皇家天文学会月刊 000, 1–7 (2022) 预印本 2023年3月13日 使用 MNRAS LATEX 样式文件 v3.0 编译

电子热传导对日球层整体结构的显著影响

V. V. Izmodenov, [1,2,3]★ D. B. Alexashov[1,4]† [1]俄罗斯科学院空间研究所（IKI），
俄罗斯莫斯科[2]莫斯科国立罗蒙诺索夫大学莫斯科基础与应用数学中心，俄罗斯莫斯科[3]高等经济大学，米亚斯尼茨卡娅街20号，俄罗斯莫斯科 101000[4]俄罗斯科学院力学问题研究所，维尔纳茨基大街101号，俄罗斯莫斯科 117527

arXiv:2303.05547v1 [astro-ph.SR] 9 Mar 2023

已接受 XXX。收到日期 YYY；原稿版本为 ZZZ

摘要
旅行者1号和旅行者2号分别于2012年穿越了位于 ~122 天文单位处的日球层顶，以及于2018年穿越了位于 ~119天文单位处的日球层顶。这一发现相当令人意外，因为当时已有的整体日球层模型得出的内日球层鞘厚度要大得多（多出20–40天文单位）。时至今日，日球层厚度问题仍未得到充分解决。早些时候，在一个过度简化的、近似等温太阳风等离子体简化模型框架下，研究表明，电子热传导的作用可能显著减小内日球层鞘的厚度。本文介绍了我们建立的整体日球层三维动理学-磁流体力学模型的首批结果，该模型严格考虑了热电子传导的作用。热传导主要沿磁力线进行，并在适当情况下采用经典热通量和饱和热流。结果表明，热传导的影响十分显著：内日球层的厚度有所减小。这一效果令人期待，因为它有助于使模型得出的厚度与旅行者号数据相吻合。其他影响还包括日球层等离子体温度朝日球层顶方向大幅降低，以及终止激波上游超声速太阳风中的等离子体温度升高。

关键词：太阳风 – 太阳：日球层 – 方法：数值

1 引言

旅行者1号（V1）于2004年在94天文单位处穿越日球层终止激波（TS），并于2012年8月在122天文单位处穿越日球层顶（HP）（Stone 等 2013年；Krimigis 等 2013年）。部分日球层研究者原本并未预料到 V1 会在122天文单位处穿越日球层顶，因为太阳风（SW）与局部星际介质（LISM）相互作用的全球模型表明，V1方向上内日球层鞘（即终止激波与日球层顶之间的区域）厚度应约为50–70天文单位，具体取决于模型（例如，参见Izmodenov 等 2013年）。

旅行者2号于2007年在84天文单位处穿越日球层终止激波（Decker等人 2008；Stone 等人 2008），并于2018年在119天文单位处穿越日球层顶（Burlaga等人 2019；Gurnett和Kurth 2019；Krimigis 等人 2019；Richardson等人2019；Stone 等人2019），这些穿越结果总体上证实，测得的内日球层鞘厚度比模型预期的小。例如，在Izmodenov & Alexashov的时变模型（2020年）中，旅行者1号方向上的日球层顶距离在2012年8月为 ~123.5天文单位，旅行者2号方向上的日球层顶距离在2018年11月为 ~121.5天文单位，与实际穿越位置相当接近。然而，模型得到的终止激波距离分别比实际穿越距离近14和6天文单位。该论文还指出，星际磁场与局部星际介质速度之间的夹角对终止激波和日球层顶的位置有很大影响。不过，无法通过改变磁场的大小和方向来同时匹配旅行者号穿越终止激波和日球层顶的位置。

自2012年以来，十年过去了，日球层厚度问题仍未得到明确解决。近期文献中出现了几种解决这一问题的观点。Borovikov和Pogorelov (2014年)认为，距离较短与日球层顶的不稳定性有关。Schwadron和McComas (2013年)提出了星际通量转移效应。Swisdak等人 (2013年)和Opher等人 (2013年)则用内日球层鞘及日球层顶处的磁重联解释了观测到的现象。

电子热传导在

★ 电子邮箱：izmod@iki.rssi.ru
† 电子邮箱：alexash@ipmnet.ru

© 2022 作者

日球层鞘等离子体流中的作用已由Izmodenov 等(2014年)在一个过度简化的“简化模型”框架下进行了研究，该模型假设整个日球层中的等离子体流均为等温。该简化模型清楚地表明，热传导的作用可能十分显著，并且会大幅减小内日球层鞘的厚度，这有助于使模型结果与旅行者号的观测相吻合。

本文探讨了电子热传导的影响。我们展示了首个考虑热传导效应的太阳风与局部星际介质相互作用的三维动理学-磁流体力学模型结果。

2 模型

在所提出的模型中，我们对所有带电粒子（电子、质子、拾取质子、氦离子）采用单流体理想磁流体力学方法。控制方程组如下：

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \boldsymbol{V}) = Q_n, \tag{1}$$

$$\frac{\partial (\rho \boldsymbol{V})}{\partial t} + \nabla \cdot \left[\rho \boldsymbol{V}\boldsymbol{V} + \left(p + \frac{B^2}{8\pi} \right) I - \frac{\boldsymbol{B}\boldsymbol{B}}{4\pi} \right] = \boldsymbol{Q}_i, \tag{2}$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot \left[\left(E + p + \frac{B^2}{8\pi} \right) \boldsymbol{V} - \frac{(\boldsymbol{V} \cdot \boldsymbol{B})}{4\pi} \boldsymbol{B} \right] = Q_e + \mathrm{div}\boldsymbol{q}, \tag{3}$$

$$\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} + \nabla \cdot (\boldsymbol{V}\boldsymbol{B} - \boldsymbol{B}\boldsymbol{V}) = 0, \qquad \mathrm{div}\, \boldsymbol{B} = 0 \tag{4}$$

其中 ρ， $\boldsymbol{V}$和 p 分别为等离子体组分的密度、速度和压力。 $\boldsymbol{B}$ 为磁场感应强度矢量， $E = \frac{\rho V^2}{2} + \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{B^2}{8\pi}$为总能量，$\gamma = 5/3$。方程（1-3右端的源项 $\overline{Q_n}$, $\overline{\boldsymbol{Q}_i}$, Q_e是由与中性组分的电荷交换过程及光电离所致。

方程组（1-4）与Izmodenov & Alexashov （2015年、2020年）提出的模型相同，唯一的例外是项div$\boldsymbol{q}$。

方程组（1-4）与中性组分（由氢原子组成）的动理学方程联立求解。该方程及源项 Q_n、 $\boldsymbol{Q}_i$、 Q_e的表达式见Izmodenov & Alexashov （2015年）。此处不再赘述。

本文唯一的目标是确定能量方程中热传导项 div$\boldsymbol{q}$ 的影响。通过将模拟结果与不包含热传导的模型进行比较，分析其影响。对于此类模型，我们选用 Izmodenov & Alexashov（2020年）中的模型1。该模型的边界条件也见于 Izmodenov & Alexashov （2020年）。边界条件采用了 1 天文单位处的太阳风数据，以及根据 Ulysses/GAS 数据和其他先前研究推断出的星际参数。对于较不确定的星际参数——星际磁场（IsMF），我们取 $B_{LISM} = 3.75$ μ高斯，方向位于氢偏转平面内（参见 Lallement 等，2005、2010），且与星际流矢量方向成 60。角。

2.1 热传导

根据 Spitzer （1962）的经典理论，热传导矢量确定如下

$$\boldsymbol{q} = \kappa T_e^{5/2} (\boldsymbol{b} \cdot \nabla T_e) \boldsymbol{b}, \quad \boldsymbol{b} = \boldsymbol{B}/B. \tag{5}$$

可以看出，热通量并非各向同性。它沿磁场方向最大，而在垂直方向减小。热导率系数 κ 通过库仑对数（Balbus 1986）表示

$$\kappa = \frac{1.84 \cdot 10^{-5}}{ln\Lambda} ergs\ cm^{-1} s^{-1} K^{-7/2},$$

其中 $ln\Lambda = 29。7 + ln[T_e/(10^6 K)(n_e/(1cm^{-3}))^{-1/2}]$。
在所研究的问题中，库仑对数的取值范围为 $ln\Lambda \approx 27 - 33$ （超声速太阳风中为29–33，日球层中为27–31，日球层顶附近为29–31）。为简化起见，我们采用平均值30及其对应的系数 $\kappa \approx 6 \cdot 10^{-7} (in\ sgs)$。

上述经典公式在以下条件下成立

$$\lambda \ll \frac{T_e}{|\nabla T_e|}. \tag{6}$$

其中， λ 是电子碰撞对应的电子平均自由程。这意味着电子平均自由程应远小于温度变化的特征尺度。

在我们的问题中，条件（6）在激波和日球层顶前沿处不成立。此外，在日球层终止激波与日球层顶之间的内日球层鞘中，该条件也不成立。在这种情况下，热通量称为饱和热通量，可按以下方式计算（Cowie &Mckee 1977）

$$\mathbf{q} = q_{sat} sgn(\boldsymbol{b} \cdot \nabla T_e) \boldsymbol{b}, \tag{7}$$

$$q_{sat} = 0.4 \left(\frac{2 k_b T_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} n_e k_b T_e = 5 \phi \rho (p/\rho)^{3/2}. \tag{8}$$

这里， n_e 是电子数密度， m_e 是电子质量， k_b 是玻尔兹曼常数。 ϕ 是一个常数，其取值范围为 $[0, 1。 1]$，具体取值取决于气体的电离态。对于与 $\phi \approx 1$处于热平衡的完全电离等离子体。在我们的模型中，由于存在中性组分，假设 $\phi = 0。5$。我们还使用不同的 ϕ值进行了计算。

在数值网格的每个网格单元中，热通量通过（5）和（7）计算。根据 Cowie& Mckee （1977），当经典热通量（5）小于饱和热通量（7）时，选用经典热通量；否则选用饱和热通量。

遵循Izmodenov& Alexashov（2020年), 模型中考虑了星际介质中的氦离子和太阳风阿尔法粒子（另见，Izmodenov 等 2003）。在这种情况下，为了封闭方程组，采用以下状态方程： $p = (n_p + n_{He} + n_e) k_b T$，其中$n_p$， n_e 和 n_{He} 分别是质子、电子和氦离子的数密度。根据准中性条件：$n_e = n_p + 2n_{He}$太阳风中， $n_e = n_p + n_{He}$星际介质中。在此记号下， $\rho = m_p(n_p + 4n_{He})$,

m_p 是质子质量。引入参数 δ，其在δ = 星际介质中为 $n_p + n_{He})/(n_p + 4n_{He}$，在太阳风中为$\delta = (n_p + 1.5n_{He})/(n_p + 4n_{He}$。由此可得电子温度和饱和热通量 q_{sat}的表达式：

$$T_e = T = \frac{m_p}{2k_b}\frac{p}{\delta\rho}, \quad q_{sat} = 5\phi m_p n_e \left(\frac{p}{\delta\rho}\right)^{3/2}.$$

3 数值方法

需要数值求解的问题包括求解方程组（1）-（4），并与中性组分的动理学方程自洽耦合。后者采用蒙特卡洛方法求解（Malama (1991)，另见 Izmodenov & Alexashov (2015)。

方程组（1）-（4）采用 Yanenko 分步法求解（Yanenko 1967）。在这种数值方法中，完整方程组在下一时间步的解通过两个（分数）子步获得。在第一个子步中，我们求解热传导方程：

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = \mathrm{div}\boldsymbol{q}, \tag{9}$$

其中，$\varepsilon = \frac{p}{\gamma-1}$ 表示等离子体热能。求解后可得到新的热压分布。该分布作为第二个子步的压力初始值。在第二个子步中，我们求解包含电荷交换源项的理想磁流体力学方程。此时间步的数值过程与前文 Izmodenov& Alexashov(2015、2020）所述相同。简言之，为求解理想磁流体力学方程，我们采用有限体积高阶 Godunov 型格式，其中包括具备间断捕捉和拟合能力的三维自适应移动网格、Harten-Lax-van Leer 间断（HLLD）磁流体力学黎曼求解器，以及 Chakravarthy-Osher TVD 算法。

下面介绍首个时间步所采用的数值方法。为了计算热通量，我们首先构建穿过计算单元中心的磁力线。每个计算时间步都会计算所有计算单元的磁力线。随后，通过求解沿每条磁力线的一维热传导方程（9），计算热通量：

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = \frac{\partial q}{\partial s} - \frac{q}{B}\frac{\partial B}{\partial s} = B\frac{\partial}{\partial s}\left(\frac{q}{B}\right), \tag{10}$$

其中，$||B||_s$ 是沿磁力线的坐标，$\mathbf{q}$，$\mathbf{B}$。注意，方程（10）是在假设矢量$\mathbf{q}$ 和$\mathbf{B}$ 平行的条件下推导得出的。

方程（10）采用隐式二阶数值格式求解：

$$\frac{\varepsilon_i^{n*} - \varepsilon_i^n}{t^{n+1} - t^n} = \frac{B_i}{h}\left[\frac{q_{i+\frac{1}{2}}^{n*}}{B_{i+\frac{1}{2}}} - \frac{q_{i-\frac{1}{2}}^{n*}}{B_{i-\frac{1}{2}}}\right], \tag{11}$$

其中，t^n 和 t^{n+1} 分别为前后时间步对应的时刻，h 为沿磁力线的均匀步长。经典热通量 $q_{i\pm\frac{1}{2}}^{n*}$ 近似为

近似为

$$(q_{i\pm\frac{1}{2}}^{n*})_{cl} = \pm\kappa\left(\frac{T_{i\pm1} + T_i}{2}\right)^{5/2}\frac{T_{i\pm1} - T_i}{h}, \tag{12}$$

其中

$$T_{i\pm1} = \frac{1}{k_b}\frac{p_{i\pm1}^{n*}}{N_{i\pm1}^n}, \quad T_i = \frac{1}{k_b}\frac{p_i^{n*}}{N_i^n},$$

且 N 是质子、电子和氦离子数密度之和。饱和热通量的 $q_{i\pm\frac{1}{2}}^{n*}$ 计算如下：

$$(q_{i\pm\frac{1}{2}}^{n*})_{sat} = \pm 5\phi(n_e)_{i\pm\frac{1}{2}}^n\frac{(2k_b)^{3/2}}{\sqrt{m_p}}\left(\frac{T_{i\pm1} + T_i}{2}\right)^{3/2}\frac{\Delta T_{i\pm1}}{|\Delta T_{i\pm1}|}, \tag{13}$$

其中 $\Delta T_{i\pm1} = T_{i\pm1} - T_i$。

经典通量与饱和通量之间的选择取决于它们的绝对值。最终，我们得到 $q_{i\pm\frac{1}{2}}^{n*} = (q_{i\pm\frac{1}{2}}^{n*})_{cl}$ if $|(q_{i\pm\frac{1}{2}}^{n*})_{cl}| < |(q_{i\pm\frac{1}{2}}^{n*})_{sat}|$ and $q_{i\pm\frac{1}{2}}^{n*} = (q_{i\pm\frac{1}{2}}^{n*})_{sat}$ overwise.

为了获得磁力线上各点处的 p_i 和 n_i 值，我们采用线性插值过程。

为求解非线性方程组（11）中的中间值 ε_i^{n*}，我们采用了迭代过程。

通过迭代过程求解非线性方程组（11），我们得到了压力分布，随后利用该分布计算 Godunov方法每个时间步的质量、动量和能量通量。

4 结果

热传导对整体日球层的影响显著。从图 1 和 2 中可以清楚地看出这一点。这些图分别展示了太阳极平面和赤道平面上的结果，并对比了当前模型与不考虑热传导的模型（下文称为模型1）的结果。最显著的影响出现在终止激波与HP之间的内日球层鞘中。该区域的温度很高（$T \gtrsim 10^6$ K），因此热通量很大且达到饱和。

结果表明，在太阳赤道区域，日球层厚度减少了约 20%，这主要是因为日球层顶向太阳移动（与模型1相比）。在两极，日球层厚度减少了 50% 以上。除了日球层顶向太阳靠近之外，极区的终止激波也向外移动（与模型1相比）。这是由于两极的太阳风速度更高，导致内日球层鞘中激波后等离子体的温度更高。温度越高，热传导系数越大。

日球层顶和终止激波的形状与位置变化，与内日鞘中等离子体温度和压力向日球层顶方向显著降低有关（图 3）。日球层顶附近的等离子体温度急剧下降，远低于日球层顶星际介质一侧的温度。这是热传导和磁场共同作用的结果。事实上，穿过终止激波后，等离子体温度很高，因此热传导十分有效。热量从该处被带走

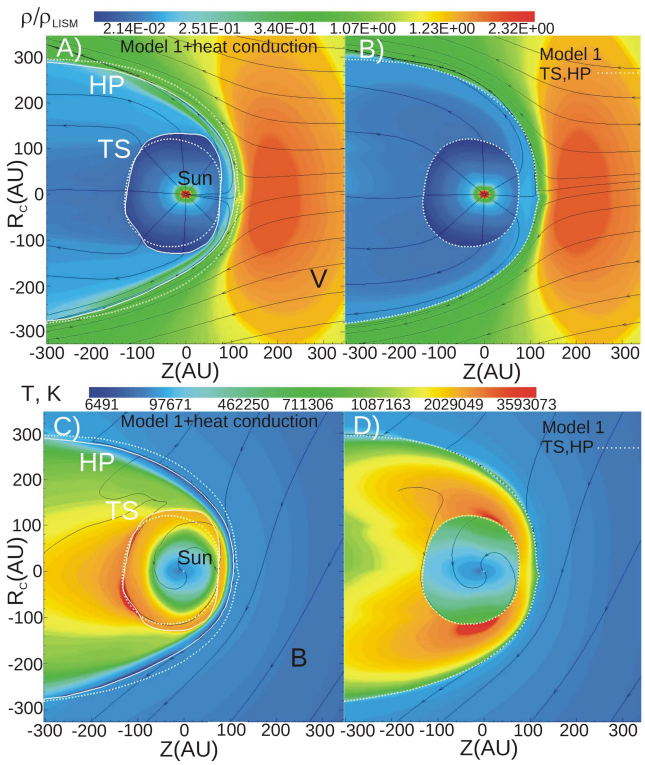


图1. 太阳极平面内太阳风的数密度（A、B面板）和温度（C、D面板）。A和C面板展示了在考虑热传导效应的模型框架下得到的结果。B和D面板用于对比，展示了模型1的结果Izmodenov & Alexashov (2020年)。白色曲线表示日球层终止激波和日球层顶的形状。实线和虚线分别对应当前模型和模型1。黑线表示流线和磁力线的投影。

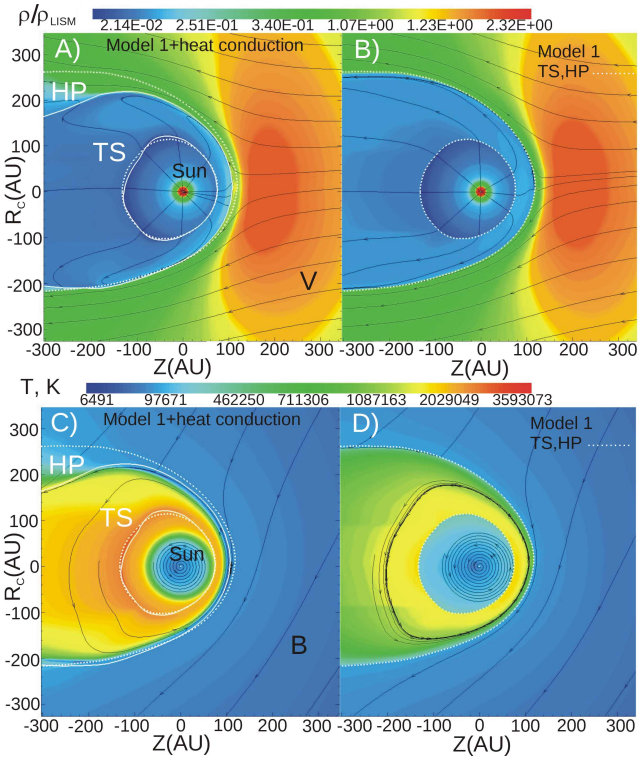


图2。说明与图1相同，但针对赤道平面。

沿磁力线从该区域流向尾部。因此，从终止激波向日球层顶移动时，温度会降低。热传导系数随之减小，在某些距离上，热传导会失去作用。

继续向日球层顶移动时，观测者进入所谓的磁壁区，此处磁场占据主导地位。等离子体绕该区域流动，从而造成等离子体耗减。该效应已在Izmodenov & Alexashov (2015年)中得到并加以解释。在模型1的图3 中也可以看到这一现象。终止激波附近的温度也会下降。然而，日球层顶处日球层等离子体的温度约为星际温度的10倍。

在当前模型中，热传导和磁场导致的等离子体耗减同时发挥作用。这使得日球层顶处的日球层温度大幅下降。

这是因为热传导沿磁力线进行；在迎风方向，磁力线与日球层顶表面平行，且几乎与终止激波平行。磁力线连接了.....的受热等离子体

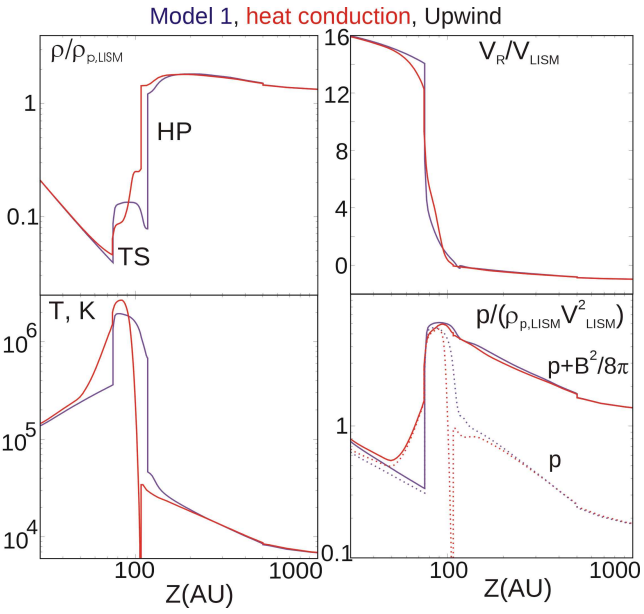


图3。等离子体组分的密度（ρ）、径向速度分量（V_R）、温度（T）和总压力（$p+\frac{B^2}{8\pi}$）随日心距离的变化。图中显示的是迎风方向上的分布。红色曲线对应当前模型（包含热传导）的结果，黑色曲线对应模型1。

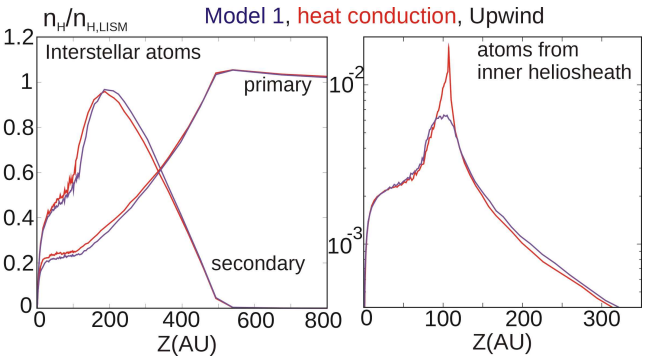


图4. 不同群体的原子氢数密度随日心距离的变化。图中展示的是迎风方向上的分布。红色曲线表示当前模型中纳入热传导后得到的结果。黑色曲线表示模型1的结果。

头部区域与背风方向较冷的等离子体。热传导将热量重新分配至尾部。对于靠近日球层顶的流线，这种机制更为有效，因为它们连接到更远处、温度更低的尾部区域。

在日球层顶之外的外日球层中，热传导的影响要弱得多，且仅在日球层顶附近较为明显。

另一个有趣的效应见图1 - 3。终止激波上游超声速太阳风中的等离子体温度高于模型1。这是由于热能沿磁场流线通过热传导从日球层传输而来。由于终止激波并非球形，这些流线将超声速太阳风区域与内日球层鞘连接起来。这种效应相当显著，将在最后一节讨论。

值得注意的是，尽管存在热传导这一耗散过程，终止激波仍然是不连续的。这可以用所采用的饱和热流表达式的形式来解释。与经典热流不同，这种热流不会改变控制方程的散度形式。因此，Rankine-Hugoniot（R-H）条件将激波上游和下游的参数联系起来。与经典情形唯一的区别是，R-H 条件中出现了额外的（代数）项。R-H 条件的这种修正广为人知（例如，参见Chernyi(1988)）。因此，在存在饱和热通量的热传导条件下，激波结构仍然存在。对于经典热流，当磁场流线不平行于激波前沿时，可以预期激波会平滑过渡。如果流线几乎平行于激波前沿，那么过渡区域就相当狭窄。

图 4 展示了迎风方向中性组分的数密度分布。左图展示了迎风方向星际原子（包括初级和次级原子）的数密度。

与模型1的差异在 5% 以内。氢原子（由其与质子发生电荷交换而生成）的数密度与模型1相比差异要大得多。当前模型中的数密度最大可高出两倍（见图4右侧面板）。这是因为母体质子的数密度显著增加，而电荷交换率与密度成正比。

5 总结与讨论

日球全球模型的初步结果证实了先前对热传导影响内日球层鞘等离子体流的重要性的估计。热传导显著改变了日球层顶和终止激波的形状。内日球层鞘的厚度显著减小（两极处约减半）。这是预期的效果，因为它有助于使模型所得厚度与旅行者号数据相符。

其他主要结果与内日球层鞘和超音速太阳风中的等离子体温度有关。第一个不明显且出乎预料的结果是，日球层鞘等离子体温度朝日球层顶方向大幅降低。温度降低幅度如此之大，以至于低于星际温度。我们将这种温度降低归因于热传导和磁场的共同作用。

第二个结果是终止激波上游的超声速太阳风中等离子体温度升高。这种升高与热传导导致的来自内日球层鞘的热量传递有关。

由于缺乏对遥远日球层及日球层鞘中电子温度的观测，我们无法直接验证这一结果。然而，该模型假设等离子体采用单流体方法。我们此前的模型也采用了这一假设（Malama 等（2006）；Chalov 等（2016）；Baliukin 等（2020年），2022除外）。这意味着拾取质子会立即并入太阳风等离子体。这会导致朝向终止激波的质子温度大幅升高，进而使电子温度升高。旅行者2号并未观测到这种升高，这证实了太阳质子与拾取质子之间存在热解耦。尽管如此，观测到了太阳风质子的非绝热行为（Gazis 等（1994）；Lazarus 等（1995）），其原因被解释为：来自太阳并传播而来的电磁波与新产生的拾取质子的不稳定环形分布相互作用，使热能从拾取质子传递给质子（Williams 等（1995））。最近，Korolkov 和 Izmodenov (2022)指出，导致遥远太阳风出现非绝热行为的主要过程，是太阳风中传播的大量激波对其进行加热。

对于日球层等离子体，单组分方法或许适用于描述日球层的全球结构，因为它建立在质量、动量和能量守恒等基本定律之上。然而，要描述不同组分的分布，则需要采用多组分方法，例如Malama等人（2006）、Chalov与Fahr（2013年提出的方法，以及后来由Chalov等人（2016）、Baliukin等人（2020年、2022）提出的方法。除了区分太阳质子和拾取质子外，最可能还应考虑电子组分与太阳质子在热力学上解耦——

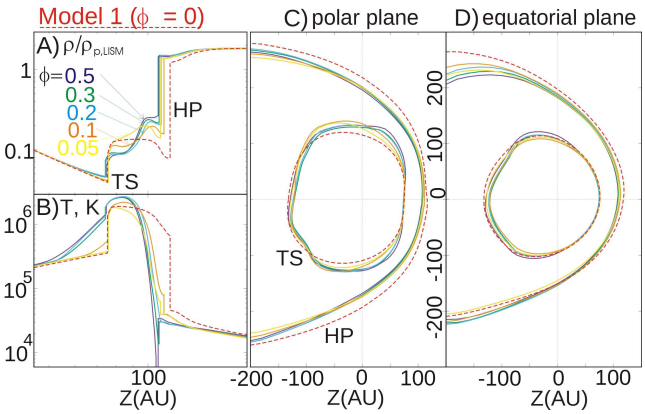


图 5. 迎风方向上的数密度（A）和温度（B）分布。不同曲线对应参数 ϕ （方程（8）中的取值。C 和 D 图显示了极平面和赤道平面上的终止激波与日球层顶位置。

。近期，Usmanov等人（2018年）为内日球层开发了这样一种模型。这种方法还应扩展到日球层全球模型。要实现这一扩展，通常需要确定太阳质子、拾取质子和电子在激波处的条件，尤其是在终止激波处的条件。假设激波两侧磁矩守恒的情况下，Fahr与Chalov（2008年）、Fahr、Siewert与Chashei（2012）、Fahr与Siewert（2013年）、Fahr与Siewert（2015年研究了这类条件。电子的具体作用由Fahr、Richardson与Verscharen（2015年）进行了探讨。最近，Gedalin、Pogorelov与Royter-shteyn（2021）通过试验粒子分析得到了下游拾取质子温度和压力的条件。

改进当前整体日球层模型的另一种方法，是将表达式（ϕ 8）中的参数视为坐标的函数。事实上，该系数取决于电离态（$\phi = 1$ 对于完全电离的等离子体），而电离态在整个日球层中变化显著。本文给出的解对 ϕ的取值非常敏感。为说明这一点，我们针对 ϕ 的不同取值进行了计算（见图 5）。

还需要强调的是，在所考虑的模型中，热能沿磁力线流入日球尾，因而内日球层鞘的厚度减小。如果热量通过日球层顶传递，内日球层鞘也会变薄。然而，电子热传导具有很强的各向异性，沿磁力线传递热量的速度比沿垂直方向快数个数量级。磁力线与日球层顶表面平行。因此，尽管沿磁力线传递的路径长得多，热能仍会流入日球尾区域，而不是穿过日球层顶传递。本文采用的正是这种处理方法。当然，另一种可能是，某种耗散过程会导致日球层顶处的磁力线发生重联。这样，热能便可沿重联后的磁力线流出。

总之，我们得出结论：热传导会显著影响日球层的整体形状，因此应纳入全球模型。同时，毫无疑问，单流体描述并不适合用于与旅行者号等离子体数据进行比较。相反，最有可能的情况是，应将拾取粒子、太阳质子和电子视为三种共同运动但热力学上相互解耦的流体。

致谢

本研究是在俄罗斯科学基金会项目 19-12-00383 的资助下完成的。我们感谢审稿人 Hans Fahr 提出的宝贵意见，并感谢 Igor Baliukin 协助准备论文。

数据可用性

本文所依据的数据可根据合理请求向通讯作者索取。

参考文献

Balbus, S. A. 1986, 《天体物理学杂志》, 304, 787 Baliukin, I. I., Izmodenov, V. V., & Alexashov, D. B. 2020, 皇家天文学会月刊, 499, 441 Baliukin, I. I., Izmodenov, V. V., & Alexashov, D. B. 2022, 皇家天文学会月刊, 509, 5437 Borovikov, S. N., Pogorelov, N. V. 2014, 《天体物理学杂志快报》, 783, L16 Burlaga, L. F., Ness, N. F., Berdichevsky, D. B., Park, J., Jian, L. K., Szabo, A., Stone, E. C., & Richardson, J. D. 2019, 《自然·天文学》, 3, 1007 Chalov, S. V., Malama, Y. G., Alexashov, D. B., & Izmodenov, V. V. 2016, 皇家天文学会月刊, 455, 431 Chalov, S. V., Fahr, H.J. 2013, 皇家天文学会月刊, 433, L40 Chernyi, G. G., 气体动力学, 1988, 莫斯科, 科学出版社 Cowie, L. L., & McKee, C. F. 1977, 《天体物理学杂志》, 211, 135 Decker, R. B., Krimigis, S. M., Roelof, E. C., Hill, M. E., Arm- strong, T. P., Gloeckler, G., Hamilton, D. C., & Lanzerotti, L. J. 2008, 《自然》 , 454, 67 Fahr H. J., Chalov S. V., 2008, 《天文学与天体物理学》, 490, L35. doi:10.1051/0004-6361:200810679 Fahr H.-J., Siewert M., 2013, 《天文学与天体物理学》, 558, A41. doi:10.1051/0004- 6361/201322262 Fahr H.-J., Siewert M., 2015, 《天文学与天体物理学》, 576, A100. doi:10.1051/0004- 6361/201424485 Fahr H. J., Verscharen D., 2016, 《天文学与天体物理学》, 587,L1.doi:10.1051/0004-6361/201527901 Fahr H.-J., Siewert M., Chashei I., 2012, 《天体物理与空间科学》, 341, 265. doi:10.1007/s10509-012-1126-2 Fahr H. J., Richardson J. D., Verscharen D., 2015, 《天文学与天体物理学》, 579, A18. doi:10.1051/0004-6361/201525710 Gazis, P. R., Barnes, A., Mihalov, J. D., & Lazarus, A. J. 1994, 《地球物理研究杂志》, 99, 6561 Gedalin M., Pogorelov N. V., Roytershteyn V., 2021, 《天体物理学杂志》, 910, 107. doi:10.3847/1538-4357/abe62c Gurnett, D. A., & Kurth, W. S. 2019, 《自然·天文学》, 3, 1024 Izmodenov, V. V. 2000, 《天体物理与空间科学》, 274, 55 Izmodenov, V. V., Alexashov, D. B. 2015, 《天体物理学杂志增刊》, 220, 32 Izmodenov, Vladislav V., Alexashov, Dmitry B. 2020, 《天文学与天体物理学》, 633, L12

Izmodenov, V. V., Alexashov, D. B., Ruderman, M. S. 2014, 《天体物理学杂志快报》, 795, 1, L7 Izmodenov, Vladislav V., Katushkina, Olga A., Qu´emerais, Eric, Bzowski, Maciej《太阳系天体与日球层远紫外光谱的交叉定标》，ISSI科学报告系列，第13卷。ISBN 978-1-4614-6383-2。Springer 科学与商业媒体，纽约，2013，p. 7 Izmodenov, V. V., Malama, Y. G., Gloeckler, G., Geiss, J. 2003, 《天体物理学杂志》, 594, L59 Izmodenov, V. V., Malama, Y. G., Ruderman, M. S., Chalov, S. V., Alexashov, D. B., Katushkina, O. A., & Provornikova, E. A. 2009, 《空间科学评论》, 146, 329 Korolkov, S. D., Izmodenov, V. V. 2022, 《天文学与天体物理学》, 667, L5 Krimigis, S. M., Decker, R. B., Roelof, E. C., Hill, M. E., Arm- strong, T. P., Gloeckler, G., Hamilton, D. C., Lanzerotti, L. J. 2013, 《科学》, 341, 144 Krimigis, S. M., Decker, R. B., Roelof, E. C., Hill, M. E., Bostrom, C. O., Dialynas, K., Gloeckler, G., Hamilton, D. C., Keath, E. P., & Lanzerotti, L. J. 2019, 《自然·天文学》, 3, 997 Lallement, R., Qu´emerais, E., Bertaux, J. L., et al. 2005, 《科学》, 307, 1447 Lallement, R., Qu´emerais, E., Koutroumpa, D., et al. 2010, 收录于《美国物理联合会会议论文集》1216《第十二届国际太阳风会议》，编者 M. Maksimivic、N. Issautier、N. Meyer-Vernet 等（纽约州梅尔维尔：美国物理联合会），555 Lazarus, A. J., Belcher, J. W., Paularena, K. I., Richardson, J. D., & Steinberg, J. T. 1995, 《空间研究进展》, 16, 77 Malama, Yu. G. 1991, 《天体物理与空间科学》, 176, 21 Malama, Y. G., Izmodenov, V. V., Chalov, S. V. 2006, 《天文学与天体物理学》, 445, 693 Opher, M., Drake, J. F., Swisdak, M. M., Toth, G. 美国地球物理联合会，2013年春季会议，摘要 #SH24A-06 Richardson, J. D., Belcher, J. W., Garcia-Galindo, P., & Burlaga, L. F. 2019, 《自然·天文学》, 3, 1019 Schwadron, N. A., McComas, D. J. 2013, 《天体物理学杂志快报》, 778, L33 Spitzer, L. 1962, 《完全电离气体物理学》（纽约：Interscience）Stone, E. C., Cummings, A. C., McDonald, F. B., Heikkila, B. C., Lal, N., Webber, W. R. 2008, 《自然》, 454, 71 Stone, E. C., Cummings, A. C., McDonald, F. B., Heikkila, B. C., Lal, N., Webber, W. R. 2013, 《科学》, 341, 150 Stone, E. C., Cummings, A. C., McDonald, F. B., Heikkila, B. C., Lal, N. 2019, 《自然·天文学》, 3, 1013 Swisdak, M., Drake, J. F., Opher, M. 2013, 《天体物理学杂志快报》, 774, L8 Usmanov, A. V., Matthaeus, W. H., Goldstein, M. L., & Chhiber, R. 2018, 《天体物理学杂志》, 865, 25 Williams, L. L., Zank, G. P., & Matthaeus, W. H. 1995, 《地球物理研究杂志》, 100, 17059 Yanenko, N. N., 《分步法》, 1967,《多维数学物理问题解法分步法》，科学出版社，西伯利亚分社，新西伯利亚

本文由作者使用 TEX/LATEX 文件排版。