

Chen C X, Cai X, Zhang J H, et al. Ground magnetic field disturbance caused by bubbles in the Earth's plasma sheet. *Chinese J. Geophys.* (in Chinese), 2004, 47(2): 207 ~ 211

# 地球等离子体片中磁泡对地面磁场的扰动

陈出新 蔡霞 张建辉 肖永登

中国科学技术大学地球和空间科学学院, 合肥 230026

**摘要** 观测到的爆发流 (Bursty Bulk Flows, 简称为 BBFs) 有很多主要特征都可以用磁泡图像描述. 磁泡模型认为电离层中绝大部分电势降落都发生在磁泡中, 据此可以估算它周围的霍尔电流及其在地面引起的地磁扰动. 将本文结果与 SMA (Scandinavian Magnetometer Array) 雷达阵列观测的 BBFs 的特征进行比较之后, 发现二者符合得很好. 这表明 BBFs 与磁泡在引起地面磁场扰动上的表征是一样的, 暗示 BBFs 很可能就是磁泡.

**关键词** 等离子体片 地磁扰动 爆发流 磁泡 霍尔电流

文章编号 0001-5733(2004)02-0207-05 中图分类号 P354 收稿日期 2003-03-03, 2003-12-01 收修定稿

## GROUND MAGNETIC FIELD DISTURBANCE CAUSED BY BUBBLES IN THE EARTH'S PLASMA SHEET

CHEN Chu-Xin CAI Xia ZHANG Jian-Hui XIAO Yong-Deng

School of Earth and Space Sciences, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China

**Abstract** Most of the major observed characteristics of the bursty bulk flows (hereafter abbreviated as BBFs) can be interpreted naturally in terms of the bubble picture. In the "bubble" model, bubbles carried a great percentage of the total potential drop in the ionosphere. Hereby we can estimate the Hall current around a bubble and its disturbance on the ground magnetic field. By comparison with the characteristics of BBFs observed by the Scandinavian Magnetometer Array, a very good agreement between the two disturbances follows. This implies that BBFs are probably bubbles.

**Key words** Plasma sheet, Geomagnetic disturbance, Bursty bulk flows, Bubbles, Hall current.

## 1 引言

自 20 世纪 60 年代人们发现了地球等离子体片并提出和发展了磁层对流的思想以来, 许多物理学家就把地球等离子体片描述为连续的、大尺度的向阳流动的等离子体结构, 这也是定量模拟等离子体片和内磁层的基础. 然而 70 年代早期, 发现磁层亚暴与连续流有明显的偏离. 事实上, 如果人们试图

完全定量化地描述连续流图像, 那么马上就会发现其与观测的不一致性. 除了极其缓慢的对流情况, 等离子体片地向运动是绝热的观点也与平均观测到的磁场位形不符. 对等离子体片流速的统计研究表明, 即使在无亚暴的情形下把流动视为低速稳定的流动叠加上涨落也是不够的. 低速稳定的地向运动图像逐渐被长周期的弱运动间隔以短周期的高速流 (BBFs)<sup>[1,2]</sup> 所代替. 磁层中大部分的质量、能量和磁通量运输都发生在爆发流的间隔中. Chen 和 Wolf<sup>[3]</sup>

基金项目 国家自然科学基金项目 (40174026, 40074041).

作者简介 陈出新, 男, 1961 年生, 1983 年毕业于北京大学天体物理专业, 1995 年获美国 Rice 大学空间物理学博士学位. 主要从事磁层物理和磁流体发电机的研究. E-mail: chuxin@ustc.edu.cn

认为 BBFs 就是磁泡,即与周围相比含有较少等离子体的磁通量管. 本文对穿入到电离层的磁泡进行模拟以估计由此引起的霍尔电流对地面磁场的扰动.

## 2 磁泡模型提出的物理背景和发展

在  $40R_E$  ( $R_E$  为地球半径) 以内的中心等离子体片中,等离子体的平均地向对流比 Alfvén 速度和声速都慢. 视中性等离子体片为各向同性,由绝热理论可知沿着一条运动路径,  $PV^{\frac{5}{3}}$  近似为常数,这里  $P$  为粒子热压,  $V$  为单位磁通量管的体积. 如果假定等离子体系统地向地球运动,那么等离子体片中粒子压强应大致与  $V^{-\frac{5}{3}}$  成正比. 但是在把磁场模型当中任意中部磁层的  $PV^{\frac{5}{3}}$  值用到内磁层一定体积的磁通量管时,会得到一个特别大的压强值,从磁场模型得到的磁场张力无法平衡这么大的热压力. 问题的出现不是由于磁场模型的不精确引起的,而是由于内外层等离子体片的磁力线的位形引起的. 这个问题被称为“压力平衡不自洽”或“压力危机”<sup>[41]</sup>. Kivelson 和 Spence<sup>[5]</sup> 认为梯度/曲率引起的粒子漂移在弱对流情形下可以去除不自洽.

压力平衡不自洽暗示着地球等离子体片中低速、稳定、单一的向阳对流如果发生的话,几率很小. Pontius 和 Wolf<sup>[6]</sup> 从理论上提出在等离子体片中存在着局部高速的地向流. 与传统的均匀稳定的对流模式相反,他们提出等离子体片中存在着磁泡. 在磁浮力的作用下,磁泡向地球方向推进. 他们预言了中性片附近的磁泡的特征:(1) 高速的地向流动;(2) 粒子压力比邻近通量管低;(3) 磁场比邻近通量管强. 他们估计磁泡的速度为  $1000\text{km/s}$ , 尺度约为  $R_E$ .

在磁流体力学描述中,  $PV^{\frac{5}{3}}$  对通量管的运动起决定性的作用. 如果对某一磁通量管来说这个值比邻近通量管的大,此通量管将尾向运动;如果该值比邻近通量管的小,此通量管将向地球方向运动. 通量管的运动会持续到在等离子体片中找到一个平衡点. 此处邻近通量管的  $PV^{\frac{5}{3}}$  与该通量管的相等. Chen 和 Wolf<sup>[3]</sup> 定量地发展了 Pontius 和 Wolf<sup>[6]</sup> 的思想. 他们认为 Baumjohann 和 Paschmann<sup>[1]</sup> 以及 Angelopoulos 等<sup>[2]</sup> 观测到的爆发流 (BBFs) 就是地球等离子体片中的磁泡. 他们假设在远磁尾因为某种原因产生了一个磁泡. 磁泡比邻近通量管具有较低的粒

子压强和较强的磁场 (磁泡内外的总压力保持平衡). 因为磁泡中内部的梯度/曲率电流比外部的弱得多,磁泡的晨侧会带上正电,昏侧带上负电,从而受到一个晨昏向的强电场,开始向地球加速运动. 开始时通量管的赤道部分加速得更快些. 当磁泡的赤道速度接近于 Alfvén 速度时,通量管靠近电离层的部分将不会移动很多,这样通量管在地向运动中越来越圆,越来越偶极化. 当磁泡接近地球时,它的  $PV^{\frac{5}{3}}$  值与赤道面上的其他通量管的值相同,最终地向的加速过程会反转. 赤道部分的运动减慢以后,其余部分将赶上来. 最后,磁泡的粒子压强和磁场与等离子体片中其他通量管的值相等. 许多观测到的爆发流的主要特征都能用磁泡图像得到阐释. 他们的计算表明如果用磁泡解决压力平衡的不一致,爆发流应该成为等离子体片中的主导运输机制.

## 3 霍尔电流及其对地面磁场的扰动

基于观测的统计表明在中部磁尾 ( $15 \sim 30R_E$ ) 中大约 80% 的等离子体运输都是以 BBFs 的短时间 (几分钟) 脉冲的形式实现的,这与磁泡模型符合得很好. 磁泡模型预言了由含有较少等离子体的流量管组成的分散的狭窄激流. 尽管如此对于磁泡能否进入内磁层完成整个磁层循环模式仍然值得怀疑. 这里的关键问题是对磁泡模型起关键作用的单一 BBFs 的参数 (比如它们的尾向截面大小,特别是它们的寿命和沿磁尾的长度) 很难通过单一的 (或几个无规律分布的) 磁层飞行器测量. 要想证明在磁层中几个不同位置所观测到的特征信号是否由同一个瞬变的当地结构所产生是相当困难的,除非其结构在电离层中有很特别的极光印迹而其位置又可与磁层飞行器在电离层中的足点相比较时才有可能. 图 1 是观测到的电离层的紫外图像,从中可辨认出作为爆发流在电离层中印迹的极光流<sup>[7]</sup>. 如何确认图 1 中观测到的现象是由爆发流引起的问题在文献 [7] 中已有较详细的说明,具体的方法是用一磁层的磁场模型来映射. 位于磁尾中的两颗卫星 (IA) 和 (GT) 观测到爆发流,从这两颗卫星的位置出发,沿磁力线可跟踪到它们在电离层的落脚点. 这两落脚点之间的流动极光就可认为是爆发流产生的.

为了解决压力平衡的不自洽,Chen 和 Wolf<sup>[3]</sup> 粗略地估算了磁泡中电势降占穿过磁尾的总电势降的比例,结论是:

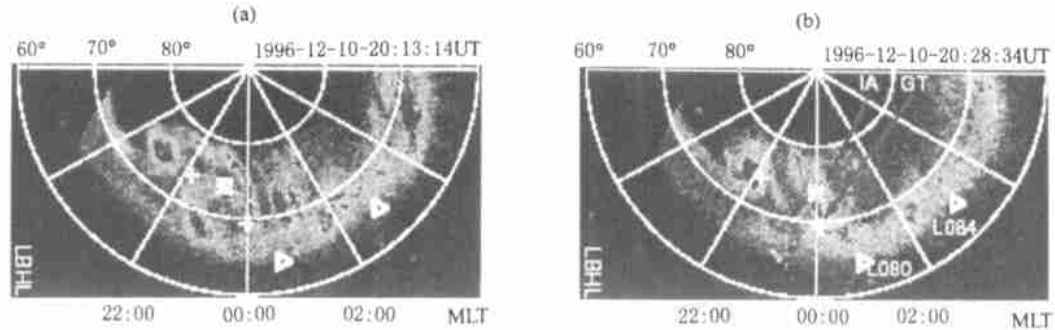


图 1 1996 年 12 月 10 日极光结构和飞行器的位置

(a) 12-10-20:13UT; (b) 12-10-20:28UT. MLT 为磁当地时间.

Fig. 1 Auroral structures and spacecraft configuration on Dec. 10, 1996

(1) 考虑空磁泡和一般情形(磁尾的总电势降  $\phi_{tot} = 50\text{kV}$ ), 设磁泡仅在远磁尾处产生, 则从  $20R_E$  到  $40R_E$  磁泡中电势降  $\phi_{bubble}$  与磁尾的总电势降之比  $\phi_{bubble}/\phi_{tot}$  值从约 20% 增加到约 56%; (2) 如果磁泡不空, 而且  $\phi_{tot} > 50\text{kV}$ , 则  $\phi_{bubble}/\phi_{tot}$  值要增加; (3) 如果所有的磁泡都在远磁尾产生,  $\phi_{bubble}/\phi_{tot}$  的值随着离开地球的距离增大而增大. 但是在产生磁泡的等离子体片区域中,  $\phi_{bubble}/\phi_{tot}$  沿尾向会减小.

本文采用一般情形, 取  $\phi_{tot} = 50\text{kV}$ , 用  $40R_E$  处的  $\phi_{bubble}/\phi_{tot} = 0.56$ , 可得磁泡中的电势降为  $28\text{kV}$ .

从图 1 可见, 图 1a 北纬  $70^\circ$  上, 分布了大约 4 个磁泡, 每个磁泡的电势降约为  $7\text{kV}$ . 以  $00:00 \sim 02:00$  MLT 之间, 北纬  $70^\circ$  的磁泡为例<sup>[8]</sup>, 对应的圆心角约为  $3^\circ$ , 长度约占 5 地球弧长. 因此磁泡宽度

$$a = R_E \times \cos 70^\circ \times \frac{3^\circ}{180^\circ} \times 3.14 \approx 114\text{km}, \quad (1)$$

磁泡长度

$$b = R_E \times \frac{10^\circ}{180^\circ} \times 3.14 \times \frac{1}{2} \approx 556\text{km} = 5a, \quad (2)$$

磁泡离地面的高度约为  $300\text{km}$ , 可近似认为  $3a$ . 假设电离层水平方向是各向同性的, 本文用如下的理想模型来近似磁泡.

两块  $z$  方向无限长,  $y$  方向总长为  $5a$  的平板上均匀分布有面电荷, 左板带负电, 右板带正电. 用一距地面为  $3a$  的平面截平板. 用截面上的电流分布来模拟磁泡周围的电流分布.

在求面电荷密度时, 把磁泡中电势降处理为两均匀带电的无限大平板产生的, 可估算出平板的面电荷密度为  $\sigma = \phi_0/a$ , 式中  $\phi_0 = 7\text{kV}$ ,  $a = 114\text{km}$ .

将坐标原点取在截面得到的矩形  $ABCD$  的中点,  $y$  轴指向北,  $x$  轴指向东, 如图 2 所示. 由于  $z$  方向是无穷的, 据对称性可知在  $xoy$  平面内不会有  $E_z$

分量, 而只有  $E_x(x, y), E_y(x, y)$ .

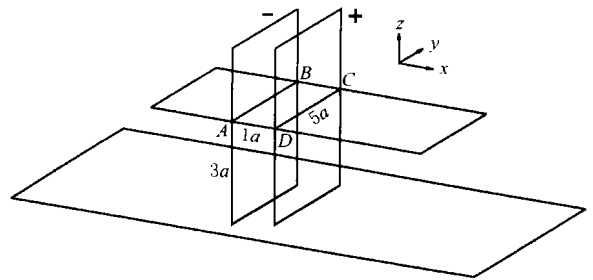


图 2 磁泡的平板模型

Fig. 2 The approximate model of the bubble

令  $2c = a, 2d = b, c = 1$ , 则  $d = 5, h = 6$  (一个单位  $57\text{km}$ ). 左板上任一点  $(-c, y, z)$  周围  $dS$  内所带的电荷在  $P(x, y, z)$  产生的电场的  $x$  分量为

$$dE_x = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \times \frac{-dydz}{(x+c)^2 + (y-y)^2 + z^2} \times \frac{x+c}{\sqrt{(x+c)^2 + (y-y)^2 + z^2}}, \quad (3)$$

于是有

$$E_x = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_0^d \int_{-a}^a \frac{-dydz}{(x+c)^2 + (y-y)^2 + z^2} \times \frac{x+c}{\sqrt{(x+c)^2 + (y-y)^2 + z^2}} = \frac{-}{2\pi\epsilon_0} \left[ \arctan \frac{y+d}{x+c} - \arctan \frac{y-d}{x+c} \right] \quad (4a)$$

同理

$$E_y = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_0^d \int_{-a}^a \frac{-dydz}{(x+c)^2 + (y-y)^2 + z^2} \times \frac{y-y}{\sqrt{(x+c)^2 + (y-y)^2 + z^2}} = \frac{-}{4\pi\epsilon_0} \ln \frac{(x+c)^2 + (y+d)^2}{(x+c)^2 + (y-d)^2}. \quad (4b)$$

算右板时,只需令  $c = -c$  即可. 这样可以得到在  $xoy$  平面任一点  $(x, y, 0)$  的总电场为

$$E_x = \frac{1}{2} \int_0^c \left( \arctan \frac{y-d}{x+c} - \arctan \frac{y+d}{x+c} - \arctan \frac{y-d}{x-c} + \arctan \frac{y+d}{x-c} \right) dS, \quad (5a)$$

$$E_y = \frac{1}{4} \int_0^c \ln \frac{[(x-c)^2 + (y+d)^2][(x+c)^2 + (y-d)^2]}{[(x+c)^2 + (y+d)^2][(x-c)^2 + (y-d)^2]} dS. \quad (5b)$$

需要指出的是,由于代表磁泡的两面板的距离是其宽度的 1/5,我们用两均匀带电的无限大平板求面电荷密度. 这种近似带来的相对误差在面板的中心可由 (5a) 估算为 12.5%.

在垂直磁场方向的电流为

$$j = \rho E + \rho_{H EB} \times E, \quad (6)$$

其中  $\rho$  为裴德森电导率,  $\rho_{H EB}$  为霍尔电导率,  $e_B$  为单位磁场方向,  $E$  为垂直磁场方向的电场,  $E$  为总电场,式中第二项为霍尔电流.

可得磁泡周围霍尔电流的分布为

$$j_{Hall_x} = \rho_{H EB} E_y = \rho_{H EB} \frac{1}{4} \int_0^c \ln \frac{[(x-c)^2 + (y+d)^2][(x+c)^2 + (y-d)^2]}{[(x-c)^2 + (y-d)^2][(x+c)^2 + (y+d)^2]} dS, \quad (7a)$$

$$j_{Hall_y} = \rho_{H EB} \frac{1}{2} \int_0^c \left( \arctan \frac{y-d}{x+c} - \arctan \frac{y+d}{x+c} - \arctan \frac{y-d}{x-c} + \arctan \frac{y+d}{x-c} \right) dS, \quad (7b)$$

式中  $\rho_{H EB}$  采用一个电离层的典型值  $\rho_{H EB} = 4$  西门子. 这样可以求得电流在地面  $(x, y, -6)$  点所形成的磁场. 由  $B = \frac{\mu_0}{4} \iint \frac{j \times r}{r^3} dS$  可得

$$B_x = \frac{-\mu_0}{4} \iint \frac{6j_{Hall_y}}{[(x-x)^2 + (y-y)^2 + 6^2]^{3/2}} dS, \quad (8a)$$

$$B_y = \frac{\mu_0}{4} \iint \frac{6j_{Hall_x}}{[(x-x)^2 + (y-y)^2 + 6^2]^{3/2}} dS. \quad (8b)$$

磁泡周围的电场衰减是很快的,正比于  $1/r^2$ , 因此可以只考虑对一定区域内的积分.

将截面分为无数多小面元  $S (0.1 \times 0.1)$ , 用面

元中心的值作为小面元上的平均值,有

$$B_x = \frac{-\mu_0 S}{4} \sum_{i=1}^n \frac{6j_{Hall_y}}{[(x-x)^2 + (y-y)^2 + 6^2]^{3/2}}, \quad (9a)$$

$$B_y = \frac{\mu_0 S}{4} \sum_{i=1}^n \frac{6j_{Hall_x}}{[(x-x)^2 + (y-y)^2 + 6^2]^{3/2}}. \quad (9b)$$

本文在电离层上取  $12c \times 30c$  以磁泡为中心的区域进行计算,其在  $x$  方向上相当于  $6a$ ,  $y$  方向上相当于  $3b$ , 可得电场如图 3 所示. 图中横坐标是南北向的电离层尺度 (1710km), 即式 (9a, 9b) 中的  $y$  方向; 纵坐标是东西向的电离层尺度 (684km), 即式 (9a, 9b) 中的  $x$  方向.

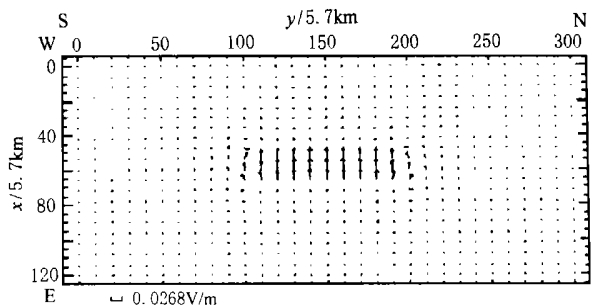


图 3 计算得到的电场矢量图 (1 个单位相当于 5.7 km)  
Fig. 3 The electric field vector obtained from calculation  
(One unit is 5.7 km)

考虑地面  $20 \times 20$  (相当于  $1100\text{km} \times 1100\text{km}$ ) 的区域, 可得磁场如图 4 所示.

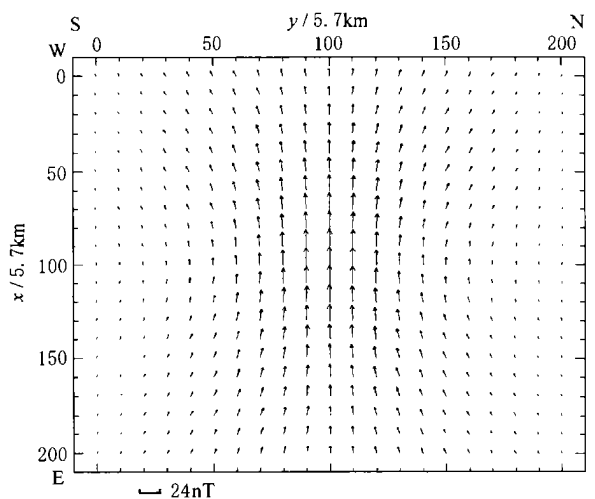


图 4 模拟得到的磁场矢量图 (1 个单位相当于 5.7 km)  
Fig. 4 The magnetic field vector obtained from simulation  
(One unit is 5.7 km)

图 5 是 SMA 阵列观察到的地面磁场扰动<sup>[9]</sup>, 观

测结果与本文得到的图形一致.

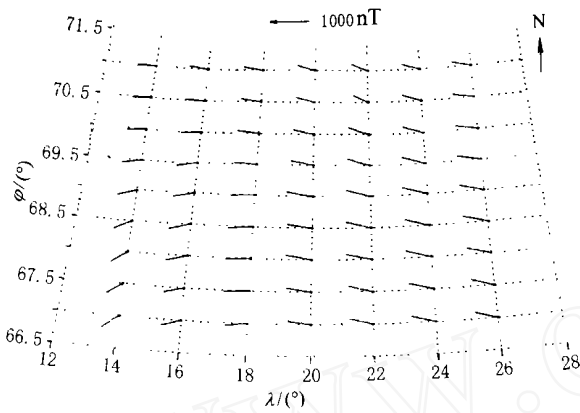


图5 观察到的地面磁场扰动

Fig. 5 The measured ground magnetic field disturbance

可见局地附加的楔形电流恰好是 Chen 和 Wolf<sup>[3]</sup> 估计的 BBFs 中电离层的电流具有的特征. 观测数据与他们预言的楔形电流东边有下降的场向电流, 西边有上升的场向电流符合. 电磁扰动中, 图 5 中西南的环向结构在模拟得到的磁场中有很好的体现.

## 4 结 论

本文用图 2 所示的近似模型模拟到达电离层的磁泡, 将与地面平行的截面上的电流分布近似认为是磁泡周围的霍尔电流分布, 将面上电流对地面产生的磁场近似认为是霍尔电流产生的. 本文得到的地面磁场扰动与 SMA 雷达观测到的地面磁场扰动

相比, 符合得很好, 暗示着 BBFs 可能就是 Chen 和 Wolf<sup>[3]</sup> 所认为的磁泡.

## 参考文献

- [ 1 ] Baumjohann W, Paschmann G. Characteristics of high-speed ion flows in the plasma sheet. *J. Geophys. Res.*, 1990, **95**:3801 ~ 3809
- [ 2 ] Angelopoulos V, Baumjohann W, Kennel C F, et al. Bursty bulk flows in the inner central plasma sheet. *J. Geophys. Res.*, 1992, **97**:4027 ~ 4039
- [ 3 ] Chen C X, Wolf R A. Interpretation of high-speed flows in the plasma sheet. *J. Geophys. Res.*, 1993, **98**:21409 ~ 21419
- [ 4 ] Erickson G M, Wolf R A. Is steady convection possible in the Earth's magnetotail? *Geophys. Res. Lett.*, 1980, **7**:897 ~ 900
- [ 5 ] Kivelson M G, Spence H. On the possibility of quasi-static convection in the quiet magnetotail. *Geophys. Res. Lett.*, 1988, **15**: 1541 ~ 1544
- [ 6 ] Pontius D H Jr, Wolf R A. Transient flux tubes in the terrestrial magnetosphere. *Geophys. Res. Lett.*, 1990, **17**:49 ~ 52
- [ 7 ] Sergeev V A, Sauvard J A, Popescu D, et al. Multiple-spacecraft observation of a narrow transient plasma jet in the Earth's plasma sheet. *Geophys. Res. Lett.*, 2000, **27**:851 ~ 854
- [ 8 ] 郭孝城, 陈出新. 地球磁层里磁泡的跨尾尺度研究. *地球物理学报*, 2002, **45**(5):605 ~ 610  
Guo X C, Chen C X. Studies on the cross-tail scale of bubbles in the magnetosphere. *Chinese J. Geophys.* (in Chinese), 2002, **45**(5): 605 ~ 610
- [ 9 ] Ann O, Pajunpää A, Brandström U. Spatial distribution of conductances and currents associated with a north-south auroral form during a multiple-substorm period. *Ann. Geophysicae*, 1999, **17**: 1385 ~ 1396