

近代物理学展望

(第二集)

汪克林 编选

中国科学技术大学出版社

04-53
w26
2

373964

近代物理学展望

(第二集)

汪克林 编选



中国科学技术大学出版社

1993·合肥



近代物理学展望

(第二集)

汪克林 编选

*

中国科学技术大学出版社出版

(安徽省合肥市金寨路96号,230026)

中国科学技术大学印刷厂印刷

安徽省新华书店发行

*

开本:850×1168 1/32 印张:8.25 字数:210千

1993年6月第1版 1993年6月第1次印刷

印数:1—2000

ISBN 7-312-00385-0/O·126 定价:6.00元

前 言

“近代物理学展望”1988年出版后,受到了老一辈物理学家的肯定,也受到了广大读者的欢迎,著名物理学家、学部委员钱临照先生为该书写了序言,中国科学院数学学部还将此书送给每一位学部委员。很多物理学研究生都从该书中受到启发和帮助,他们都期望能对物理学中的前沿问题和重大进展及时进行回顾和综述,受此鼓舞,我们一直在继续作组织工作,时隔五年,近代物理学展望第二集终于出版了,这一集收集了七篇关于天体物理、凝聚态物理和理论物理有关进展的综述文章。尽管其中有的领域较窄,但为反映物理学的总体面貌还是有必要选用的,它是对第一集的一次补充和扩展。由于组织工作的限制,仍还有很多应该评述的领域未作介绍,物理学的领域太广泛了,发展又非常迅速,短短的二集是不能胜任评述物理学整个领域的,如果有可能,我们还会继续做下去,力争出第三集、第四集。

“高温超导体的热性质”一文,是作者在第三世界科学院主办的一次讲习班上的讲义,虽不属综述范围,但其介绍的内容有一定的普遍意义,我们请责任编辑翻译整理成中文作为附篇收在卷中。(原文为英文稿)

一如既往,我们仍希望这个集子能对那些需要了解物理学发展的读者以有益的帮助。

编 者

目 录

前言	(i)
太阳系等离子体中的磁场重联	王 水(1)
自旋玻璃	陈兆甲(53)
光电子学和技术	谢建平(77)
现代共形场论进展	孙宗扬 井思聪(122)
核电子学的进化——它是怎样伴随近代物理学成长的	王砚方(162)
活动星系核	卢炬甫(182)
高温超导体的热性质	曹烈兆 陈兆甲(215)

太阳系等离子体中的磁场重联*

王 水

(中国科学技术大学,合肥,230026)

磁场重联是太阳系等离子体物理学中一个十分重要的研究课题,也是空间等离子体和实验室等离子体中普遍存在的基本物理现象。在日冕中,它可将储存在大尺度磁场结构中的磁能快速释放,导致耀斑的发生;小尺度磁场重联对日冕等离子体加热起着重要作用,并会引起等离子体的外向流动。在行星磁层中,磁场重联形成开放型的磁层磁场位形,导致太阳风动量进入磁层的有效耦合,以及沿着开放磁通量管的等离子体质量交换。在磁尾中,尾瓣之间的快速重联引起大尺度磁场位形的变化,并伴随着激烈的等离子体动力学过程,导致磁层亚暴的发生。在等离子体彗尾中,向阳面和背阳面的磁场重联,能产生彗尾的断尾事件。在 Tokamak 聚变装置中,磁场重联能引起等离子体约束的瓦解。在天体等离子体系统(如吸积盘)以及星际和星系际空间中形成的各种电流片界面的区域中,磁场重联过程也可能起着重要的作用。

磁场重联的概念,最早是由 Giovanelli 提出的。他认为在磁场强度为零的中性点或中性线附近会出现放电现象,并可能对太阳耀斑的发生起着重要作用。1958年, Dungey 首先引入了重联(reconnection)一词,随即将其应用于地球磁层,建立了第一个开放的磁层模型。后来,人们提出了几种稳态磁场重联模型,并理论预言在向阳面磁层顶区存在着旋转间断和等离子体高速流。这个预言被 ISEE1 和 ISEE2 两颗卫星的同步观测结果所证实,这也提供

* 国家自然科学基金资助课题。

了向阳面磁层顶区发生磁场重联的间接证据。Heos2 卫星的磁场和等离子体测量结果,表明在极尖区存在着局部磁场重联。ISEE 卫星观测到的通量传输事件(FTE),也是一种瞬时的局地重联过程。

随着计算机科学的迅速发展,数值模拟在磁场重联研究中得到了广泛的应用;同时,在各种实验室装置上也开展了磁场重联实验研究,取得了许多有意义的结果。另一方面,磁场重联理论广泛地用于研究太阳系等离子体中观测到的各种爆发过程。然而,由于问题的复杂性,磁场重联的真实物理过程还需要进一步深入研究;磁场重联过程与太阳系等离子体中各种物理现象(如太阳耀斑、日珥、日冕物质喷射、磁云、太阳风与磁层耦合、磁层亚暴、以及中子星 X 射线暴等)的内在联系尚未能完全搞清。这些都是当今太阳物理学家和空间物理学家极为关注的前沿课题。

一、什么是磁场重联

所谓磁场重联,是指具有有限电导率的磁等离子体中中性片附近磁力线断开并重新联结的过程,伴随着磁能的突然释放并转换为等离子体的动能和热能,引起带电粒子的加速和加热。图 1 描绘了磁场重联的示意图。在 $t=t_1$ 时,通过等离子体元 A 和 B 的磁力线与通过等离子体元 C 和 D 的具有相反方向的磁力线相互靠近;当 $t=t_2$ 时,在 AB 之间和 CD 之间的某些点处两条磁力线接触;到 $t=t_3$ 时, A 和 B 之间及 C 和 D 之间的连接被破坏,而通过等离子体元 A 和 D 的磁力线与通过等离子体元 B 和 C 的磁力线彼此分离运动。这样,就发生了一次磁场重联过程。

为了进一步说明磁场重联的物理过程,可以看磁感应方程

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B}) + \frac{1}{\mu_0 \sigma} \nabla^2 \mathbf{B} \quad (1.1)$$

上式右端两项分别表示等离子体流动和有限电导率(或有限电阻)

对磁场的影晌。若第一项起主要作用、第二项可以略去的话,磁场和等离子体将相互“冻结”,磁通量管将随携带它们的等离子体一起运动。这种情况称之为完全导电近似。与此相反,若第二项起主

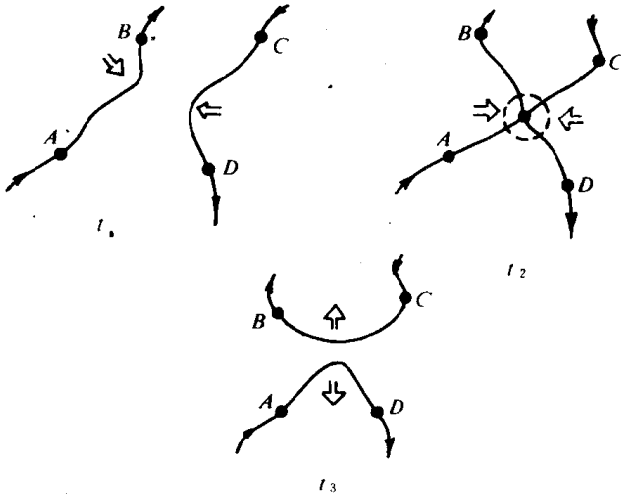


图1 磁场重联示意图

要作用,该方程简化为扩散方程,磁场将穿过等离子体“扩散”,同
磁场梯度和电流密度都随时间而降低。通常引入无量纲的磁
Reynolds 数 R_m 来表征这两项的相对重要性

$$R_m = \mu_0 \sigma V L \approx \frac{|\nabla \times (V \times B)|}{|\frac{1}{\mu_0 \sigma} \nabla^2 B|} \quad (1.2)$$

式中 V 和 L 分别为等离子体特征速度和特征长度。显然, R_m 越大,对流项将起主要作用,有限电阻的影响越加显得不重要。对于太阳系等离子体,特征尺度往往很大(太阳耀斑 $L \sim 10^4$ 公里;太阳风和地球磁层 $L \sim 10^5 - 10^6$ 公里),电导率也很大,因而一般有 $R_m \gg 1$ (太阳耀斑问题 $R_m \sim 10^8$; 太阳风和地球磁层问题 $R_m \geq 10^{11}$)。这样看来,在太阳系等离子体中有限电阻的影响往往是微不足道的,在

大多数情况中确实如此。

然而,当两个初始分离的等离子体系统(例如太阳风与行星磁层)彼此靠近时,虽然它们分别近似满足完全导电近似,两部份等离子体也不混合,但在它们之间将形成一个薄的边界层。在平衡状态,该边界层的位置由压力平衡条件确定。边界层两侧磁场一般具有不同的强度和方向,所以这种边界层常常构成一个电流片。由于边界层的空间尺度非常之小(至少有一维如此),因此,在这种薄的边界层中扩散的影响变得重要,完全导电近似被局部破坏了。扩散项所产生的影响不仅仅涉及到边界层区域本身的特性,进而还会影响到大尺度等离子体系统的性质。

先看一种简单情况,即在边界层中没有等离子体流动,扩散过程将导致电流片随时间而展宽。同时,系统的磁能通过焦耳加热转换为等离子体能量。对于如图 2(a)所示的由一磁中性片分隔的边界层,且两侧具有强度皆为 B_0 而方向相反的磁场,可以求得磁场随时间的变化为

$$\frac{B_z}{B_0} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\zeta} e^{-u^2} du = \operatorname{erf}(\zeta) \quad (1.3)$$

式中 $\zeta = (\frac{\mu_0 \sigma}{t})^{\frac{1}{2}} z$ 。同时电流片的宽度随 $t^{\frac{1}{2}}$ 而增加。由于扩散过程使得磁场梯度随时间降低,因而电流片的展宽以及磁场能量转换为等离子体能量的过程初始很快,但随着时间($\sim t^{\frac{1}{2}}$)而减慢。

然而,当存在从两侧朝向电流片的等离子体流动时,快速的磁通量湮灭及其能量转换为等离子体能量的过程即可得以维持。向内的对流运动将使得电流片变薄,抵消扩散过程导致电流片展宽的影响,通过对流进入电流片的磁通量可以补充湮灭的损失。因此可以达到一个平衡状态:向内的对流维持了足够陡的磁场梯度,而磁通量湮灭刚好与输入的磁通量相平衡。若平衡电流片的半宽度为 δ ,内流速率为 V ,那么单位时间通过单位长度(在 y 方向)进入电流片的磁通量为 VB_0 ,而单位时间在半宽度 δ 的电流片中湮灭

的磁通量近似为 $B_0/\mu_0\sigma\delta$, 则可得到平衡时电流片的半宽度为

$$\delta \approx \frac{1}{\mu_0\sigma V} \quad (1.4)$$

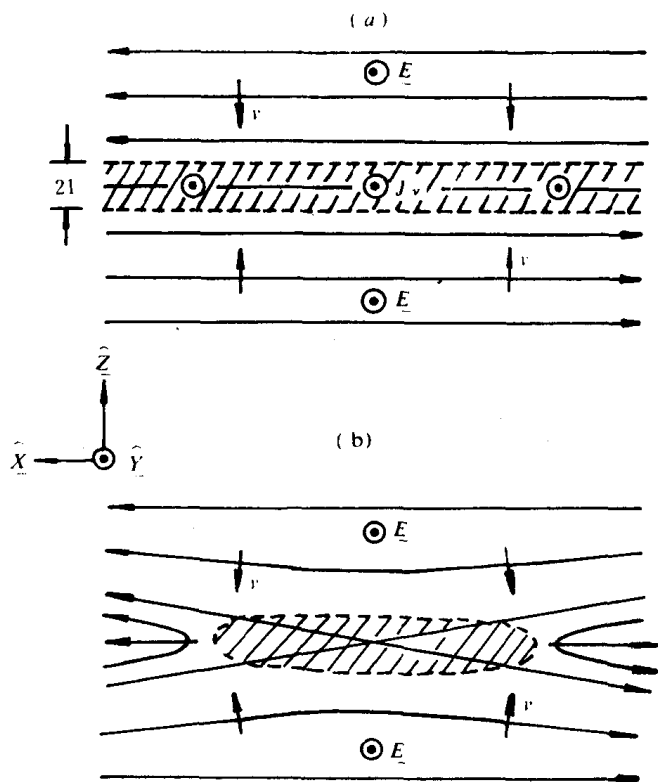


图2 磁场重联过程中磁场和流动简图

(a)磁场湮灭; (b)磁场重联

(实线为磁力线, 箭头为等离子体流动, 阴影区为扩散区)

由于电流片的特征尺度为 δ , 则由(1.2)和(1.4)式得到表征电流片特性的磁 Reynolds 数为

$$R_m^* = \mu_0\sigma V\delta \approx 1 \quad (1.5)$$

上式表明, 由于电流片宽度十分之小, 因此扩散和对流是同等重要的, 这是维持稳态重联过程所期望的。若内流速度维持常数 V , 且在 $z \rightarrow \pm\infty$ 处有 $B_z = \pm B_0$, 则由方程(1.1)得到稳态情况下的磁场

分布为

$$\frac{B_z}{B_0} = \pm [1 - \exp(\mp \mu_0 \sigma V z)] \quad (1.6)$$

式中正负号分别相应于 $z > 0$ 和 $z < 0$ 区域。

以上简单的一维模型仅注意到等离子体从两侧向内流动,而忽略了它的外流,且假设在 X 方向电流片是无限长的。比较真实的磁场和等离子体流动模型如图 2(b)所示。这种 X 型磁场位形在中心存在一磁中性线($B=0$),且存在从两侧向电流片的内向流动。当某磁力线随等离子体流动通过这种结构时,它将断开并与来自电流片另一侧也断开的磁力线相重联。重联后磁力线的磁张力将要加速等离子体,使其沿着边界层向外运动。同时,该磁力线将缩短其长度,稳态地释放磁能给等离子体,用于等离子体的加热和加速。当等离子体离开中性线加速到足够大的速度时,在距中性线足够远处的边界层中对流项将起主要作用。有限电导率起主导作用的扩散区,仅存在于边界层中性线附近的有限区域中。

由上述讨论可以看出,所谓磁场重联是指电流片附近两侧反向磁场湮灭和重新联结,并伴随着磁能快速释放且转换为等离子体动能和热能的过程。磁场重联可以由下列原因引起:(1)由于电阻不稳定性自发地产生,例如电流片中的电阻撕裂模不稳定性 and 流动撕裂模不稳定性;(2)由于外部条件的驱动,例如当电流片两侧存在指向电流片的等离子体内向流动时,导致强迫的稳态重联;(3)由于局部的电阻或其它热力学参量突然增加而产生局部的磁场重联;(4)由于等离子体的涡旋运动而诱发磁场重联;(5)由于磁力线根部运动而导致 X 中性点附近的磁场重联。在下面章节中,将对各种磁场重联的物理过程作简单的阐述,并介绍它们在太阳系等离子体物理中的广泛应用。

二、撕裂模不稳定性

1. 电阻撕裂模不稳定性

在具有剪切磁场的电流片中,当考虑到有限电阻的影响时,将会发生电阻撕裂模不稳定性。它导致剪切磁场迅速松弛,产生磁场重联并形成磁岛。Furth 等对电阻撕裂模不稳定性的物理性质和线性增长率作过仔细的研究。他们应用不可压缩磁流体力学方程组讨论处于磁场为

$$B_0 = B_{0y}(x)i_y + B_{0z}(x)i_z \quad (2.1)$$

中初始静止的等离子体,在受到小扰动之后等离子体的运动和磁场位形的演变。设小扰动 $\sim \exp[i(k_y y + k_z z + \omega t)]$, 则线性化的磁感应方程和运动方程为

$$\omega B_{1z} = iV_{1z}(\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_0) + \eta(-k^2 B_{1z} + \frac{d^2 B_{1z}}{dx^2}) \quad (2.2)$$

$$\omega(\frac{d^2 V_{1z}}{dx^2} - k^2 V_{1z}) = \frac{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_0)}{\mu_0 \rho} [-B_{1z} \frac{(\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_0)'}{\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_0} + (-k^2 B_{1z} + \frac{d^2 B_{1z}}{dx^2})] \quad (2.3)$$

式中 $\eta = 1/\mu_0 \sigma$, 而角标 1 表示扰动量。用典型的磁场强度 B_0 、特征长度 a 、扩散速率 η/a 和扩散时间 $\tau_D = a^2/\eta$ 来分别标定各参量,将方程(2.2)和(2.3)写成无量纲形式。再引入无量纲的 Lundquist 数

$$S = aV_A/\eta = \tau_D/\tau_A \quad (2.4)$$

式中 $\tau_A = a/V_A$ 是 Alfvén 输运时间, $V_A = \frac{B_0}{(4\pi\rho_0)^{1/2}}$ 是特征 Alfvén 速度。不难看出,在等离子体特征速度 V 与特征 Alfvén 速度 V_A 相近的情况下($V \approx V_A$), Lundquist 数 S 和磁 Reynolds 数 R_m 相差不大。以下我们统称为磁 Reynolds 数。对于太阳系等离子体,通常有 $S \gg 1$ 。

由上节的讨论知道,在宽度为 $2\epsilon a$ 的电流片以外区域,磁感应方程(1.1)中扩散项可以略去;而在电流片中心附近,磁场很弱,对流项不再重要。因此,方程(2.2)和(2.3)可在外区($|\bar{x}| > \epsilon$)和内区($|\bar{x}| < \epsilon$)分别求解,然后再用交界面处的边界条件将其衔接起来。

在外区, S^{-1} 量级的项可以略去。进而假设 $k_z = 0, k_x = k$,且取 \bar{B}_0 为简单的阶梯函数分布

$$\bar{B}_0 = \begin{cases} 1, & \bar{x} > 1 \\ \bar{x}, & |\bar{x}| < 1 \\ -1, & \bar{x} < -1 \end{cases} \quad (2.5)$$

那么,在 $\bar{x} > 0$ 区域中方程(2.2)和(2.3)的解为

$$\bar{B}_{1x} = \begin{cases} \alpha_1 \sinh \bar{k} \bar{x} + \beta_1 \cosh \bar{k} \bar{x}, & \bar{x} < 1 \\ \alpha \exp(-\bar{k} \bar{x}), & \bar{x} > 1 \end{cases} \quad (2.6)$$

而在 $\bar{x} = 1$ 处 \bar{B}_{1x} 连续,则有

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= \alpha [\exp(-\bar{k}) (\cosh \bar{k}) / \bar{k} - 1] \\ \beta_1 &= \alpha [1 - \exp(-\bar{k}) (\sinh \bar{k}) / \bar{k}] \end{aligned} \quad (2.7)$$

同样地可以得到 $\bar{x} < 0$ 区域中的解。注意到在 原点处 \bar{B}_{1x} 是连续的,但其导数是不连续的。由(2.6)和(2.7)得到通过原点附近奇异层 $\bar{B}'_{1x} / \bar{B}_{1x}$ 的跃变值为

$$\Delta' = \left[\frac{\bar{B}'_{1x}}{\bar{B}_{1x}} \right]_0^- = \frac{2\alpha_1 \bar{k}}{\beta_1} \quad (2.8)$$

对于长波近似($\bar{k} \ll 1$),有 $\Delta' \simeq 2/\bar{k}$ 。

在内区, \bar{B}_0 很小。内区的宽度为 ϵa 量级,且

$$\epsilon = \left(\frac{\bar{\omega}}{4k^2 S^2} \right)^{1/4} \quad (2.9)$$

通过求解内区中的方程,得到 $\bar{k}\epsilon \ll 1$ 情况下有

$$\Delta' \approx 3\epsilon \bar{\omega} \quad (2.10)$$

由外区和内区分别得到的 Δ' 表达式(2.8)和(2.10)应当匹配。那么,在长波情况下($\bar{k} \ll 1$), $\frac{2}{\bar{k}} = 3\epsilon \bar{\omega}$ 。进而由(2.9)式得到

$\bar{\omega} = \left(\frac{8S}{9k}\right)^{\frac{2}{5}}$, 即电阻撕裂模不稳定性的线性增长率

$$\gamma_T = \bar{\omega}\tau_D' = \left(\frac{8}{9ka}\right)^{\frac{2}{5}}\tau_A'S^{-\frac{3}{5}} \quad (2.11)$$

图3给出了电阻撕裂模不稳定性的磁场位形和等离子体速度分布。可以看出,电阻撕裂模导致了电流片中磁力线重联并形成磁岛。

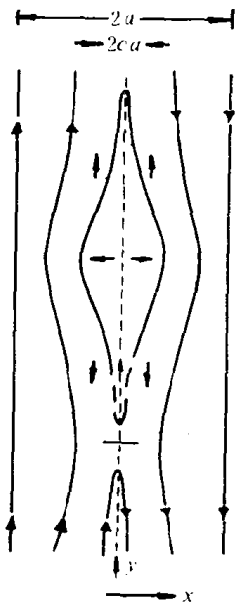


图3 电阻撕裂模不稳定性的等离子体速度和磁场分布

上述结果是在常数 Ψ 近似下得到的 (Furth 等假设内区中 $\bar{b}_z = \Psi = \text{常数}$)。舍去这个近似,可以求出在 $S \gg 1, k \ll 1$ 情况下最快增长模的增长率近似为 $\gamma_{\max} = 0.6\tau_A'S^{-\frac{1}{2}}$, 相应的波数为 $k_{\max} \approx 1.4a^{-1}S^{-\frac{1}{4}}$ 。因此,电阻撕裂模的增长时间近似为

$$\tau_T \approx (\tau_D\tau_A)^{\frac{1}{2}} \quad (2.12)$$

而所形成磁岛的宽度远小于其长度。Lee 和 Fu 进一步数值研究了磁 Reynolds 数较小的情况,得到电阻撕裂模不稳定性最大增长率的近似表达式为

$$\gamma_{\max} \approx 0.075 \bar{\tau}_3^{-1} \tanh\left(\frac{8}{S^{0.58}}\right) \quad (2.13)$$

Rutherford 首先研究了电阻撕裂模不稳定性非线性发展的。他指出不稳定的扰动将扩散到外部区并形成较宽的磁岛,这将使能量释放率及其大小都显著地降低。当磁岛宽度超过电阻层宽度(ϵa)时,线性理论不再适用,指数增长被较慢的线性增长所代替,磁岛宽度也随时间呈线性增长。White 等进一步证明磁岛宽度最终将趋于饱和。他们定义磁岛宽度 $W = 4[-A_1(0)/A_0'(0)]^{1/2}$, $A_0(0)$ 和 $A_1(0)$ 分别为中性片处初始平衡态磁场和扰动磁场的磁通量函数。进而得到岛宽随时间的变化为

$$\frac{dw}{dt} = c\eta(0)[\Delta'_1(w) - aw] \quad (2.14)$$

式中 c 是常数, $a = k^2 - \frac{10}{9L^2}\left(1 - \frac{124}{135\pi}\right)$, 而

$$\Delta'_1(w) = \left[\frac{A'_1}{A_1}\right]_{-\frac{w}{2}}^{\frac{w}{2}} = \frac{2\exp\left(-\frac{1}{2}kw\right)}{L} \left[\frac{\operatorname{sech}^2\left(\frac{w}{2L}\right)}{kL} - kL - \tanh\frac{w}{2L} \right] \quad (2.15)$$

L 是磁岛的特征长度。由(2.14)式看出,当 w 较小时, $\Delta'_1(w) - aw$ 是随着 w 增大而减小的正数;当 $w = w_*$ 时,它等于零。因此,对于狭长的磁岛($kw \ll 1$, $\frac{w}{L} \ll 1$, $\Delta'_1(0)L \ll 1$), 饱和宽度 w_* 为

$$\frac{w_*}{L} = \frac{9\Delta'_1(0)L}{2(1 + 31/27\pi)} \quad (2.16)$$

Thyagaraja 应用奇异摄动理论讨论了非线性饱和的磁岛结构,他假设电阻率随空间变化

$$\eta(x) = \eta_0\left(1 + H_1 \frac{x}{a} + \dots\right)$$

最后得到

$$\Delta'(k) = 1.62H_1^2 \epsilon^{\frac{1}{2}} \ln \epsilon^{\frac{1}{2}} \quad (2.17)$$

上式给出了岛宽 ϵ 与波数 k 的关系。当 $\Delta' < 0$ 时, 电流片是稳定的, 不存在磁岛解。当 $\Delta' > 0$ 时, 电流片是不稳定的, 且对于小 Δ' 值磁岛解出现分岔: 两个解分别表示厚岛和薄岛。而当 $\Delta' > 0.6H^2$ 时, 磁岛解又不再存在; 这可能引起有限振幅的松弛振荡或 Tokamak 破裂。

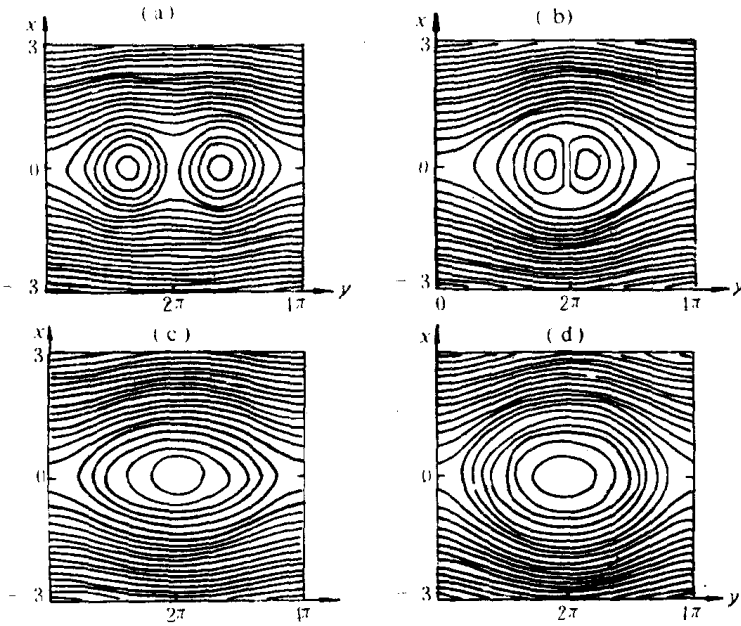


图4 接合不稳定性磁场位形的非线性演化

(a) $t = 45\tau_A$; (b) $t = 55\tau_A$;

(c) $t = 64\tau_A$; (d) $t = 176\tau_A$ ($S = 200, \epsilon = 0.3$)

当边界层长度足够大时, 电阻撕裂模将会引起电流片多处位置上的磁场重联, 形成一串磁岛(或称为磁岛列)。Finn 和 Kaw 首先讨论了这些磁岛列的稳定性问题。磁场位形是由初始电流片以及叠加在其上的电流线(filaments)所决定的, 而 O 点表示电流的极大值位置, X 点为电流的极小值。由于平行电流(O 点)之间相互吸引, 相邻的磁岛可能合并。这种磁岛合并的过程, 又称为接合不稳定性(coalescence instability)。Pritchett 和 Wu 通过数值求解磁流

体力学方程组,详细讨论了这些合并过程。图 4 描绘了发生接合不稳定性时磁场位形的非线性演化,可以清楚地看出两相邻磁岛彼此靠近直至合并的过程。当两磁岛刚刚合并为单一磁岛时(图 4 (c)),磁岛宽度约比合并前增加了 20%;在 $t > 200\tau_A$ 以后,岛宽可达到原来宽度的 180%。这种接合不稳定性,可用于解释大型磁岛的形成。

2. 流动撕裂模不稳定性

当在电流片中存在等离子体剪切流动时,将会增加纯电阻撕裂模不稳定性的增长率。一些作者解析讨论了剪切流动对常数 Ψ 近似和非常数 Ψ 电阻撕裂模的影响,其主要结果列于表 1。表中参数 $G = \mathbf{k} \cdot \mathbf{V}_0 / kV_A, F = \mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_0 / kB_0$ 。可以看出,当电流片中剪切流

表 1 剪切流动对电阻撕裂模的影响

	常数 Ψ 电阻撕裂模	非常数 Ψ 电阻撕裂模
$\left \frac{G'(0)}{F'(0)} \right \ll 1$	(a) 增长率 $\gamma \sim a^{2/5} \Delta'^{4/5} S^{-3/5}$ 电阻区特征尺度 $\epsilon \sim (aS)^{-2/5} \Delta'^{1/5} \ll 1$ (b) 若 $\epsilon \Delta' \ll 1$, 常数 Ψ 近似有效 (c) 小的流动剪切 $G'(0)$ 使常数 Ψ 撕裂模失稳	(a) 增长率 $\gamma \sim a^{2/3} S^{-1/3}$ 电阻区特征尺度 $\epsilon \sim (aS)^{-1/3} \ll 1$ (b) 在该极限下, 有 $\epsilon \Delta' > 1$ $1 - G'(0)^2 / F'(0)^2 \neq 0$
$\left \frac{G'(0)}{F'(0)} \right \leq 1$	(a) 增长率 $\gamma \sim (a) \Delta' ^{1/2} S^{-1/2}$ 电阻区特征尺度 $\epsilon \sim (aS)^{-1/2} \ll 1$ (b) 若 $G'(0)G''(0) - F'(0)F''(0) \neq 0$, $\Delta' > 0$, 不稳定判据消失 (c) 若 $\left \sqrt{[1 - G'(0)^2 / F'(0)^2] \Delta' \epsilon} \right \ll 1$, 常数 Ψ 近似有效	(c) 小的流动剪切 $G'(0)$ 使具有足够大 Δ' 的非常数 Ψ 撕裂模稳定 (d) 当 Δ' 通过 $\Delta' = \infty$ 变为负值时, 存在一个向理想不稳定性的过渡
$\left \frac{G'(0)}{F'(0)} \right > 1$	稳 定	稳 定