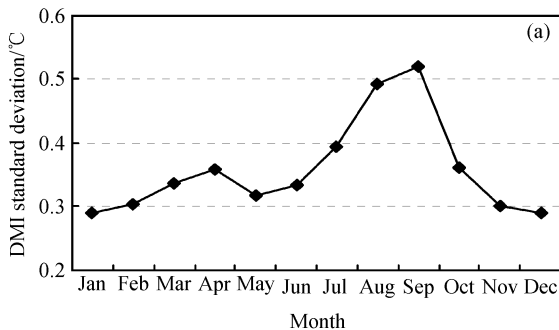


图 6 不同气候态作用下 DMI 的标准差 (a) 及 DMI 绝对值大于 0.4℃ 的次数 (b)

Fig. 6 The standard deviation of DMI (a) and the numbers of DMI with the absolute value great than 0.4℃ (b) for different basic atmosphere states

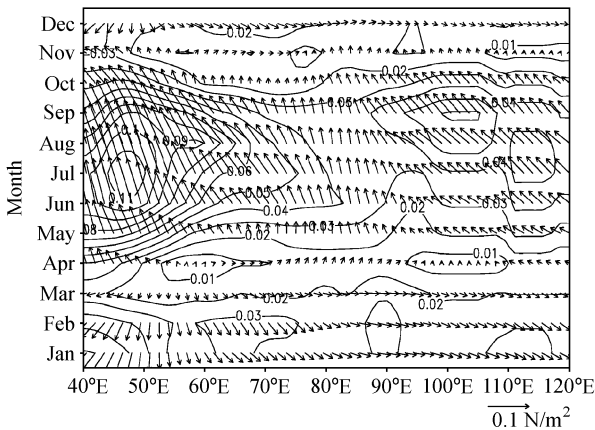


图 7 沿 5°S 风应力 (矢量) 及其强度 (等值线) 的季节变化 (单位: N/m²)

Fig. 7 Seasonal evolutions of wind stress (vector) and its strength (contour) along 5°S (units: N/m²)

同样, 图 6b 给出了在不同气候态作用下, 40 年内 DMI 的绝对值大于 0.4℃ 的正、负偶极子的次数。显然, 9 月偶极子出现的次数最多, 冬季最少。此外, 4 月份的偶极子也较多。

以上数值试验的结果表明, 风应力异常强迫是偶极子形成的最主要原因, 9 月份的大气气候态最有利于偶极子的强度达到最强。那么, 和其他月份相比, 9 月份热带印度洋地区风应力有何特点? 这个特点为什么能使偶极子发展到最强? 9 月, 副热带南印度洋的东南信风向北越过赤道以后, 转为西南季风, 与亚洲夏季风盛期的环流形势相似。值得注意的是, 赤道东南印度洋的风应力强度在 9 月达到最大 (图 7)。实际上, Xie 等^[13]指出, 在印度洋东海岸, 沿岸风在 4 月开始出现, 之后, 可能是由于太阳和大气深对流的向北移动, 沿岸风得到加

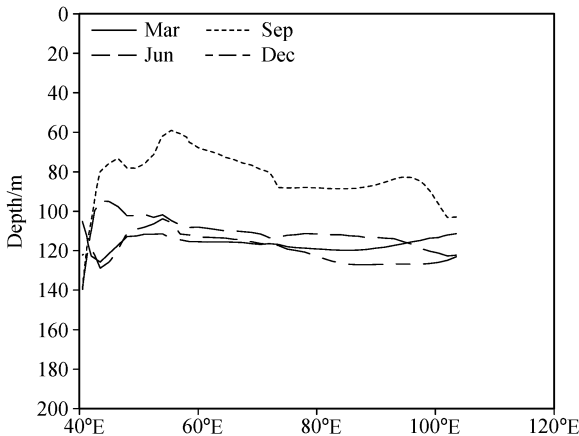


图 8 大气基本态分别为 3 月、6 月、9 月和 12 月时沿 5°S 海水 20℃ 等温线的深度

Fig. 8 20℃ isothermal depth along 5°S for the basic atmosphere states of Mar, Jun, Sep and Dec

强。这种沿海岸的东南风引起沿岸海水上翻, 导致海洋温跃层变浅, 海表温度降低。图 8 给出 3 月、6 月、9 月和 12 月沿 5°S 海水 20℃ 等温线的深度, 可以看出, 在整个赤道印度洋, 9 月 20℃ 海水等温线的深度最浅, 75°E 以东大约为 90 m, 75°E 以西不到 80 m, 而其他月份的深度在 110 m 左右。这反映出在赤道东南印度洋的风应力强度达到最大时的 9 月, 赤道印度洋的温跃层最浅。这么浅的温跃层, 风应力很容易通过温跃层的扰动影响海表温度距平。

Li 等^[3]讨论了北半球夏季沿苏门答腊岛的东南风和热带印度洋海温的相互作用。他们指出, 在热带东南印度洋苏门答腊岛沿海, 平均海表温度高, 深对流活跃, 如果这里的海表温度出现负异常, 意味着该地区上空深对流减弱, 导致对大气的

加热减弱。根据 Gill 模型^[23], 加热减弱将在西边激发下沉 Rossby 波, 并在低层产生异常反气旋环流, 这将加强气候平均的东南风, 通过表面蒸发、垂直混合和沿岸上翻流的加强, 使得苏门答腊岛沿海的海表温度进一步降低。Xie 等^[13]发现, 对年平均状况而言, 南热带印度洋的东南信风和赤道地区弱的西风之间的负涡度使得那里存在涌升流, 导致温跃层升高。但是在亚洲夏季风季节, 赤道印度洋为东风控制, 热带东南印度洋加热减弱将加强气候平均的东风, 由此激发海洋中的向西传播的下沉 Rossby 波, 从而使热带印度洋西部的温跃层加深, 海表温度升高。显然, 上述过程是一个正反馈过程, 该过程使印度洋偶极子的强度不断加强。从图 7 和图 8 可以看出, 由于 9 月赤道东南印度洋上空的东南风最强, 而温跃层最浅, 通过以上的正反馈过程, 偶极子的强度达到最大。此后, 由于东南风的减弱, 到北半球冬季大气气候态发生转变, 赤道东南印度洋为西北风控制, 偶极子迅速减弱消亡。因此, 大气气候态是偶极子成熟位相锁定在北半球秋季的一个重要原因。

6 总结和讨论

季节性位相锁定是偶极子发展的重要特征。与 Saji 等^[1]仅对偶极子强度的分析不同, 本文利用 GISST 资料分析偶极子的强度和偶极子在各月出现的次数, 结果表明, 北半球秋季偶极子的强度最强, 出现的次数最多, 和季节循环存在显著的位相锁定特征。数值模拟的结果很好地再现了这一特征。海表热通量和风应力异常的对比试验表明, 仅有风应力异常强迫时偶极子的强度大于仅有海表热通量异常强迫时偶极子的强度, 这意味着风应力异常是偶极子形成的最主要原因。

为研究大气气候态对偶极子强度的影响, 本文利用大洋环流模式设计了 12 个敏感性试验, 分别在 1~12 月的大气气候态上加以相同的异常扰动, 模式的积分结果表明, 在大气异常状态相同时, 9 月份的大气基本态最有利于偶极子的强度达到最强、出现的次数最多。这是因为从每年的 5~10 月, 赤道东南印度洋为东南风控制, 东南风和海洋之间的正反馈有利于异常扰动发展, 在 9 月, 气候平均的东南风最强, 赤道印度洋温跃层最浅, 这些都使得印度洋偶极子的强度在 9 月达到最强。但从

11 月到次年 4 月, 赤道东南印度洋为西北风控制, 不利于偶极子的发展。Xie 等^[13]指出, 因为东印度洋海温高, 对流活跃, 所以发生在那里的中等程度的海温异常将使大气产生非常强的响应, 进而导致海气耦合系统出现大振幅的异常, 苏门答腊岛海区的海洋涌升和南印度洋的 Rossby 波起了十分重要的作用。Li 等^[3]认为, 印度洋偶极子的季节性位相锁定, 在很大程度上可由赤道东南印度洋的海气正反馈过程解释。这与本文数值试验的结果非常一致。因此, 大气气候态的作用是偶极子成熟位相锁定在北半球秋季的一个重要原因。

数值模式的长期积分表明, 大气气候态本身并不会激发印度洋偶极子, 偶极子发生是海气异常相互作用的产物。从本文所选择的个例看, 异常强迫与季节循环也存在位相锁定, 海温对异常强迫响应的滞后时间在 1 个月左右 (参见图 5)。当海洋或大气出现异常扰动后, 大气气候态使得海温异常在 9 月达到最强, 而大气异常使得偶极子在 11 月达到最强, 在两者的共同作用下, 秋季偶极子的强度达到最强, 与季节循环存在强位相锁定关系。偶极子的生命史期间, 赤道印度洋风应力异常是非常重要的。ENSO 和苏门答腊岛海区的海气相互作用均可造成赤道印度洋上空的纬向风出现异常^[13]。

致谢 两位匿名审稿专家对本文提出了很多宝贵意见和建议, 在此深表谢意。

参考文献 (References)

- [1] Saji N H, Goswami B N, Vinayachandran P N, et al. A dipole mode in the tropical Indian Ocean. *Nature*, 1999, **401**: 360~363
- [2] Webster P J, Moore A M, Loschnigg J P, et al. Coupled ocean - atmosphere dynamics in the Indian Ocean during 1997 - 98. *Nature*, 1999, **401**: 356~360
- [3] Li T, Wang B, Chang C P, et al. A theory for the Indian Ocean dipole-zonal mode. *J. Atmos. Sci.*, 2003, **60** (17): 2119~2135
- [4] 谭言科, 张人禾, 何金海. 热带印度洋海温的年际异常及其海气耦合特征. *大气科学*, 2003, **27** (1): 53~66
Tan Yanke, Zhang Renhe, He Jinhai. Features of the interannual variation of sea surface temperature anomalies and the air-sea interaction in tropical Indian Ocean. *Chinese Journal of Atmospheric Sciences* (in Chinese), 2003, **27** (1): 53~66
- [5] Cai W J, Hendon H H, Meyers G. Indian Ocean dipolelike variability in the CSIRO mark 3 coupled climate model. *J. Climate*, 2005, **18**: 1449~1468

- [6] 杜振彩, 谭言科, 张人禾, 等. 热带印度洋海温异常单、偶极模态及其相互作用. 大气科学, 2006, **30** (1): 11~24
Du Zhencai, Tan Yanke, Zhang Renhe, et al. Two modes of sea surface temperature anomalies in the tropical Indian Ocean: Monopole, dipole and their interactions. *Chinese Journal of Atmospheric Sciences* (in Chinese), 2006, **30** (1): 11~24
- [7] Latif M, Dommenges D. The role of Indian Ocean sea surface temperature in forcing east African rainfall anomalies during December – January 1997/1998. *J. Climate*, 1999, **12** (12): 3497~3504
- [8] 李崇银, 穆明权. 赤道印度洋海温偶极子型振荡及其气候影响. 大气科学, 2001, **25** (4): 433~443
Li Chongyin, Mu Mingquan. The dipole in the equatorial Indian Ocean and its impacts on climate. *Chinese Journal of Atmospheric Sciences* (in Chinese), 2001, **25** (4): 433~443
- [9] Saji N H, Yamagata T. Possible impacts of Indian Ocean dipole mode events on global climate. *Climate Res.*, 2003, **25**: 151~169
- [10] 晏红明, 李崇银. 赤道印度洋纬向海温梯度模及其气候影响. 大气科学, 2007, **31** (1): 64~76
Yan Hongming, Li Chongyin. A study of sea surface temperature zonal gradient mode in the equatorial Indian Ocean and its influence on climate. *Chinese Journal of Atmospheric Sciences* (in Chinese), 2007, **31** (1): 64~76
- [11] Rao S A, Behera S K, Masumoto Y, et al. Interannual variability in the subsurface tropical Indian Ocean with a special emphasis on the Indian Ocean dipole. *Deep-Sea Res.* II, 2002, **49**: 1549~1572
- [12] Feng M, Meyers G. Interannual variability in the tropical Indian Ocean: A two-year time scale of IOD. *Deep-Sea Res.* II, 2003, **50** (12/13): 2263~2284
- [13] Xie S-P, Annamalai H, Schott F, et al. Structure and mechanisms of South Indian Ocean climate variability. *J. Climate*, 2002, **15**: 864~878
- [14] Rao S A, Behera S K. Subsurface influence on SST in the tropical Indian Ocean: Structure and interannual variability. *Dyn. Atmos. Oceans*, 2005, **39**: 103~135
- [15] Chang P, Yamagata T, Schopf P, et al. Climate fluctuations of tropical coupled systems—The role of ocean dynamics. *J. Climate*, 2006, **19**: 5122~5174
- [16] Rayner N A, Horton E B, Parker D E, et al. Version 2.2 of the global sea ice and sea surface temperature data set, 1903 – 1994. *Clim. Res. Tech. Note* 74, U K Meteorological Office, Bracknell, 1996
- [17] Jin X Z, Zhang X H, Zhou T J. Fundamental framework and experiments of the third generation of IAP/LASG world ocean general circulation model. *Adv. Atmos. Sci.*, 1999, **16**: 197~215
- [18] Yu Y Q, Yu R C, Zhang X H, et al. A flexible global coupled climate model. *Adv. Atmos. Sci.*, 2002, **19**: 169~190
- [19] Yu Y Q, Liu X Y. ENSO and Indian dipole mode in three coupled GCMs. *Acta Oceanologica Sinica*, 2004, **23**: 581~595
- [20] 李东辉, 张铭, 张瑰, 等. 热带印度洋偶极子发生和演变机制的数值研究. 海洋科学进展, 2005, **23** (2): 135~143
Li Donghui, Zhang Ming, Zhang Gui, et al. The study of the occurrence and evolution mechanism of the tropical Indian Ocean dipole. *Advances in Marine Science* (in Chinese), 2005, **23** (2): 135~143
- [21] Kalnay E, Kanamitsu M, Kistler R, et al. The NCEP/NCAR 40-year reanalysis project. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 1996, **77** (3): 437~472
- [22] Bjerknes J. Atmospheric teleconnections from the equatorial Pacific. *Mon. Wea. Rev.*, 1969, **97**: 163~172
- [23] Gill A E. Some simple solutions for heat-induced tropical circulation. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 1980, **106**: 447~462