

宁静日冕和冕洞研究现状

林 元 章

(中国科学院北京天文台 北京 100080)

摘 要

主要论述宁静日冕和冕洞, 以及日冕加热问题的研究现状。讨论了宁静日冕的理论模型、观测模型和混合模型, 以及冕洞区大气模型和太阳风加热问题。最后对计划中的日冕空间探测作了简要介绍。

关键词 太阳: 日冕 — (太阳:) 太阳风 — 太阳: 大气

1 引 言

日冕是太阳大气的最外层, 通常定义为太阳大气中温度达到 $0.5 \times 10^6 \text{K}$ 以上的层次, 但不包括其中的冷物质(日珥, 针状物)。这个温度所对应的高度随大气模型不同而略有差别, 大致相当于 4000km 高度(从色球底起算)。日冕的外界就是日球层(Heliosphere, 也称太阳风层)边界, 目前估计约距日心 $1.8 \times 10^{10} \text{km}$ ($2.5 \times 10^4 R_{\odot}$ (R_{\odot} 为太阳半径)), 并在此处与恒星风混合。

从地面上在非日全食期间用日冕仪可观测到的日冕辐射区域大致限于 $r = 1.3 R_{\odot}$ 以下区域, 相当于日面边缘之上约 $2 \times 10^5 \text{km}$, 这部分日冕称为内冕。日全食期间观测到的日冕可延伸到几个太阳半径。

太阳大气温度从色球的几万度上升到日冕的 $0.5 \times 10^6 \text{K}$, 其高度变化不超过几百公里, 这个温度变化陡峭的区域称为过渡区。为了讨论方便, 一般把过渡区定义为温度对数 $\lg T$ 自 4.5 至 5.5 的区域。其所对应的大气厚度则随不同大气模型而不同, 下面将详细讨论。

人们对日冕结构的认识随着观测技术的进步经历了很大变化。本世纪 60 年代初开始进行日冕无分辨空间观测, 也就是全日面日冕积分辐射的测量。利用这样的观测资料来分析日冕结构, 只能假定球对称的日冕模型, 得到的是平均日冕的宏观结构。随着空间观测技术的进展, 尤其是 Skylab 和 Yohkoh 等高分辨日冕观测的实现, 人们看到日冕中存在很多局部精细结构。因而部分学者认为宁静日冕似乎并不存在, 对宁静日冕的讨

论是无意义的,只有对观测到的某种日冕结构进行具体分析才是有意义的。不过多数学者认为^[1]这种观点是走到了另一个极端,忽视存在大的长寿命的日冕区域,等于无视太阳整个大气能量平衡中的某些基本过程。实际观测表明,对球对称日冕的偏离只有两类区域:太阳活动区和冕洞。太阳活动区起源于光球下面的强磁流浮现,它们在光球层次的空间尺度约为 $1'$,磁场强度 $1000-3000\text{G}$ (非活动区为 $1-10\text{G}$),活动区总面积随太阳周变化。活动区上空的日冕结构复杂和多样,的确必须对具体活动区单独讨论。冕洞是密度很低的日冕区域,其辐射对日冕总辐射的贡献可以忽略。冕洞区磁力线向外开放,现已确认它们是太阳风的主要源区。冕洞有明确的区域界限。日面上通常可看到 $2-5$ 个洞区,总面积占日面的 $1/5$ 左右。冕洞形态变化时标为几十天。虽然在太阳活动区和冕洞以外的其余广大日冕区域之间有闭合磁弧通过,但其结构还是比较均匀的。因此仍然可以把这样一种结构均匀的广大日冕区域称为宁静日冕。一些文献中也把冕洞归入宁静日冕范畴,并把它们称为开场宁静日冕区,以区别于非冕洞的闭场宁静日冕区。我们的讨论将包括闭场宁静日冕和冕洞,并遵从多数学者的分类,不把冕洞归入宁静日冕。本文中不涉及活动区日冕。

2 宁静日冕模型

2.1 一维模型

利用无空间分辨的日冕辐射测量资料建立的日冕构造模型只能是球对称模型,也称为一维模型,其所有物理量仅随日心距变化。当所讨论的区域厚度远小于太阳半径时,可以近似采用平面平行层大气。建立日冕模型有两种方法。其一是从理论出发列出定常态的能量和动量方程,再利用观测的边界条件求解,得到理论模型。另一是直接对各种观测资料进行分析,得到观测模型。

2.1.1 理论模型

对于定常态日冕,区域中任一点的总能流散度应为零,即

$$\nabla(F_c + F_r + F_m + F_k + F_e + F_g) = 0 \quad (1)$$

左端各项分别代表传导能流、辐射能流、机械能流(各种波)、物质流动(如太阳风)的动能流、焓流和重力能流。其中传导能流 $F_c = kT^{5/2} \frac{dT}{dh}$, k 为以碰撞为主的 Spitzer 传导率,在 cgs 制中 $k = 1.26 \times 10^{-6}$ 。辐射能流满足 $\nabla F_r = \Phi N_e^2$, N_e 为电子数密度, Φ 为温度的函数。机械能流的散度应等于单位体积中机械能变热能的转化率 S ,即 $\nabla F_m = -S$ 。物质的动能流 $F_k = \frac{1}{2} w v^2$, w 为单位体积的物质流质量, v 为物质流速度。焓流 $F_e = \frac{1}{2} w \frac{kT}{Am_H}$, A 为日冕平均原子量, m_H 为氢原子质量。重力能流满足 $\frac{dF_g}{dh} = w_g$ 。当物质流不存在时(非太阳风区), $w = 0$, (1)式左端最后三项为零。若用平面平行层近似,则(1)式成为

$$\frac{d}{dh}(F_e + F_r + F_m) = 0 \quad (2)$$

动量方程为

$$-\frac{dp}{dh} = \rho g + \frac{d}{dh}(\rho v^2) + \frac{d}{dh}P_m \quad (3)$$

右端三项分别对应于重力、加速度和机械能流压力。边界条件一般不选取情况复杂的日冕底部，而取为 $h = 30000\text{km}$ 处 $\lg T = 6.14$ 和 $\lg p = \lg(TN_e) = 14.5$ 。若能确定在此高度处的传导能流 F_c 和机械能流的热转化率 S ，即可解得日冕结构的理论模型。McWhirter 等人^[2]得到的日冕温度随高度变化的理论模型如图 1 中曲线 B ，与下面所述的观测模型相比，温度偏低，特别是在低层，差别较大。

2.1.2 观测模型

借助于 Pottasch^[3,4]、Jordan 和 Wilson 等人^[5]发展的微分发射度量 (differential emission measure, 简称 DEM) 分析技术，可以从观测直接推得日冕模型。DEM 分析的主要思想是测量某些其形成温度和激发率为已知的谱线辐射的绝对强度，来确定发射度量 (电子密度平方的体积分) 随温度的变化。定常态非均匀等离子体发射的谱线 i 的辐射强度可表示为

$$I_i = K_i A \int g_i(T) y(T) d(\lg T) \quad (4)$$

其中 $y(T) = N_e^2 \frac{dh}{d(\lg T)}$ 称为微分发射度量 DEM， $g_i(T)$ 为谱线 i 的发射函数。对分布在较宽波段的此类谱线的强度 I_i 进行绝对测量，即可由 (4) 式反推 $y(T)$ ，其结果如图 2 所示。若假定大气处于静力平衡，则 (3) 式右端只保留 ρg 项。再取 $\lg T = 6.2$ 处的 $\lg p = 14.5$ 为边界条件，就可由 $y(T)$ 求得 T 随高度 h 的变化，示于图 1 中曲线 A 。可见其温度比理论模型 B 要高。

另一方面，如果我们只讨论 $\lg T = 5.5$ 至 $\lg T = 6.2$ 的低日冕 (大致相当于 $h = 3700 - 30000\text{km}$)，就可近似认为物质流为零、压力为常数和辐射损失可忽略，再假定传导能流不随高度变化，则由理论模型也可以得到 DEM 随 $\lg T$ 的变化曲线，并且发现它与图 2 中相应的一段观测曲线基本一致。因而可得出结论：在这个高度范围内，传导能流的确不随高度变化。这意味着机械能流从光球向高层传播过程中，在这个高度范围不发生转化为热流的耗散效应，只能是在更高的层次耗散。且由此可推得传导能流值为 $3 \times 10^6 \text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 。至于机械能流，通常用观测谱线 Doppler 宽度来估计，对于上述区域，Boland 等人^[6]得到的结果为 $3 \times 10^5 \text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 。

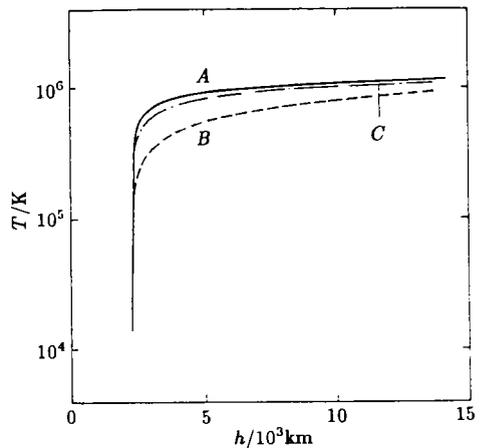


图 1 太阳高层大气温度随高度变化

A: 一维观测模型; B: 一维理论模型; C: 混合模型^[1]

一维模型 (不管是理论模型或观测模型) 存在的主要问题是推得的传导能流值 $3 \times 10^6 \text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 太大, 比观测谱线轮廓所能允许的高一个量级。而且如此高的传导能流将产生陡峭的温度梯度, 导致过渡区的厚度偏小。按 DEM 分析得到的过渡区 ($\lg T = 4.5 - 5.5$) 厚度只有 55km, 而由理论模型得到的甚至更薄。过渡区很薄意味着温度梯度很大和温度标高很小, 这将导致一系列严重效果。例如当电子的碰撞自由程与温度标高相当时, 电子速度不遵从 Maxwell 分布, 将发生高能电子逃逸, 导致 Spitzer 传导公式不适用; 还将引起离子扩散, 从而破坏 DEM 分析中关于化学成分不变的基本假定。

2.2 混合模型

物理量只随日心距变化的一维模型显然过于简单, 而且也存在传导能流太大和过渡区太薄的问题, 因而发展了混合模型。偏离一维模型的主要证据就是用过渡区形成的谱线观测到网络状结构。这些网络与光球层的超米粒边界对应。用不同高度形成的谱线观测的太阳单色像系列显示, 过渡区网络是由 CaII 的 K 线观测到的色球网络向高层延伸的结果, 并且与光球宁静区的网络状磁场对应。过渡区网络边界的辐射强度比网络中心强约一个量级。但在 $T = 10^6 \text{K}$ 的日冕层次中, 网络消失。光球超米粒的尺度约为 $40''$

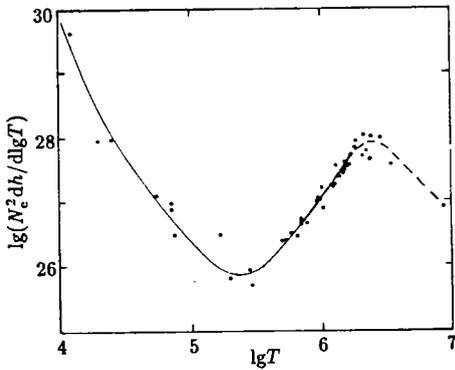


图 2 由测量谱线强度推得的微分发射度量 DEM 随温度 T 的变化^[1]

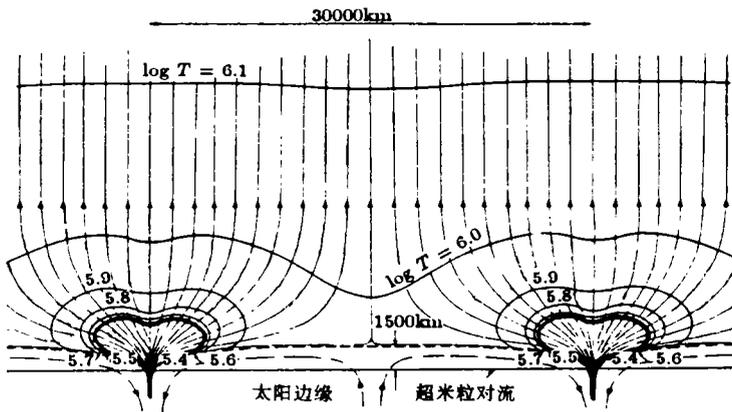


图 3 太阳过渡区网络的磁场和温度结构^[1]

(30000km), 过去认为其平均寿命为 10—20h。刘扬等人^[7]最近通过 155h 不间断联测的研究表明, 光球宁静区网络状磁场结构的平均寿命约为 50h。光球层超米粒图样能够延伸到过渡区而形成网络的原因, 是超米粒中的水平流动可使宁静太阳的弱磁场聚集到超米粒边界, 并通过向上延伸的磁力线把网络图样复制到过渡区。但在日冕中, 由于等离子体压力太小, 不足于维持这种聚集, 从而使网络消失。Gabriel^[8]对超米粒和网络

络中能量平衡和压力平衡的研究结果, 导致图 3 所示的过渡区模型。这种模型的主要特点是过渡区附近的磁力线为锥形, 只有网络边界 $10''$ 范围内的磁力线与过渡区垂直, 而在网络中心区磁力线几乎与过渡区平行。这样的磁力线位形将使垂向热传导显著减少, 从而减少垂向温度梯度, 并使网络中心辐射减弱, 这与观测相符。具体计算表明, 这种网络模型将导致垂向热传导减少到 $3 \times 10^5 \text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, 与观测到的日冕底部谱线加宽得到的结果一致。而垂向温度梯度减少将导致过渡区厚度自 $\lg T = 4.5-5.5$ 增加到 273km, 其中 $\lg T = 5.0-5.5$ 为 144km。这种考虑二维结构的模型得到的日冕温度随高度的变化如图 1 中曲线 C 和表 1。由此可见, 它介于一维理论和观测模型之间。这种模型实际上是图 3 的理论网络模型与图 2 的 DEM 曲线结合的产物, 因而是一种混合模型。

表 1 从理论网络和观测 DEM 推出的太阳高层大气模型(混合模型)

| $\lg T$ | $h(\text{km})$ | $\lg N_e(\text{cm}^{-3})$ |
|---------|----------------|---------------------------|
| 4.4 | 3384 | 10.45 |
| 4.6 | 3464 | 10.22 |
| 4.8 | 3518 | 10.01 |
| 5.0 | 3558 | 9.81 |
| 5.2 | 3595 | 9.60 |
| 5.4 | 3648 | 9.40 |
| 5.6 | 3807 | 9.20 |
| 5.8 | 4731 | 8.98 |
| 5.9 | 6403 | 8.86 |
| 6.0 | 10450 | 8.73 |
| 6.1 | 26360 | 8.51 |
| 6.15 | 37850 | 8.37 |

3 冕 洞

现已确认造成地磁 27 天重现性扰动的日面源区是冕洞, 就是早先所谓的 M 区。实际观测表明, 日冕中 $\lg T = 5.8$ 以上层次, 冕洞的辐射比周围非洞区弱得多; 而网络的情况正好相反, 在这个层次以下, 网络才能显现。这样, 在图 4 所示的 $\lg(\text{DEM})$ 随 $\lg T$ 的变化图中, 出现了四种不同的日冕区域。由图可见在 $\lg T = 5.5$ 以下的过渡区中, 网络边界与中心(元胞)的辐射反差明显, 而在更高层次, 冕洞与周围非洞区的辐射反差明显。

3.1 冕洞大气模型

建立冕洞大气模型的途径是把上一节中所述的能量和动量方程应用于冕洞区, 并考虑图 3 的网络结构和选取适当的边界条件求解。鉴于 Skylab 的观测表明, 在冕洞区未观测到温度高于 10^6K 的谱线, 这说明在至少直到 1 至 2 个辐射强度标高的区域里, 洞区温度可取为 10^6K 。Skylab 的观测结果还给出洞区密度与非洞区密度之比为 1:3.6。这样就可对方程求解, 并得到图 5 右边所示的冕洞大气模型^[9]。非洞区大气模型也示

于图 5 左边。由图 5 可见在 $\lg T = 5.5$ 以上的冕洞区中，温度梯度比非洞区小 8 倍。这在正视日面的观测中是难以发现的。但在 Skylab 观测到的日面边缘的冕洞中，可看到 NeVII456Å 线发射高度增大大约 $10''$ ，与图 5 中右边 $\lg T = 5.8-5.9$ 的谱线形成区高度相当，可以认为倾向于支持图 5 模型。

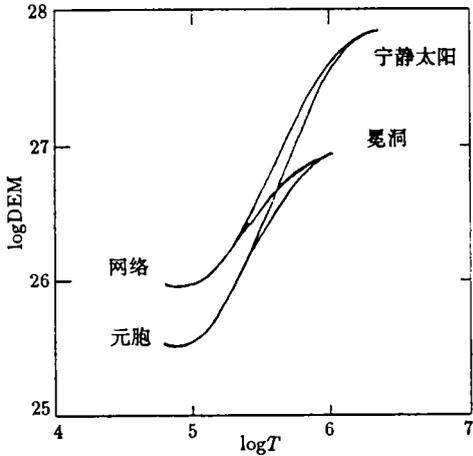


图 4 过渡区网络和冕洞的 DEM 随 T 变化 [1]

中的过渡区厚度自 $\lg T = 4.5-5.5$ 为 3500km，比非冕洞区的 273km 增加近 13 倍。至于机械能流，在冕洞区和非冕洞区的情况并无差别，其能流密度均为 $3 \times 10^5 \text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 。

3.2 太阳风加热机制

对于冕洞区，因存在物质流（太阳风），方程 (1) 中最后三项不为零，其中最重要的是焓流 F_e 。对方程解的仔细研究表明，从高层向低层传导的热流能够迅速转化为加速太阳风所需的焓。这样，传导能流将随高度下降而不断减小，约在 $h = 30000\text{km}$ 已降到 $1.5 \times 10^5 \text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ，并随高度下降进一步减小。换句话说，在冕洞区的太阳风驱动是靠向下传导的热流转化为焓来实现的。这种热驱动机制可以解释非高速太阳风。同时，冕洞区传导热流的不断减小引起洞区垂向温度梯度减小，从而使过渡区厚度明显增加。计算表明，在冕洞中的

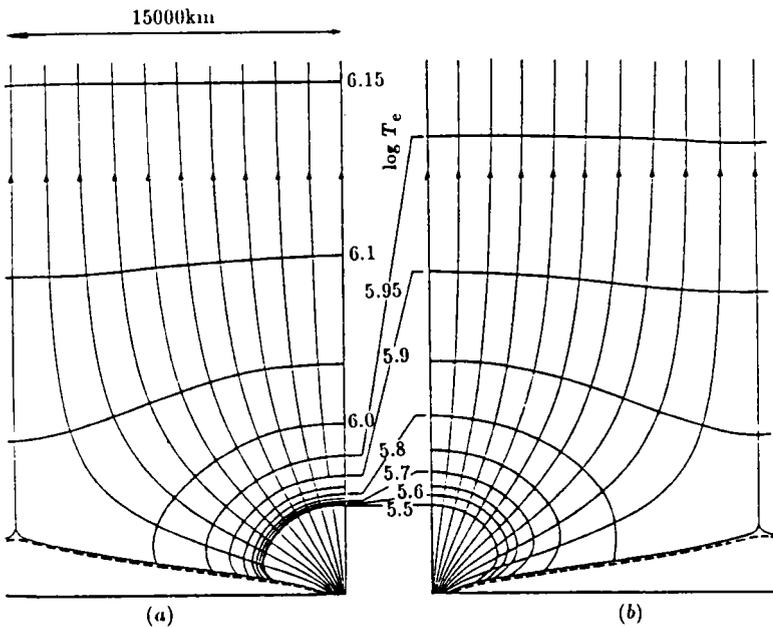


图 5 日冕闭场区与开场区(冕洞)大气模型 [1]
左为闭场区，右为开场区

在其从光球向高层传播过程中，至少直到 30000km 的高度范围并无转化为热能的耗散迹象。因而肯定是在更高层耗散为热能，然后向下层传导。

要解释地球附近观测到的高速太阳风是相当困难的。Parker 的热驱动太阳风机制要求在太阳风底部的温度高达 $(3-4) \times 10^6 \text{K}$ ，不过观测上也并不排除这种可能性。另一种加速机制则不需要很高的温度，而是把机械能流中波的动量直接传递给日冕等离子体，形成高速太阳风。波的动量等于波能流除以波速，假定波速为 Alfvén 速度 $V_A = \frac{B}{\sqrt{4\pi\rho}}$ ，因密度 ρ 随高度增加而下降，因而 V_A 随高度增大而增加，结果波的动量随高度增大而减小。根据动量守恒，所损失的动量必将传递给日冕等离子体，使其加速。不过按动力学的观点，这种转化是可逆的，而不是耗散。

4 日冕加热问题

日冕的加热机制虽然未完全清楚，然而也已形成一些共识：加热日冕的能源来自光球层次，由于日冕温度高于光球源区，按热力学原理，能量由光球输送到日冕不可能是热传输，只能是非热的。已经提出的绝大多数传输和加热机制，涉及光球中有序或无序运动的动能以某种方式传输到日冕高层，并在某高度范围转化为热能，随后这些热能的一部分由传导返回日冕低层，其中一部分用于驱动太阳风，更小的部分以辐射方式发射出去。至于非热能流在何处转化为热能的问题，正如在第一节所述，目前只能肯定在高于 30000km 的层次。似乎可以合理地认为，非热能流向热能转化应发生在日冕中的温度极大区。可是日冕温度极大在何处，迄今无法确定。过去曾利用日冕辐射测量结果与地球附近的实测太阳风数据进行内插，推得日冕温度随高度增大到 50000km 之后才向外下降的结果。不过这种做法看来有问题。因为太阳风的主要源区是冕洞，而测量的日冕辐射中冕洞的贡献可以忽略，两者无直接联系。目前只能说，大体在 50000km 以下，日冕的温度在 $10^6-2 \times 10^6 \text{K}$ 之间，再往外是增大或减小尚不清楚。

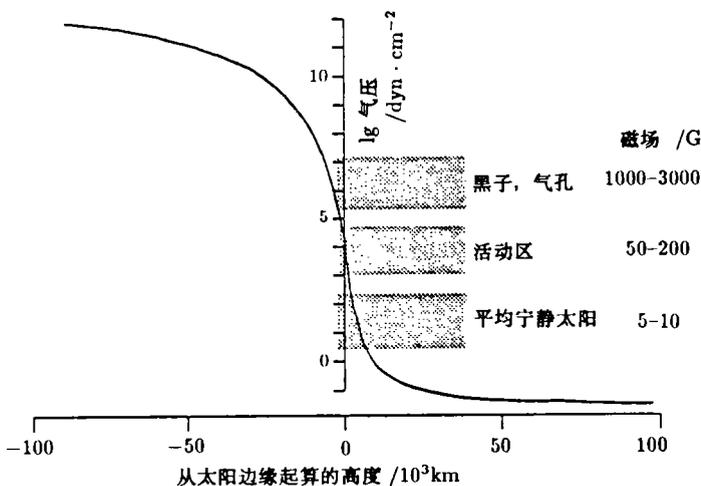


图 6 太阳大气中的等离子体压力与磁压比较 [10]

最早提出的非热能流是光球中产生的声波,但后来的研究表明其所携带的能量不足,因此必须考虑磁场因素。

图 6 表示太阳等离子体压力在光球边界附近急剧变化的情况。图中的三个阴影区为三种不同区域的磁场大小及其对应的磁压。由图可见,尽管三种区域的磁场变化 3 个量级,对应的磁压变化 6 个量级,太阳等离子体压力还是从光球下面的远大于磁压急变为在日冕中远小于磁压。同时,由于太阳等离子体的电导率很高,导致磁力线冻结于等离子体。这两种主要特征的结合,意味着光球下面的磁力线将随等离子体运动,而在日冕中等离子体则受磁场支配。从太阳大气低层向高层贯穿的磁力线,则是把光球中动力能输送到日冕的最主要通道。

在考虑磁场因素的各种传输机制中, MHD 波或 Alfvén 波均可携带足够的能量。大气低层中的各种随机运动,如针状体和巨米粒等,也能够输送足够的能量,不过这些动能中有多大部分回落到光球,则不清楚。光球上磁力线根部的无规则运动,也可把能量输送到高层,再通过非势磁场不稳定性引起的磁力线重联,或引发一系列微耀斑 (microflare) 和纳耀斑 (nanoflare) 而加热日冕。可是, Gabriel 认为^[10], 虽然所有这些机制的物理过程有所不同,但如果深入考虑它们的真实参数,则可发现许多差别将会消失。为了输送足够的能量,各种波的振幅必须很大,因而波动将是非线性的。而非线性 Alfvén 波实际上等效于多种 MHD 波组合,其中一些模式在日冕条件下易于耗散。同时,频率稍有差别的组合波能够形成波拍或波包,它们与随机运动很相似。再则,对剧烈随机运动的谐波分析表明,它们实际上等效于非线性波。因此可以认为,波和随机运动是相互等价的。而大振幅的非线性波则容易耗散。这样,迄今提出的各种不同的传输和加热机制,可能只是理论处理上的差别,它们实质上可能是一样的。

最近 Zirker^[11] 在评论日冕加热机制研究时,认为有 3 种可能性最大,即 Alfvén 波加热^[12]、非势磁场引起的电流耗散^[13,14]和 MHD 湍流^[15]。但他认为,就目前的观测技术来说,尚无法从观测上判别其中那一种是正确的。

值得注意的是 Scudder^[16,17] 甚至认为,根本不存在日冕加热问题。他认为出现日冕是由于色球和过渡区中粒子分布不遵从 Maxwell 定律造成的。他的论证很有独创性,但未提出造成非热粒子分布的有说服力的物理机制。

总之,关于日冕加热机制的讨论,可以说是热闹非凡,可是却未取得一致见解。

由于日冕自身的辐射主要集中在无法到达地面的紫外和 X 射线波段,以往地面光学观测(包括日食期间的观测)得到的日冕知识是非常有限的。射电观测则由于其空间分辨率不高以及资料解释对假定模型的依赖性更强,而带来诸多不确定性。迄今为止,关于宁静日冕的最重要信息来自空间光学观测,包括早期的火箭、OSO 系列以及 Skylab 的紫外和 X 射线观测。1991 年 8 月发射的 Yohkoh 卫星上的紫外和 X 射线观测侧重于太阳活动区和耀斑过程。将于 1995 年 12 月发射的“太阳和日球天文台”(Solar and Heliospheric Observatory, 简称 SOHO)^[18] 则可预期将对宁静日冕结构的研究作出重要贡献。SOHO 将是定点在拉格朗日点 L1 上的太阳同步卫星,可对太阳作 2 年连续观测。卫星上至少有 6 种仪器用于日冕观测研究。其中日冕诊断光谱仪 CDS (coronal diagnostic spectrometer) 观测波段为 150—500 Å,正是日冕的重要共振线发射区,主要探测宁静

日冕的温度和密度分布。远紫外成像望远镜 EIT(EUV imaging telescope) 可获得紫外和 X 射线单色像, 用于研究色球和日冕结构的演化。太阳紫外辐射测量仪 SUMER(solar ultraviolet measurement of emitted radiation) 着重于观测色球和过渡区的精细结构, 其波长分辨率极高, 可研究物质流或波运动引起的谱线 Doppler 加宽。紫外日冕仪光谱仪 UVCS(ultraviolet coronagraph spectrometer) 通过观测 $r = 1.3-10R_{\odot}$ 日冕区中某些谱线的强度和轮廓, 来推测外冕中电子和离子的温度、密度和运动速度。而大视角单色日冕仪 LASCO(large-angle and spectrometric coronagraph) 则可探测 $r = 1.1-30R_{\odot}$ 广大日冕区中的质量、动量和能量传输以及结构演化。此外, 还有 4 种太阳风遥测和实地测量仪器, 以及 3 种日震研究设备, 从而构成了对太阳和日球的全方位探测。已经于 1990 年 8 月发射的探测卫星 ULYSSES 则携带一些实地测量磁场和粒子的仪器。它的轨道设计将借助木星引力而离开黄道面, 于 1994 年通过太阳的南北两极区, 直接探测发自高纬冕洞的太阳风, 研究这些太阳风是否比赤道风更猛烈。这些信息不仅有助于人们对太阳外层大气结构和日地空间扰动的深入认识, 而且对于太阳质量损失和恒星演化的研究均有重要意义。

参 考 文 献

- [1] Gabriel A H. In: Schmelz J T, Brown J C eds. *The Sun, A Laboratory for astrophysics*. Dordrecht: Kluwer, 1992. 277
- [2] McWhirter R W P, Thonemann P C, Wilson R. *Astron. Astrophys.*, 1975, 40: 63
- [3] Pottasch S R. *Ap. J.*, 1963, 137: 945
- [4] Pottasch S R. *Space Sci. Rev.*, 1964, 3: 816
- [5] Jordan C, Wilson R. In: Macris C J ed. *Physics of solar corona*. Dordrecht-Holland: Reidel, 1971. 219
- [6] Boland B C, Dryer E P, Firth J G *et al.* *M.N.R.A.S.*, 1975, 171: 697
- [7] Liu Yang, Zhang Hongqi, Ai Guoxiang *et al.* *Astron. Astrophys.*, 1994, 283: 215
- [8] Gabriel A H. *Phil. Trans. Roy. Soc. Lond. A.*, 1976, 281: 339
- [9] Gabriel A H. In: Bonnet R M, Delache P eds. *The energy balance and hydrodynamics of solar chromosphere and corona*. Nice: University of Nice, 1976. 375
- [10] Gabriel A H. *Adv. Space Res.*, 1991, 11: 253
- [11] Zirker J B. *Solar Phys.*, 1993, 148: 43
- [12] Hollweg J V. In: Ulmschneider P, Priest E R, Rosner R eds. *Mechanism of chromospheric and coronal heating*. Berlin: Springer-Verlag, 1991. 423
- [13] Spicer D S. In: Ulmschneider P, Priest E R, Rosner R eds. *Mechanism of chromospheric and coronal heating*. Berlin: Springer-Verlag, 1991. 547
- [14] Priest E R. *Rep. Prog. Phys.*, 1985, 48: 955
- [15] Gomez D O. *Solar Phys.*, 1988, 116: 33
- [16] Scudder O J. *Ap. J.*, 1993, 398: 299
- [17] Scudder O J. *Ap. J.*, 1993, 398: 319
- [18] Huber M C, Malinovsky-Arduini M. *Space Sci. Rev.*, 1992, 61: 301

(责任编辑 舒似竹)

Current Status in Research of Solar Quiet Corona and Coronal Holes

Lin Yuanzhang

(*Beijing Astronomical Observatory, The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080*)

Abstract

In this paper the author expound mainly the current status in the research of solar quiet corona, coronal holes and heating mechanism of corona. The one dimensional theoretical and observational models, as well as the hybrid network model for the solar quiet corona are described. Then the atmospheric model of coronal holes and acceleration of solar wind are discussed. Some programs on the observations of solar corona in space are also introduced briefly.

Key words Sun: corona—(Sun:) solar wind—Sun: atmosphere