

# 冕洞磁场的现状

堵锦生

(北京师范大学天文系)

## 提 要

冕洞是太阳大气日冕层中的现象。近代太阳大气物理性质的研究表明，磁场起着重要的作用。就日冕层来说，磁场明显地起两个作用：一个作用是日冕中的一些现象因贮存在磁场中的磁能积聚而产生；另一个作用是磁场沟通了日冕的物质流和能流<sup>[1]</sup>。同样，冕洞磁场强度的大小及其位形，对冕洞的物理性质有重要影响。

本文的目的是叙述冕洞磁场近代研究情况，从中看出发展趋势、基本思想、方法和主要结论，同时从中总结出存在的问题和需要深入进行的工作。

本文分四个方面作简要叙述：一、冕洞磁场的经验模式和计算模式；二、冕洞磁场在冕洞内的色球层和过渡区所起的作用；三、冕洞磁场的行星际效应；四、存在问题。

## 一、冕洞磁场的经验模式和计算模式

根据目前的研究情况，文献[2]，[3]对冕洞磁场的全貌描述如下：冕洞磁场是日冕中具有开放、发散磁力线几何位形的磁场，形象地可用图1所绘的模式来表示<sup>[2]</sup>。与图1模式符合较好的观测事实是空间拍摄的太阳X射线照片和宇宙飞船对太阳风和行星际磁场的探测结果。

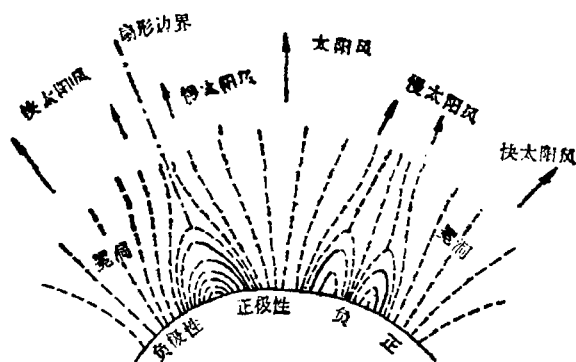


图1. 大尺度太阳磁场和冕洞磁场示意图。

有关冕洞磁场和其他一些重要物理参量见表1。为便于比对，也列出了宁静日冕、日冕

1987年3月20日收到。

1987年7月20日收到修改稿。

活动区的相应参量。

表 1 冕洞参量和能量耗损的估计<sup>[4],[5]</sup>

参 量	冕洞	宁静区	活动区
底部压强(过渡区)(达因/厘米 <sup>2</sup> )	0.01	0.04	1.4
密度(在 1.1 $R_{\odot}$ 处)( $\times 10^8$ 个原子/厘米 <sup>3</sup> )	0.5	1	20
温度(在 1.1 $R_{\odot}$ 处)( $\times 10^6$ K)	1	1.1—1.6	2.5
标高(在 1.1 $R_{\odot}$ 处)( $\times 10^{10}$ 厘米)	0.7	0.8—1.2	1.8
典型磁场强度(高斯)	4	10	100
阿尔文速度( $\times 10^8$ 厘米/秒)	1.3	2	5
能量损耗( $\times 10^{-5}$ 尔格/厘米 <sup>2</sup> ·秒)			
热传导能量(向上和向下)	0.6	2	2—100
辐 射	0.1	1	50
太 阳 风	7	$\leq 0.5$	$< 1$
总能量损失	8	3	100

在冕洞磁场强度的研究中,值得提出的是 Harvey 等人的工作<sup>[6]</sup>。他们用一种巧妙的办法测定了 1975—1980 年期间观测到的 33 个冕洞的平均磁场强度: 接近太阳黑子极大期, 冕洞的平均磁场强度是 3—36 高斯; 接近太阳黑子极小期, 冕洞的平均磁场强度是 1—7 高斯。

### 1. 冕洞磁场的经验模式

研究太阳大气某一结构的磁场位形时, 经常使用形态研究法。使用此法有它的观测根据和理论根据<sup>[7]</sup>。

观测根据是太阳单色像 ( $H_{\alpha}$ 、Ca II 的 H 或 K) 与太阳磁图两者的结构和细节几乎是一一对应的。例如一个 2.5 高斯的弱磁场就会对 Ca II 的 H 或 K 线的单色像的细节产生影响, 统计研究表明: 钙单色像与磁图的相关性高达 99.9%。

理论依据是因日冕气体密度很小, 而磁场较强, 熟知的等离子体冻结效应的条件  $B^2/8\pi \gg \rho v^2/2$  在日冕中近似成立。日冕等离子体基本上沿磁力线分布, 随磁力线延伸至行星际空间。

用太阳单色像照片、磁图进行统计分析, 就得到有关冕洞的经验模式。

以下我们从形态分析来看冕洞的产生和发展过程。多数冕洞是在被称为磁胞 (magnetic cell) 的结构中形成的<sup>[2]</sup>。图 2 给出一个磁胞、冕洞相对应的实例。磁胞这一概念, 是为了描述光球磁图上活动区磁场与冕洞的关系而由 Levine<sup>[2]</sup> 引入的。统计研究表明, 从位置和角大小来看, 磁胞与冕洞有良好的对应关系; 寿命约为几个太阳自转周; 磁场极性为单极, 磁场强度量级约为  $10^3$  高斯。磁胞的出现与光球偶极磁区的出现密切相关, 图 2a 表示磁偶极区出现在光球面上, 图 2b 表示一个磁胞产生了, 图 2c 表示一个冕洞产生了。磁胞的出现受太阳活动 11 年的周期性、22 年的磁周期性的制约。磁胞可分别在太阳南北半球形成; 也可以通过活动区的发展穿过赤道而形成。Levine<sup>[2]</sup> 指出, 在一个新太阳活动周期的开始阶段, 极区冕洞出现较多, 同时在日面赤道附近出现少量孤立冕洞。前者是由于极区磁胞的形

成而产生的，后者是由于日面赤道附近的孤立磁胞而产生的。极区磁胞的形成依赖于新周期的日面高纬度处的磁偶极区极性与旧周期的剩余磁偶极区极性的不同。孤立磁胞的形成依赖于日面赤道附近旧周期的剩余偶极区的极性。磁胞又与开放磁场位形有关。

通常对一个给定极性的磁胞，可以认为是通过大尺度磁圈或大尺度磁拱与邻近具有相反极性的磁胞相联结。有关磁胞较详细的论述可参看[2]中列出的有关文献，这里不多叙述。

冕洞的形成和演化是一个复杂的问题，也是一个探讨中的问题。从磁胞说的角度来看，实际情况是光球面上的磁胞，一些与日冕层中的冕洞相对应，另一些与无冕洞区相对应。这样的两种磁胞的区分就在于磁胞的日面经度延伸情况有所不同。对应于日面纬度  $20^{\circ}\text{N}$  的冕洞，磁胞径向延伸至少达  $30^{\circ}$  时才能形成冕洞，当磁胞变狭窄时，冕洞消失。无冕洞区对应的磁胞不受这一条件的限制。有趣的是磁胞呈现出连续向东延伸的趋势。新冕洞往往产生在向东延伸的正极性磁胞中。在一定时期中，一般纬度上的冕洞的磁胞的极性与极区冕洞的磁胞的极性有关。1972—1974 年期间，北半球的冕洞，它们的磁胞呈现为正极性；而南半球的冕洞，它们的磁胞呈现为负极性。虽然在这段时期中，有某些大冕洞穿过太阳赤道，但以其占优势的极性来代表它们的极性，仍与上述结论一致。

非极区的、一般日面纬度上的冕洞，它们的寿命与在同一时期中寿命最长的极冕洞有联系。观测依据是，覆盖面积最大、寿命最长的冕洞形成在这样的磁胞中：这个磁胞或是与同一半球的极磁胞 (polar cell) 相联接，或是演化进入极磁胞中。由极磁胞所确定的高纬中性线缠绕着太阳，分划出每一半球中与太阳赤道相倾斜的不同磁极性区，磁胞和中性线在太阳极冠区形成极冠间隙 (polar crown gap)，被极冠间隙所包围着的磁胞形成持续存在的极冕洞。

形态分析不能明确地使我们知道开放磁场结构、观测到的磁通量的球分布和冕洞的位置三者是否相一致。但这种方法在研究冕洞物理性质方面，近年来仍被许多人所采用，下面就冕洞与太阳活动周期性之间的关系作一简要介绍。

Waldmeier<sup>[8]</sup>利用日冕谱线  $530.3\text{nm}$  的观测资料，研究了 1940—1978 年间极区冕洞即极冕洞出现和消失的周期性变化情况，他得到如下的结论：对包括黑子极小时在内的每个太阳周的约 7 年期间，极冕洞存在占优势，这些极冕洞的直径约为  $40^{\circ}$  或更大一些；对包括黑子极大时在内的约 3 年期间，无极冕洞。观测表明，极光斑、日冕羽状物、被极日珥包围着的极冕洞所在区域是磁极性产生反转的区域。Webb 和 Davis<sup>[9]</sup>用形态分析法研究了极冕洞的再现与极磁场极性反转之间的关系。他们的研究表明，极冕洞的再现与黑子极大时期磁场的演化有关。从太阳活动第 19 周至第 21 周 (1959—1980 年) 的观测资料可以看出，极冕洞的再现与小的中纬度冕洞的演化密切相关，这些小的中纬度冕洞具有新的太阳周的磁极性。中纬度冕洞向极区扩展延伸，直到它们与极连接起来，覆盖了极区。这些中纬度冕洞是当低纬处磁通量达到峰值时出现的。与此同时，极性反转在不多的几个太阳自转周时期中发

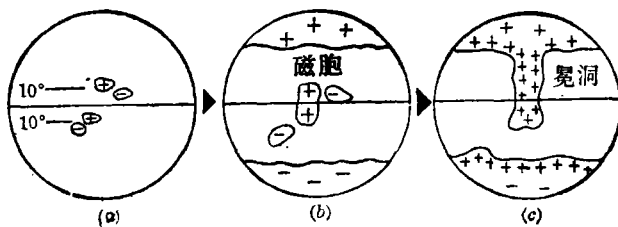


图 2

生。在反转产生后,迟滞六个月到一年半,极冠消失,极冕洞再现。以上的研究成果需要一个成功的太阳活动周模型,它能说明:(1)磁极性反转过过程和极冕洞的再现是间断的。极冕洞发生在2个至8个经度带,这些带处于旧周期磁通量增大期,因而这些带阻止新周期磁通量向极区转移。这一过程是在南、北两半球之间持久的非对称过程。两半球磁极性的反转过程不是同时的;(2)在太阳活动极大期,有极向子午物质流存在。

## 2. 冕洞磁场的计算模式

Levine<sup>[10]</sup>指出,日冕磁场的计算模式可分为三种类型的模式:(1)势场模式;(2)含电流片效应的模式;(3)非球面源表面模式。冕洞是日冕的组成部分,所以我们也从三个方面讨论冕洞磁场的计算模式。

### (1) 势场模式

利用势场计算日冕、冕洞的磁力线分布,需要借助于源表面(source surface)的概念。Levine<sup>[2]、[10]</sup>强调了这一概念的重要性。通常,它被假想为球形的,当它代表太阳表面时,球面上的每点是等势的。在势场中,若取球坐标,磁场强度的 $B_\phi=0$ , $B_\theta=0$ ;仅有 $B_r$ 分量,它垂直于球表面。在球形源表面情况下,等离子体与磁场的相互作用产生开放磁场,可仅用一个参量源表面的半径 $R_s$ 来描述。

适用于日冕磁场的外推法首先是由Altschuler和Newkirk<sup>[11]</sup>所发展。Levine<sup>[12]</sup>将此法用于冕洞磁场的研究。计算表明,冕洞的开放磁场位形可持久地存在,长达几个太阳自转周。源表面半径的大小可作为冕洞减小或增大的特征尺度。

在用势场模式研究冕洞磁场的特性时,一个重要的问题是活动区磁场与冕洞开放磁场的关系。Levine<sup>[2]</sup>指出,日冕的一个开放磁结构常与不同自转周期的不同活动区相伴而生。这些分离的太阳活动区形成一个开放磁力线结构的表面区域的不同部分。通过这种磁场位形,活动区提供给冕洞以合适极性的磁通量。因此可以说,活动区是开放磁结构的磁能源。

Levine<sup>[12]</sup>给出了适合于冕洞的势函数,1982年他又改进了势函数<sup>[13]</sup>。改进后的势函数

$$\begin{aligned} B &= -\nabla V \\ V &= R_\odot \sum_{n=0}^N \sum_{m=0}^n \left(\frac{R_\odot}{r}\right)^{n+1} P_n^m(\theta) (g_n^m \cos m\phi + h_n^m \sin m\phi) \\ &\quad + R_s \sum_{n=1}^N \sum_{m=0}^n \left(\frac{r}{R_s}\right)^n P_n^m(\theta) (\bar{g}_n^m \cos m\phi + \bar{h}_n^m \sin m\phi) \end{aligned} \quad (1)$$

(1)式中, $P_n^m(\theta)$ 是连带的勒让德函数, $R_s$ 是球源表面半径, $g_n^m$ 、 $h_n^m$ 、 $\bar{g}_n^m$ 、 $\bar{h}_n^m$ 是常数。Levine用此势函数研究了开放磁场和太阳周的关系。

EIzner和Elwert<sup>[14]</sup>考虑了冕洞的精细结构(网络与胞元),采用如下形式的磁场分布

$$B(z) = \frac{B_{(z)}^{\text{径向}}}{f_{KH}(z)} \quad (2)$$

(2)式中 $f_{KH}(z)$ 是Kopp和Holzer<sup>[15]</sup>所提出的、描述冕洞磁发散的发散函数。

### (2) 包含电流片效应的模式

观测到的日冕极羽状物和极辐射线 (polar streamer) 都有非径向分布的特征。考虑到这个特征, 若仅使用球面源表面就不能去解释它们。Schatten<sup>[16]</sup> 曾提出在内日冕中, 磁场强度相对减弱的地方有电流存在, 也就是接近中性片处有电流存在。势场模式忽略了电流, 他提出了考虑电流片的模式。Yeh 和 Pneuman<sup>[17]</sup> 发展了电流片的模式。后来 Parker<sup>[4]</sup> 和 Robertson<sup>[8]</sup> 又进一步发展了这一模式。Robertson 考虑了几种类型的中性点 (如尖点型; T 型中性点等), 建立了冕洞流的自洽磁流体力学模式。他所采用的磁场函数形式如下:

$$\begin{aligned} B_r(y, z) &= -B_{OP} y \frac{\partial \phi}{\partial z} \\ B_\theta(y, z) &= \frac{B_{OP} y^3}{(1-z^2)^{1/2}} \frac{\partial}{\partial y} \left[ \frac{\phi}{y} \right] \\ \phi &= \frac{A_\phi \sin \theta}{r_0 B_{OP}}, \quad J = \frac{4\pi r_0 J_\phi}{B_{OP}} \end{aligned} \quad (3)$$

(3) 式中,  $A$  为磁矢势, 即  $\underline{B} = \nabla \times \underline{A}$ ,  $J$  为电流,  $B_{OP}$  为冕洞底部的磁场强度,  $\phi$  为标势函数。他指出, 发散磁场位形减小密度标高和温度标高, 结果形成一个陡压强梯度, 这个力作用于太阳风, 使太阳风粒子被加速。

### (3) 非球面源表面模式

前面提到球面源表面有其缺点, 这里不再重复。Schultz 等人<sup>[18]</sup> 利用非球面源表面, 推导出磁流体力学近似条件成立时的势函数、磁场强度。这种模式用于冕洞, 还有待于进一步的发展。

## 二、冕洞磁场在冕洞内的色球层和过渡区所起的作用

这一问题要求阐明冕洞的开放磁场是如何由光球经色球层、过渡区向上延伸开放发散的; 磁能经过什么样的过程转化为冕洞内过渡区的热能、太阳风粒子如何获得加速而成为高速太阳风的; 磁场在冕洞内的紫外辐射、HeI10,830 Å 辐射都有减弱的现象中起什么作用? 它在巨针状物与冕洞的关系问题中又起什么作用?

Linsky<sup>[19]</sup> 总结日冕磁场在太阳色球层和过渡区中所起的作用分为两个方面: 一是控制色球层和过渡区的结构; 二是在能量平衡中的重要作用。我们认为这两方面的作用, 对冕洞磁场也是适用的。

Elsner 和 Elwert<sup>[14]</sup> 曾分析过冕洞磁场对过渡区的影响。他们指出, 发散磁场使温度在 650,000—700,000K 之间的 Ne II 层比宁静日冕下的 Ne II 层向上移动了几千公里。虽然这一分析考虑了冕洞内网络与胞元, 但冕洞、太阳风的动力学过程仍是待探讨的问题。

Athay<sup>[20]</sup> 指出, 过渡区中的能量平衡问题比起太阳大气中其他部分的能量平衡问题来要复杂得多。同样, 冕洞内过渡区的能量平衡问题, 也是一个复杂的问题, 因而发表的文章不多。但近年来, 有关的观察结果, 提出了一些值得关注的见解还是令人鼓舞的。

观测方面: Zirker<sup>[21]</sup> 指出, 1985 年以前的 5 年中, 冕洞研究进展之一是探测到低纬冕

洞内的过渡区 EUV 线和日冕线相对于静止的太阳圆面有蓝移, 而且蓝移随温度升高而增大。表 2 中列出了测定结果。

表 2 冕洞内的过渡区紫外线的蓝移

元素	波长(埃)	蓝移量(公里/秒)	冕洞类型
OV	629	7	低纬冕洞
MgX	625	12	低纬冕洞
MgX	625	8	极冕洞

我们从磁流体力学的运动方程可以知道, 速度和磁场有密切关系。因此, 上面的观测结果, 对探讨磁场的作用, 提供了有益的信息。

一些值得注意的思想: (1) Athay<sup>[20]</sup>提出, 焓在过渡区的能量平衡中是一个重要的量, 在以往的工作中(指 1985 年以前的)被忽略了。具体来说, 下落的针状物转化它们的势能为热, 焓增大。从这种思想出发, 探讨磁能与焓能的转换关系, 我们认为是个有意义的研究课题。(2) Priest<sup>[22]</sup>指出, 太阳风的研究使人们认识到, 太阳风等离子体从日冕逃逸不是均匀的, 而可能是从许多小尺度的细节中抛射出来的。Levine<sup>[19]</sup>的研究也表明, 太阳活动极小期, 维持开放磁场的源, 可能发生在空间尺度很小的范围内。美国大熊湖天文台太阳磁场的精细结构观测表明, 太阳磁场呈现出许多小尺度的磁元(小于 1 角秒), 这种小尺度的磁元的活动, 在色球层、过渡区的观测现象中都有所反映, 例如微耀斑、微暗条爆发、HeI 10,830 Å 吸收线的特征等。上述新思想的进一步发展, 可能打破我们有关冕洞磁场的一些经典概念, 产生一些新概念。

### 三、冕洞磁场的行星际效应

Robertson<sup>[3]</sup>分析表明: 低日冕大尺度磁场以环形场为主。而白光照片上冕洞区的可见极羽状物和冕流轮廓表明, 从低日冕向上, 随着高度的增加, 等离子体外流超过磁场约束的影响。在冕洞边界上, 是相对密的磁圈区, 在这儿等离子体的外流被磁场所抑制。冕洞开放场的磁极性常常是单极性的, 冕洞边界与其邻近的相反磁极性区被中性面分开。为研究简便起见, 常假设在光球之上约 2 个太阳半径处的中性线伴随螺旋磁力线进入行星际空间。在中性线附近的太阳风速度是 300 公里/秒, 偏离中性线一定角度  $\theta$  处, 太阳风速度变为 700—750 公里/秒。对热传导能量起主要作用的日冕膨胀, 冕洞开放磁场使膨胀速度受到调制, 从冕洞中心至边缘减速。

以上的分析讨论表明冕洞磁场位形影响太阳风和行星际磁场。人们可以通过观测太阳风和行星际磁场的特征量, 反推冕洞磁场的有关信息。下面我们从冕洞和太阳风中的磁通量、粒子流量密度和能通量密度两个方面进行讨论。

**1. 冕洞和太阳风中的磁通量:** 一个稳定的日冕源区与其延伸相对应的行星际结构是个定量实验的课题。如图 3 所表示的日冕某一区域(例如冕洞所在区), 有一个太阳风细节在一个天文单位处被观测到, 根据能量守恒定律, 源区的能通量必等于相对应的太阳风的能通

量。因此冕洞底部磁通量

$$\phi_b = \int_{\text{洞}} B_r dA \quad (4)$$

(4)式中  $B_r$  是磁场的径向分量,  $dA$  是冕洞底部元面积, (4)式沿径向对整个面积积分, 求得的磁通量必等于对应的行星际磁通量  $\phi_i$ :

$$\phi_i = \int_{\text{太阳风细节}} B_r dA \quad (5)$$

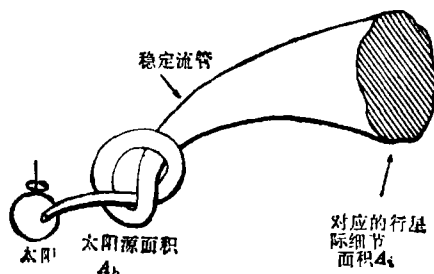


图 3

(5)式应对整个太阳风细节的面积求积分(日心球面)。

根据磁象仪或太阳磁场望远镜的观测, 可以得到光球沿视线方向的磁场强度分量, 这就为求  $\phi$  奠定了基础。1973—1974 年天空实验室观测冕洞期间, 低纬处的冕洞, 磁场通常是较弱的, 再加上观测误差的影响, 使求冕洞的  $B_r$  很困难。极冠磁场也较弱, 使由观测得到磁场强度的视向分量再确定冕洞的  $B_r$  有不严格之处。

1976 年 Suess 等人<sup>[21]</sup>用下式求  $\phi_i$ :

$$\phi_i = \langle B_r \rangle_i A_i$$

上式中,  $\langle B_r \rangle_i$  是观测到的穿过太阳风细节的平均磁场(沿  $r$  方向)。因磁通量守恒

$$\langle B_r \rangle_i A_i = \langle B_r \rangle_b A_b$$

$$\therefore \langle B_r \rangle_b = \langle B_r \rangle_i \frac{A_i}{A_b} \quad (6)$$

(6)式给出求冕洞底部  $r$  方向平均磁场强度的一个方法。Munro 和 Jackson<sup>[21]</sup>给出  $\langle B_r \rangle_i = 4 \times 10^{-6}$  高斯,  $A_i$  取为 1 个天文单位处对应  $A_b$  的面积,  $A_b$  取为冕洞在日冕背景上约占 20% 的面积, 得到

$$\langle B_r \rangle_b = 8 \text{ 高斯}$$

章振大等人<sup>[23]</sup>用冕洞磁场位形  $B = \frac{B_0 r_0^2}{r^2}$ ,  $B_0 = 8$  高斯, 求得 1 个天文单位处哨声波加热太阳风的参量。

Fla 等人<sup>[24]</sup>提出冕洞区磁流体力学快模式波加速太阳风粒子至高速。与以前的冕洞区波加速模式相比, 这一模式有其独到之处。

**2. 冕洞和太阳风中的粒子流通量密度、能通量密度:** 假定冕洞粒子流通量与对应的行星际粒子流通量遵守守恒定律, 则有

$$I = \int n u_r dA \quad (7)$$

(7)式中  $n$  是质子或电子的数密度,  $u_r$  是径向膨胀的速度分量。

同样, 根据能通量守恒得到

$$W = \int w dA \quad (8)$$

(7)式中  $w$  是通过单位面积的能通量。积分是对任一稳定流管面积(日心球面部分)。

Hundhausen<sup>[2]</sup>给出曾观测到的 1AU 处的粒子流通量密度的值是  $3 \times 10^8 - 4.5 \times 10^8$  质子/厘米<sup>2</sup>·秒, 平均能通量密度值是 1.8—2.7 尔格/厘米<sup>2</sup>·秒。由这些值求得在 1.1 $R_{\odot}$  处冕

洞的

$$\langle nu_r \rangle_b = 6-11 \times 10^{13} \text{ 质子/厘米}^2 \cdot \text{秒}$$

$$\langle w \rangle_b = 3-9 \times 10^5 \text{ 尔格/厘米}^2 \cdot \text{秒}$$

1974—1975 年 期间, 观测到两个巨大粒子流通量密度, 比太阳活动第 20 周的平均值高出 15—50%。综合太阳风参量, 给出表 3。

表 3<sup>[22]</sup> 1AU 处太阳风的性质

参 量	最 小	平 均	最 大
速 度	200公里/秒	400公里/秒	900公里/秒
密 度	$4 \times 10^5/\text{米}^3$	$6.5 \times 10^6/\text{米}^3$	$10^8/\text{米}^3$
电子温度	$5 \times 10^3\text{K}$	$2 \times 10^5\text{K}$	$10^6\text{K}$
质子温度	$3 \times 10^3\text{K}$	$5 \times 10^4\text{K}$	$10^6\text{K}$
磁 场	$2 \times 10^{-6}$ 高斯	$6 \times 10^{-5}$ 高斯	$8 \times 10^{-4}$ 高斯
阿尔文速度	30公里/秒	60公里/秒	150公里/秒

#### 四、存 在 问 题

依据 Levine<sup>[2], [12]</sup>所指出的, 再综合近期的研究<sup>[20], [26]</sup>, 冕洞磁场 研究中存在的问题和下一步的工作, 可概括为以下几个方面:

1. 从冕洞磁场测量方面来看, 还需要用高空间、高时间分辨率的仪器去鉴别磁通量源;

2. 冕洞开放磁场位形与太阳活动周的关系还需要进一步的研究。冕洞磁场与蒙德极小期有何关系? 这是一个有趣的、值得研究的问题。Kahler 等人<sup>[28]</sup>根据冕洞的软 X 射线照片和 HeI 10,830 Å 的太阳单色光照片的比较分析, 对现在多数人公认的冕洞磁场是开放发散场、宁静日冕是闭合场提出异议, 他们认为冕洞磁场可能是个有开放、有闭合的混合场。这是个值得注意的动向;

3. 冕洞磁场通过什么机制加速太阳风粒子至高速, 其中的动力学过程是值得深入研究的问题;

4. 开放磁场所覆盖的太阳表面积与被 X 射线冕洞像所覆盖的太阳表面积是否一样, 是个值得探讨的问题。Levine 指出, 这两者的面积是不相同的;

5. 低日冕中活动区磁场对冕洞磁场的影响, 以及冕洞磁场如何延伸到行星际空间的, 这也是一个有意义的课题。

#### 参 考 文 献

- [1] 章振大, 天文学进展, 1 (1983), 142.
- [2] Zirker, J. B. (ed.), in *Coronal Holes and High Speed Wind Streams*, p. 229, (1977).
- [3] Robertson, B. J., *Solar Phys.*, 83 (1983), 63.
- [4] Parker, E. N., *Ap. J.*, 264 (1983), 642.
- [5] Withbroe, G. L. and Noyes, R. W., *Ann. Rev. A. Ap.*, 15 (1977), 363.



- [6] Harvey, K. L., Sheeley, N. R. and Harvey, J. W., *Solar Phys.*, 79 (1982), 149.
- [7] 叶式辉, 天体的磁场, p. 28, (1978).
- [8] Waldmeier, M., *Solar Phys.*, 70 (1981), 251.
- [9] Webb, D. F. and Davis, J. M., *Solar Phys.*, 90 (1984), 109.
- [10] Levine, R. H., IAU Symp., No. 91, p. 1, (1979).
- [11] Altschuler, M. D. and Newkirk, Jr., *Solar Phys.*, 9 (1969), 131.
- [12] Levine, R. H., Harvey, J. W. and Jackson, B. V., *Ap. J.*, 215 (1977), 636.
- [13] Levine, R. H., *Solar Phys.*, 79 (1982), 203.
- [14] Elzner, L. R. and Elwert, G., *A. Ap.*, 86 (1980), 188.
- [15] Kopp, R. A. and Holzer, T. E., *Solar Phys.*, 49 (1976), 43.
- [16] Schatten, K. H., *Cosmic Electrodynamics*, 2 (1971), 232.
- [17] Yeh, T. and Pneuman, G., *Solar Phys.*, 54 (1977), 419.
- [18] Schultz, M., Frazier, E. N. and Boucher, D. J., *Solar Phys.*, 60 (1978), 83.
- [19] Linsky, J. L., IAU Symp., No. 102, p. 313, (1982).
- [20] Sturrock, P. A., Holzer, T. E., Mihalas, D. M. and Ulrich, R. K. (eds), in *Physics of the Sun*, p. 36, (1986).
- [21] Zirker, J. B., *Solar Phys.*, 100 (1985), 281.
- [22] Priest, E. R., *Solar Magnetohydrodynamics*, p. 435, (1982).
- [23] 章振大, 黄佑然, 李晓卿, *天文学报*, 23 (1982), 102.
- [24] Fla, T., Habbal, S. R., Holzer, T. E. and Leer, E., *Ap. J.*, 280 (1984), 382.
- [25] Sturrock, P. A., Holzer, T. E., Mihalas, D. M. and Ulrich, R. K. (eds), in *Physics of the Sun*, p. 350, (1986).
- [26] Kahler, S. W., Davis, J. M. and Harvey, J. W., *Solar Phys.*, 87 (1983), 47.

(责任编辑 谢应纯)

## The Present Status of the Study of Magnetic Fields of Coronal Holes

Du Jinsheng

(Department of Astronomy, Beijing Normal University)

### Abstract

This paper reviews the recent studies of the magnetic fields of coronal holes. It contains the following four parts: 1. Empirical and calculated models of the magnetic fields of coronal holes, 2. The hole of magnetic fields in the chromosphere and the transition region within coronal holes, 3. The interplanetary effects of the magnetic fields of coronal holes, 4. The existing problems.