arXiv:2304.03632v1 [astro-ph.SR] 6 Apr 2023

日冕环中慢振荡问题的精确解及其诊断应用

DmitriiI.Zavershinskii [1,2,*], **Nonna E. Molevich** [1,2], **Dmitrii S. Riashchikov** [1,2]和 **Sergey A. Belov** [1,2]

[1] 萨马拉国立研究型大学物理系，俄罗斯萨马拉市莫斯科公路*34*号，邮编*443086*[2] 列别捷夫物理研究所理论物理系，俄罗斯萨马拉市新萨多瓦亚街*221*号，邮编*443011*

通讯作者*: Dmitrii I. Zavershinskii
d.zavershinskii@gmail.com

摘要

如今，太阳日冕的不同区域中常规观测到磁声振荡。这使其能够用作诊断等离子体参数及其内部过程的手段。反过来，等离子体诊断需要足够可靠的磁流体力学模型来描述波演化。在本文中，我们着重求解日冕环中驻立慢磁声（MA）波线性演化问题的精确解析解。我们采用无限磁场假设来研究慢波的性质。在这一假设下，对波动力学起主要作用的过程包括热传导、未指定的日冕加热以及光学薄辐射冷却。在我们的研究中，假设波周期足够短，因此热失衡对其影响较弱。因此，影响波动力学的主要非绝热过程仍是热传导。我们使用傅里叶方法求得了演化方程的精确解。这意味着可以追踪初始扰动中任意谐波的演化，无论其属于熵波还是慢模。我们表明，熵波与慢模之间的能量占比由热传导和日冕环参数决定。我们还指出，在何种日冕环参数下，将完整解视为慢波是合理的，以及何时必须考虑熵波。此外，我们得到了适用于任意谐波数和热条件系数的各种等离子体参数之间相位差的关系。具体而言，对于慢波的第二谐波，密度与温度扰动之间的相位差在 $\pi/2$ 至 0 之间变化，但大于基频谐波对应的相位差。所得精确解析解可进一步用于解读日冕中慢磁声波的观测结果和数值模拟结果。

关键词：Sola r 日冕、磁声波、慢波、熵波、磁流体动力学、太阳、精确解、热传导

1 引言

如今，人们正利用空间和地基仪器积极研究太阳大气中的过程。仪器精度的提高使得探测太阳大气中单个结构元（如日冕环、针状体等）发出的信号成为可能。观测到的周期性或准周期性信号可以很容易地与这些结构中演化的磁声波（有关最新综述，参见Nakariakov和科洛特科夫（2020））联系起来。已发展的磁流体力学理论以及大量的观测事件，使我们能够将磁声波用作日冕等离子体的诊断工具，并由此诞生了日冕地震学这一研究领域。就一些应用而言，快速磁声波的观测被用于估计密度分层（Andries等，2005）、日冕环参数（陈等，2015）等。关于最新的综述，读者可参阅Nakariakov等（2021）；Li等（2020）；班纳吉等（2021）的研究。另一方面，慢磁声波可用于通过日震学推断日冕温度（Marsh和Walsh，2009）、输运系数（Wang等人，2015）、绝热指数（KrishnaPrasad等人，2018）、磁场强度和局部阿尔芬速度（杰斯等，2016；赵等，2017），甚至可以对神秘的日冕加热函数提出一些约束（Kolotkov等，2020）。Wang等（2021）在近期综述中详细讨论了应用慢波进行日冕等离子体诊断的前景。等离子体参数的诊断需要足够可靠的磁流体力学模型和准确的观测数据分析。在本文中，我们将重点关注前者，即开发一种先进的日冕慢波精确解析模型。

将磁声波用作日震学工具，需要考虑决定波色散特性的主要过程。对于磁声波（快波和慢波），正确考虑磁结构对波动特性的影响至关重要。为此，可以采用 Zaitsev 和斯捷潘诺夫（1975, 1982）以及埃德温和罗伯茨（1983）开创性研究中的经典方法，将日冕环视为笔直的等离子体柱。尽管这种描述具有普遍性，但即使假设等离子体为理想绝热等离子体，该方法也相当复杂。因此，描述磁声波时，人们常采用细磁通管近似（茹格日达，1996）。这种方法可以方便地从解析上展示慢波的导波色散特性；具体而言，慢波相速度会随周期变化，在短周期时为通常的声速，而在长周期极限下则趋近于所谓的管速。该速度常用于估算环的磁场（Wang 等，2007；杰斯等，2016）及其他环参数。然而，如果等离子体 β 足够低，慢波的上述色散效应就会变得相当微弱。在这种情况下，还可以进一步简化沿磁力线传播的慢波模型。这种方法称为无限磁场近似（详情参见 Zavershinskii 等人（2019）、Kolotkov等（2019）和雷亚莱等（2018））。

因此，可以表明，在强磁化等离子体中，慢波的主要色散来源变为热传导和非绝热过程。Zavershinskii等人（2019）；Kolotkov等（2019）利用无限磁场近似表明，慢波相速度的长周期极限会受到日冕加热和冷却速率的强烈影响。此外，对于任意小于1的等离子体 β，这一结论均成立。该结论已在细通量管近似下（别洛夫等，2021）以及利用板几何（Agapova等，2022）得到证实。此外，等离子体加热/冷却可能导致慢波的放大/衰减，具体取决于非绝热函数的形式。上述阻尼可以促进热传导耗散，并可用于对日冕加热函数引入约束（Kolotkov等，2020，2023）。反过来，非绝热过程引起的放大可能导致阻尼减弱，甚至导致慢波增长。色散效应与放大的结合可能导致准周期性

模式（详情参见Zavershinskii 等人（2019））。如果放大效应未被热传导阻尼抵消，那么它将受到非线性过程的限制，从而允许自波激波结构存在（Chin等人，2010；Zavershinskii 等人，2020；莫列维奇和 Riashchikov，2021）。此外，非绝热过程会在不同参数（例如温度和密度）的扰动之间引入相位差，而这也取决于热损失函数的形式（Zavershinskii 等人，2021）。加热/冷却对传播慢波相移的影响已由 Prasad 等人（2021）、莫列维奇等人（2022）以及针对驻波模的Prasad等人（2022）进行了研究。需要指出的是，加热/冷却不仅会影响慢波，也会影响熵波（Somov 等人，2007）。后者可以单独被放大，无论是否伴随慢波。熵波的增强通常被认为是触发日冕雨的一种可能机制Antolin（2020）；Antolin和 Froment（2022）。关于熵波和慢波的混合特性的更多细节，可参见Zavershinskii 等人（2021）。上述一系列效应被称为热失衡效应，它与热不稳定性的物理学直接相关；后者一直是日球层和星际等离子体领域传统研究的对象Field（1965）。Kolotkov 等人（2021）对热失衡在日冕等离子体中的应用进行了最新综述。尤其值得关注的是，从热失衡的角度重新审视慢波的频率依赖阻尼问题Kolotkov和 Nakariakov（2022）。研究表明，热力学活性改变了阻尼时间与振荡周期之间的关系，使其成为非幂律函数。

热传导还会导致慢波相速度的色散。在这种情况下，在短周期极限下，相速度趋近于等温声速。与热传导相关的阻尼也依赖于波周期，即高次谐波衰减得更快。此外，热传导还会在等离子体参数的扰动之间引入相位差。事实上，阻尼时间和相位差可以用热导率系数表示。通常，该系数取为斯皮策提出的数值（Spitzer，1965）。然而，Ofman 和 Wang（2002）；Wang 等人，2015；KrishnaPrasad 等人，2019；Ofman和Wang（2022）开展的一系列致力于日震学测定等离子体输运系数的研究，提出应抑制该系数。这些日震学估算基于这样的假设：观测到的振荡可以与慢波的动力学联系起来，并且可以应用热传导系数与波参数之间的关系。为了分析热传导对慢波性质的影响并获得所需的关系，可以采用一些简化近似。特别是，热传导弱影响（Owen等人，2009；Van Doorsselaere 等人，2011；Wang 等人，2015；KrishnaPrasad 等人，2018；Prasad 等人，2022）或强影响（Krishna Prasad等人，2014；Duckenfield 等人，2021）的假设经常用于此目的。然而，Kolotkov（2022）中的结果表明，假设热导率满足斯皮策提出的数值时，基频慢波谐波的动力学既不能用强热导率极限描述，也不能用弱热导率极限描述（详情见 Kolotkov（2022）中的图 2）。在这种情况下，需要采用不受热传导系数限制的一般描述。例如，可以通过模型方程的数值解获得后者。

本研究旨在通过研究日冕环中的非绝热慢波和熵波，为日冕地震学问题作出贡献。具体而言，我们旨在推导明确的解析条件，以判定观测到的压缩扰动应归因于慢波、熵波的动力学，还是二者的线性叠加。因此，我们将获得演化方程的完整精确解（适用于慢模与熵模的组合），而不是某个特定的解（分别适用于慢模或熵模）。此外，利用所得解，我们将提出一些关于

热传导系数与波参数之间的关系，以满足日冕地震学研究的需要。这两方面的研究都不会对热传导系数作任何限制。

本文的结构安排如下。第 2 节介绍所分析的磁流体力学模型，讨论所作的假设，并指出主要控制参数。接着，第 3 节简要介绍推导精确解所采用的方法，并展示仅考虑热失衡与仅考虑热传导对波动力学影响时两种情形的差异。第 4 节描述所得到的、针对各种等离子体参数扰动的精确解。第 5 节将我们的理论结果应用于太阳日冕参数。最后，第 6 节总结研究结果并给出主要结论。

2 模型与基本方程

接下来，我们将分析慢磁声波和熵波的线性演化。我们假设波沿磁力线传播，并采用无限磁场近似。忽略压缩黏性。因此，演化方程具有如下形式（Zavershinskii 等人，2019）：

$$\frac{\partial^3 a_1}{\partial t^3} - c_{\rm S}^2 \frac{\partial^3 a_1}{\partial t \partial z^2} = \frac{\kappa}{\rho_0 C_V}\left(\frac{\partial^4 a_1}{\partial z^2 \partial t^2} - c_{\rm Si}^2 \frac{\partial^4 a_1}{\partial z^4}\right) - \frac{1}{\tau_{\rm V}}\left(\frac{\partial^2 a_1}{\partial t^2} - c_{\rm SQ}^2 \frac{\partial^2 a_1}{\partial z^2}\right). \tag{1}$$

这里，a 表示描述等离子体状态的任意变量（密度 ρ、温度 T、压力 P或速度 u）。下文中，下标“0”表示参数的稳态值，下标“1”表示该量为一阶小量（即 $\rho_1/\rho_0 \sim T_1/T_0 \sim P_1/P_0 \sim u_1/c_{\rm S} \sim \epsilon \ll 1$）。右端（RHS）的第一项描述场向热传导的影响，其系数为 κ。右端的第二项则描述热失衡对波动力学的影响。热失衡的特征时间尺度可写为：

$$\tau_{\rm V} = \frac{C_{\rm V}}{\left(\partial Q/\partial T\right)_\rho}, \quad \tau_{\rm P} = \frac{C_{\rm P}}{\left(\partial Q/\partial T\right)_\rho - \left(\rho_0/T_0\right)\left(\partial Q/\partial \rho\right)_T}, \tag{2}$$

其中，C_V和 C_P分别为定容和定压比热容。特征时间尺度 $\tau_{\rm V}$、 $\tau_{\rm P}$ （按 Zavershinskii 等人（2019）使用的术语，分别为 τ_2、 τ_1 ）由热函数 $[H]$ 和损失函数 $[L]$ 的导数表示：

$$Q(\rho, T) = L(\rho, T) - H(\rho, T). \tag{3}$$

在公式 (1) 中，我们还使用特征速度：

$$c_{\rm S} = \sqrt{\frac{\gamma {\rm k_B} T_0}{m}}, \quad c_{{\rm S}i} = \sqrt{\frac{{\rm k_B} T_0}{m}}, \quad c_{{\rm S}Q} = \sqrt{\frac{\gamma_Q {\rm k_B} T_0}{m}}, \tag{4}$$

其中，$\rm k_B$ 为玻尔兹曼常数， m 为平均粒子质量。标准绝热声速（绝热指数为 $\gamma = 5/3$）和等温声速分别为 $c_{\rm S}$ 和 $c_{{\rm S}i}$。速度$c_{{\rm S}Q}$ 是在强热失衡状态下波传播的声速，由有效多方指数 $\gamma_Q = \gamma\tau_{\rm V}/\tau_{\rm P}$ 规定（海瓦尔茨，1974；莫列维奇和奥拉耶夫斯基，1988）。

一般而言，当热失衡和热传导的特征时间尺度处于同一量级时，必须求解方程（1），才能精确描述任意线性扰动的动力学过程。在 Zavershinskii 等人（2021）中，我们考虑了热失衡强而热传导弱的情形，即通过假设

τ_{V} 和 τ_{P} 远短于热传导的特征时间，从而忽略方程（1）右端的第一项。然而，先前对 τ_{V} 和 τ_{P} 的估算表明，对于典型的日冕等离子体参数组合，它们的取值范围相当宽，从几分钟到几百分钟不等（例如，参见 Kolotkov等，2020，图 2）。因此，本研究探讨相反的问题，即考虑弱热失衡且热传导影响强的情形。换句话说，我们假设可以忽略方程（1）右端的第二项。

因此，在热传导（相对于热失衡而言）影响强烈的等离子体中，慢磁声波和熵波的控制演化方程可写成以下无量纲形式：

$$\frac{\partial^3 \widetilde{a}_j}{\partial \tilde{t}^3} - \gamma \frac{\partial^3 \widetilde{a}_j}{\partial \tilde{t} \partial \tilde{z}^2} = \widetilde{d} \left(\frac{\partial^4 \widetilde{a}_j}{\partial \tilde{t}^2 \partial \tilde{z}^2} - \frac{\partial^4 \widetilde{a}_j}{\partial \tilde{z}^4} \right). \tag{5}$$

这里，我们引入了等离子体参数 $\widetilde{a}_j$ 的无量纲扰动。索引 j 定义了所研究的参数，即它用于符号 ρ，P，T，和 u。换句话说，对于密度扰动、压力扰动、温度扰动和速度扰动，我们分别使用以下数值：$[\widetilde{a}_\rho = \rho_1/\rho_0]$、$[\widetilde{a}_P = P_1/P_0]$、$[\widetilde{a}_T = T_1/T_0]$ 和 $[\widetilde{a}_u = u_1/c_{\mathrm{S}i}]$。我们还使用无量纲坐标 $[\tilde{z} = z/L]$ 和时间 $[\tilde{t} = t/t_L, t_L = c_{\mathrm{S}i}/L]$。这里，$L$ 是特征空间尺度。

$\widetilde{\ }$应特别注意无量纲参数 d：

$$\widetilde{d} = \frac{1}{\widetilde{\tau}_{\mathrm{cond}}} = \frac{t_L}{\tau_{\mathrm{cond}}}, \quad \tau_{\mathrm{cond}} = \frac{L^2 C_{\mathrm{V}} \rho_0}{\kappa}, \tag{6}$$

它是归因于热传导的倒数无量纲特征时间尺度 $\widetilde{\tau}_{\mathrm{cond}}$ $\widetilde{\ }$可以看出，d 是决定扰动时空演化的主要控制参数。为清晰起见，我们应说明，特征时间尺度 τ_{cond} 与De Moortel和 Hood（2003）中的形式相似。反过来，引入的 $\widetilde{d}$ 比DeMoortel 和 Hood（2003）中的数值 d 大 $\gamma^{3/2}$ 倍。

此外，我们将得到方程（5）的精确解。在下文中，我们将采用无量纲$\widetilde{\ }$单位，因此**各物理量上方的波浪号将被省略。唯一的例外是 d，以便将其与微分运算区分开来**。

3 单个傅里叶谐波的行为

为了求得方程 (5) 的精确解析解，我们将沿用此前在（Zavershinskii 等人，2021）中采用的方法。按照这一方法，我们将使用傅里叶方法求解方程 (5)。换言之，我们将作如下代换 $a(z,\ t) = \varphi(z)\ \psi(t)$。这样便可将方程 (5) 拆分为两个方程。第一个方程描述完整解对坐标 $\varphi(z)$ 的依赖关系：

$$\frac{d^2\varphi}{dz^2} + k^2 \varphi = 0, \tag{7}$$

该方程必须使用适当的边界条件求解。在当前研究中，我们将采用反射边界条件，这通常允许形成驻波慢波。这意味着，速度方程应采用狄利克雷边界条件（$\varphi(0) = \varphi(l) = 0$），而密度、压力和温度方程应采用诺伊曼边界条件（$d\varphi(0)\ /dz = d\varphi(l)\ /dz = 0$）。在

这两种情况下，我们得到由谐波数 n 定义的特征值集合 k：

$$k = \frac{\pi n}{l}, n = 1, 2, 3, ... \tag{8}$$

这里， l 是以特征长度尺度 L归一化的介质长度。为明确起见，假设 L 是环长。

相应地，描述完整解对时间 $\psi(t)$ 的依赖关系的方程可写成如下形式：

$$\frac{d^3\psi}{dt^3} + k^2(n)\widetilde{d}\,\frac{d^2\psi}{dt^2} + k^2(n)\gamma\frac{d\psi}{dt} + k^4(n)\widetilde{d}\psi = 0. \tag{9}$$

方程（9）的解可以使用相应的三次方程求得。这个三次方程可以通过写出 $d/dt \to i\omega$ 得到：

$$\omega^3 - \mathrm{i}k^2(n)\widetilde{d}\omega^2 - k^2(n)\gamma\omega + \mathrm{i}k^4(n)\widetilde{d} = 0, \tag{10}$$

带复系数的三次方程（10）与仅受热传导影响的等离子体中慢模和熵模的一般色散关系相同（例如参见 De Moortel 和 Hood（2003））。与仅考虑热失衡影响的情况（Zavershinskii 等人，2021）类似，可以将方程（10）的根视为熵模和慢磁声谐波的复频率$\omega_{1,\ 2,\ 3}$，这对应于实波数 k。

为描述这些根，我们引入方程 (10) 的判别式 Δ：

$$\Delta = -108(R^3 + U^2), \tag{11}$$

其中， R 和 U 是由等离子体的波数和特征无量纲参数定义的实系数：

$$R = k^2\frac{3\gamma - k^2\widetilde{d}^2}{9},\ \ U = k^4\widetilde{d}\,\frac{2k^2\widetilde{d}^2 - 9\,(\gamma - 3)}{54}.$$

因此，根据卡尔达诺公式，色散关系 (10) 的根可表示如下：

$$\begin{aligned}
\omega_1 &= \mathrm{i}\left(-\frac{k^2\widetilde{d}}{3} + A + B\right),\\
\omega_2 &= \frac{A-B}{2}\sqrt{3} - \mathrm{i}\left(\frac{k^2\widetilde{d}}{3} + \frac{A+B}{2}\right),\\
\omega_3 &= -\frac{A-B}{2}\sqrt{3} - \mathrm{i}\left(\frac{k^2\widetilde{d}}{3} + \frac{A+B}{2}\right),
\end{aligned} \tag{12}$$

其中

$$A = \sqrt[3]{-U + \sqrt{-\Delta/108}},\ \ B = -R/A.$$

~分析方程（11）可以表明，对于任意 k 和 d，判别式均为负定的 $\Delta < 0$。这意味着无论等离子体参数如何，色散关系（10）始终有一个纯虚根和两个复共轭根。

纯粹的 i 虚根可以与熵模谐波的衰减相关联：

$$\omega_{\mathrm{EI}} = -\frac{k^2\widetilde{d}}{3} + A + B. \tag{13}$$

相应地，复共轭根$\omega_{2,3} = \pm\omega_{\mathrm{AR}} - \mathrm{i}\omega_{\mathrm{AI}}$ 可与两个反向传播的衰减慢波相关联。虚部 ω_{AI}（即慢波的衰减量）和实部 ω_{AR} 如下：

$$\omega_{\mathrm{AI}} = \frac{k^2\widetilde{d}}{3} + \frac{A+B}{2},\ \omega_{\mathrm{AR}} = \frac{A-B}{2}\sqrt{3}. \tag{14}$$

这与 Zavershinskii 等人（2021）仅考虑非平衡的情况显著不同；在那种情况下，慢波和熵波的性质可能会混合。换句话说，慢波的某些谐波可能变为非传播模，并以类似于熵模谐波的方式演化。在热传导影响强烈的等离子体中，不存在这种可能性。熵模总是衰减且不传播，而两种慢波则始终传播并衰减。

4 精确解

如前所述，方程（5）的解可以写成熵模和慢模各次谐波之和。下面我们描述具有诺伊曼反射边界条件的情形（即针对密度、压力或温度扰动）。为明确起见，我们将考虑密度扰动。于是，n 次谐波的解可以写为：

$$\begin{gathered} a_{\rho n}(z,t) = C_{1\rho n}\mathrm{e}^{\omega_{\mathrm{EI}}t}\cos(kz) + \\ C_{0\rho n}\mathrm{e}^{\omega_{\mathrm{AI}}t}\left[\cos(\omega_{\mathrm{AR}}t + kz - \phi_{\rho n}) + \cos(\omega_{\mathrm{AR}}t - kz - \phi_{\rho n})\right], \end{gathered} \tag{15}$$

其中

$$C_{0\rho n} = \frac{\sqrt{C_{2\rho n}^2 + C_{3\rho n}^2}}{2},\ \phi_{\rho n} = \arctan\left(\frac{C_{3\rho n}}{C_{2\rho n}}\right). \tag{16}$$

方程（15）中的第一项和第二项分别对应于不传播的熵模谐波，以及沿相反方向传播的两个慢模谐波。为确定熵模$C_{1\rho n}$ 和慢模 $C_{0\rho n}$ 谐波的幅值，需要求解以下线性方程组，

$$\begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 \\ \omega_{\mathrm{EI}} & -\omega_{\mathrm{AI}} & \omega_{\mathrm{AR}} \\ \omega_{\mathrm{EI}}^2 & \left(\omega_{\mathrm{AI}}^2 - \omega_{\mathrm{AR}}^2\right) & -2\omega_{\mathrm{AR}}\omega_{\mathrm{AI}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_{1\rho n} \\ C_{2\rho n} \\ C_{3\rho n} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} I_{1n} \\ I_{2n} \\ I_{3n} \end{pmatrix}. \tag{17}$$

右侧的积分 I_{1n}、I_{2n} 和 I_{3n} 由初始扰动 $\rho_{\rm in}(z,0)$ 及其导数 $(\partial\rho(z,t)/\partial t)|_{t=0}$ 和 $(\partial^2\rho(z,t)/\partial t^2)\big|_{t=0}$ 给出，如下：

$$I_{1n}=\frac{2}{l}\int_0^l \rho_{\rm in}(z,0)\cos\left(kz\right)\mathrm{d}z, \qquad I_{2n}=\frac{2}{l}\int_0^l \left.\frac{\partial\rho(z,t)}{\partial t}\right|_{t=0}\cos\left(kz\right)\mathrm{d}z, \tag{18}$$
$$I_{3n}=\frac{2}{l}\int_0^l \left.\frac{\partial^2\rho(z,t)}{\partial t^2}\right|_{t=0}\cos\left(kz\right)\mathrm{d}z.$$

非振荡、非传播背景由下式定义：

$$a_{\rho 0}\left(z,t\right)=I_{10}=\frac{1}{l}\int_0^l \rho_{\rm in}(z,0)\mathrm{d}z. \tag{19}$$

要构造方程 (5) 的精确解，应应用叠加原理。这意味着，完整的压缩扰动可表示为非振荡、非传播背景 (19) 与从 $n=1$ 到无穷多个谐波之和，使用方程 (15)：

$$a_{\rho}\left(z,t\right)=a_{\rho 0}\left(z,t\right)+\sum_{n=1}^{\infty}a_{\rho n}\left(z,t\right). \tag{20}$$

速度扰动的解也可以用类似的方法构造，但需要满足狄利克雷边界条件。解有两个主要区别。首先，方程 (15) 和 (18) 中的余弦函数必须替换为正弦函数。其次，背景为零，因为我们假设所考虑的等离子体不传播。

5 精确解的应用

所得精确解（20）可用于分析等离子体中压缩扰动的性质和演化。正如前文所述，它不仅使我们能够追踪完整解的动力学，还能监测决定完整解的本征模的演化。此外，我们还可以分析慢模和熵模的任意谐波如何演化。接下来，本节将运用所得精确解，展示局域初始扰动的几种演化方式，并讨论由此揭示的一些结果。

5.1 熵和慢磁声模的时空演化

首先，为了分析时空演化，我们必须定义初始扰动。本文将沿用 Zavershinskii 等人（2021）采用的方法，以便读者比较结果。换言之，我们将考虑一个扰动等离子体密度、压力和温度的高斯脉冲：

$$a_{\rho,in}\left(z,0\right)=A_{\rho}\exp\left[-\left(z-z_0\right)^2/w\right], \quad a_{P,in}\left(z,0\right)=A_{P}\exp\left[-\left(z-z_0\right)^2/w\right],$$
$$a_{T,in}\left(z,0\right)=a_{P,in}\left(z,0\right)-a_{P,in}\left(z,0\right), \quad a_{u,in}\left(z,0\right)=0. \tag{21}$$

此处，A_{ρ} 和 A_P 是密度和压力变化的无量纲幅值；w 和 z_0 分别是扰动脉冲的有效宽度和位置。

Type	长度 $[10^9$厘米]	温度 [MK]	密度 $[10^9$厘米$^{-3}]$	$\widetilde{\tau}_{\rm cond}$
亮点	$0.1-1$	2	5	$\sim 0.3-3$
活动区	$1-10$	3	$1-10$	$\sim 0.3-27.6$
巨型弧	$10-100$	$1-2$	$0.1-11$	$\sim 2.6-26.4$
耀斑环	$1-10$	>10	>50	$\gtrsim 1.2$

表1. 根据雷亚莱（2014）给出的典型日冕环参数计算的特征时间尺度 $\widetilde{\tau}_{\rm cond}$ (6) 的估算值。

其次，应明确控制参数的取值范围。本文的主要控制参数$\widetilde{\ }$是归因于热传导的特征时间尺度 $\tau_{\rm cond}$，或其倒数 d。为估算 $\tau_{\rm cond}$的取值范围，我们采用 Reale（2014）表 1 中典型的日冕环参数。表 1 展示了根据各种日冕环参数计算得出的特征时间尺度 $\tau_{\rm cond}$ 的估算值。可以看出，时间尺度 $\tau_{\rm cond}$ 的变化范围也相当宽。即使是同一类型的环，其量纲特征时间（6）也可能比等温声速的特征传播时间大或小一个或数个数量级。活动区和亮点中的环也具有这一特征。在日冕温度下，热传导特征时间的增加主要由环长和密度的增加决定。

如上所述，在本文中，我们希望强调这样一个事实：在太阳日冕中，激发的压缩扰动并不总是只与慢波相关。一般情况下，激发的扰动是多方的。换言之，压力与密度幅值之比 A_P/A_ρ 不一定像慢模扰动那样等于 $\gamma=5/3$，而是取决于激发机制。熵模与慢模之间的能量分配显然应由初始条件的形式和类型决定。为说明这一点，我们采用初始扰动（21），并考虑比值A_P/A_ρ的三个不同取值：1.5，1 和 0.5。从图 1a 可以看出，相对于 $\gamma=5/3$ 的差异增大（即扰动的绝热性降低），熵模对完整解的贡献也随之增大（蓝线）。还可以注意到，随时间增长的慢模扰动呈现出不对称性，这是热传导引起的慢波色散所致。较长谐波向长波长极限 $c_{\rm S}$（绝热声速）传播的速度快于较短谐波趋向 $c_{\rm Si}$（等温声速）的速度（4）。

然而，我们的分析还揭示了一个非常有趣的结果，即模态之间的能量分配取决于热传导和日冕环参数的取值（即$\tau_{\rm cond}$）。图 1b 展示了低 $\tau_{\rm cond}$ 等离子体中高斯脉冲的时间演化。为便于说明，我们选择了等温初始条件（$A_P/A_\rho=1$）。计算表明，在低 $\tau_{\rm cond}$的等离子体中，激发机制变得无关紧要，完整解主要由慢模决定。

为了验证所获得的精确解(20)，我们将其与方程(5)的数值解进行比较。展示通过谐波求和构造精确解的动画可在补充材料中找到。实际上，在方程(20) 中计入前 ~ 50 个谐波，即可足够准确地再现所考虑的完整解。

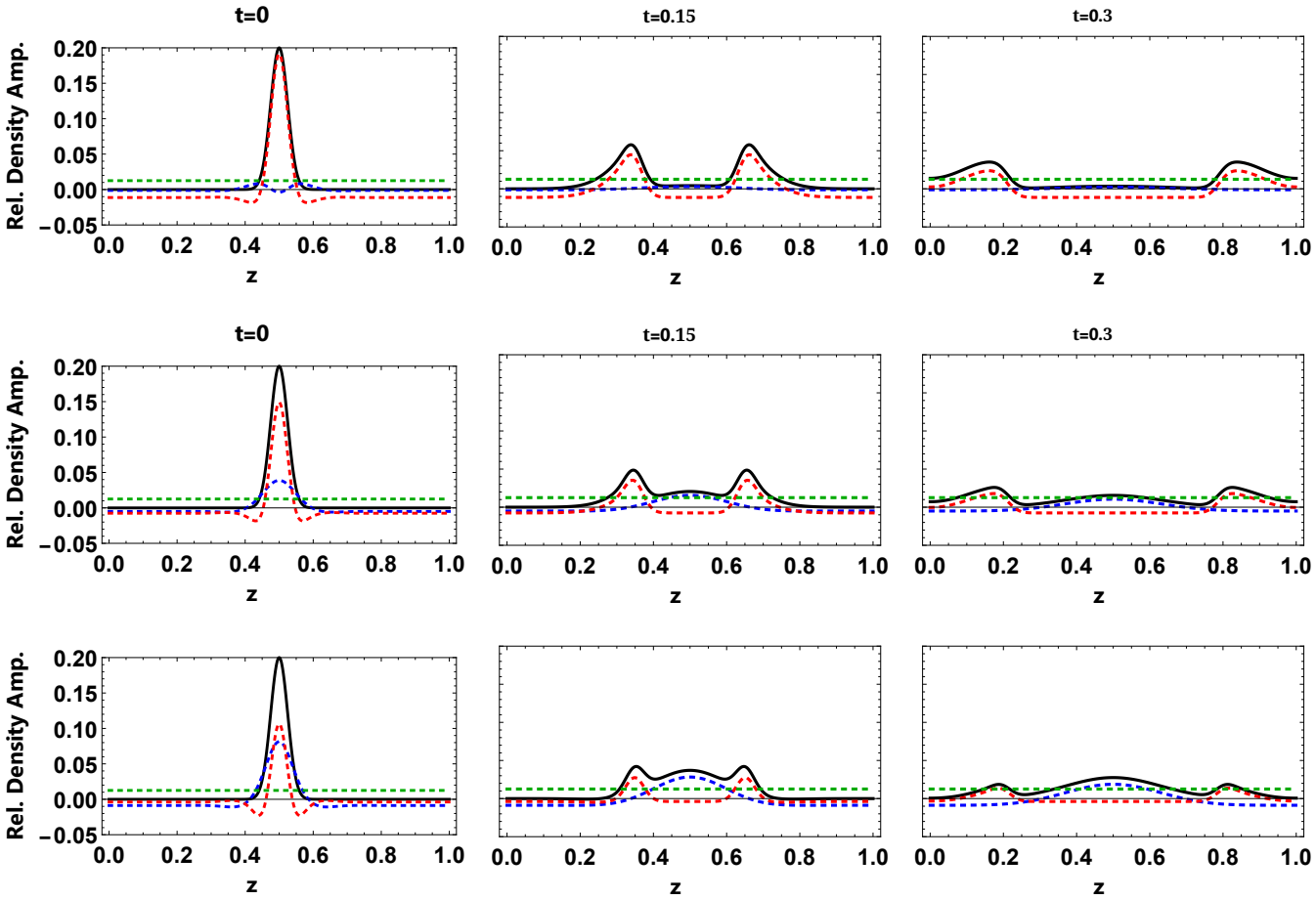

图 1a. 宽度为 $w = l/40$ 、位于 $z_0 = l/2$ 的初始高斯扰动的演化。特征时间设为 $\tau_{\rm cond} = 25$。上、中 和下 三行分别对应幅值比 A_P/A_ρ 等于 1.5、1 和 0.5。左、中和右 三列分别表示计算时间的 $t = 0$、$t = 0.15$和 $t = 0.3$ 时刻的解。黑 色实线表示完整解（一个熵模和两个慢磁声模的解之和）。红 色和蓝 色虚线分别表示两个慢磁声模之和和一个熵模。绿色虚线表示非振荡、非传播背景。

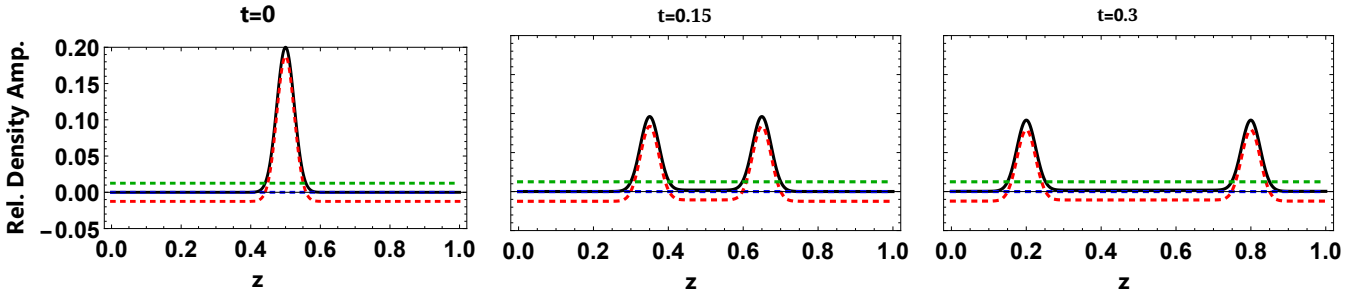

图 1b. 宽度为 $w = l/40$ 、位于 $z_0 = l/2$ 的初始高斯扰动的演化。特征时间设为 $\tau_{\rm cond} = 1$。计算所用的幅值比 A_P/A_ρ 等于 1。

5.2 熵与慢磁声模之间的能量分配

在本节中，我们将讨论这样的问题：何时考虑熵模的影响（甚至在扰动初始化阶段）会变得至关重要。为了回答这一问题，我们旨在计算总初始能量（即对所有谐波进行积分）的分配

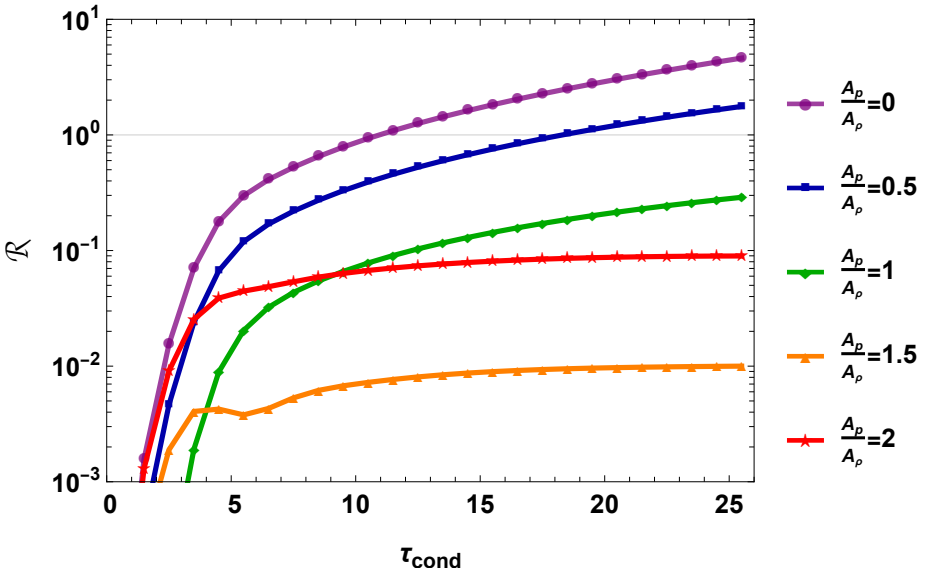

图 2。 比值 $\mathcal{R}$ (22) 对无量纲特征时间尺度 $\tau_{\rm cond}$ (6) 的依赖关系，该结果针对幅值比 A_P/A_ρ 的不同取值计算得出。

在各模态之间。为此，我们采用此前在（Zavershinskii 等人，2021）中使用的表述，并估算熵模和慢磁声模分别从初始高斯脉冲获得的总初始能量之比：

$$\mathcal{R} = \sum_{n=1}^{\infty} C_{1n}^2 / \sum_{n=1}^{\infty} 4C_{0n}^2 = \frac{Es}{As}. \tag{22}$$

在我们的计算中，我们考察比值 $\mathcal{R}$ 如何取决于特征时间尺度 $\tau_{\rm cond}$ 以及初始扰动的类型，该类型由比值 A_P/A_ρ定义。我们的估算结果如图2所示。可以注意到两个主要特征，这些特征是通过对完整扰动的时空演化进行分析而提出的。

第一个方面涉及原始信号的激发机制与能量分布之间的关系。从图2 可以看出，当初始扰动趋于绝热时（$A_P/A_\rho \to \gamma = 5/3$），慢模往往是完整解中的主导部分。图 2中最接近这一条件的是橙色曲线，对应于 $A_P/A_\rho = 1.5$。可以看出，对于任意 $\tau_{\rm cond}$，在这种情况下熵模的影响都可以忽略；作为说明，我们参考前面展示的图 1a 顶行中的结果。幅值比 A_P/A_ρ 与值1.66之间的差异越大，熵模对完整解的影响就越大。通过图2 比较橙色（$A_P/A_\rho = 1.5$）曲线与绿色和红色曲线（分别为$A_P/A_\rho = 1$和 $A_P/A_\rho = 2$）的变化，可以看出这一点。关于这一效应的示例，请参见图 1a，即中间行和底行。

第二个特征涉及能量分布与特征时间尺度$\tau_{\rm cond}$之间的关系。显然可以看出， $\tau_{\rm cond}$值越大，熵模就越重要，而且 $\mathcal{R}$ 对 $\tau_{\rm cond}$ 的依赖关系高度非线性。可以注意到，对于某些初始化机制，熵模不仅可以与慢模相当，甚至可以成为完整解的主导部分（例如，参见图 2 中的紫色和蓝色曲线）。为说明上述情况

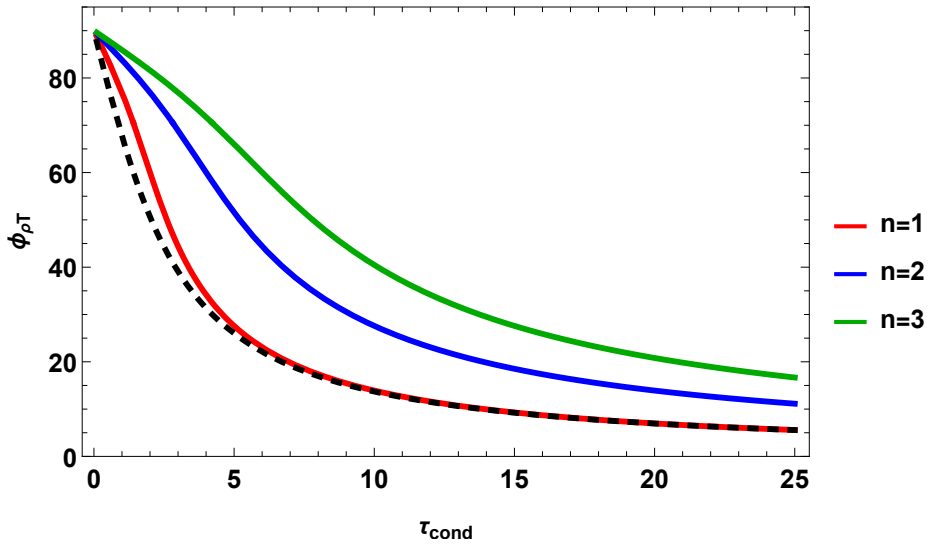

图 3. 密度与温度扰动之间的相位差 $\phi_{\rho T}$(23) 随无量纲特征时间尺度 $\tau_{\rm cond}$ (6) 的变化。红色、蓝色和绿色 分别表示第一（基频）、第二和第三谐波。虚线表示基于热传导影响较弱这一假设推导出的基频谐波相位差表达式所描述的变化关系（例如参见 Owen 等人（2009））。

特征，我们建议比较图 1a和1b中的结果）。科洛特科夫（2022）通过数值计算证明，表观熵模激发对扰动类型和热传导特征值也具有类似的敏感性。

此外，利用所得结果和特征时间 $\tau_{\rm cond}$ 的估算值（见表 1），我们提出，在考虑熵模的影响时，.....变得重要。具体而言，在精度足够高的情况下，可以假设亮点中的压缩扰动是慢波，并据此进行分析。同样的结论也适用于活动区中稀薄且短小的日冕环、巨型弧以及耀斑环中的扰动。反过来，在较长、密度较高的日冕环中，熵模的影响变得越来越显著，甚至成为扰动演化的主要特征。以下小节将讨论其中一个具体案例。

5.3 相位差

在本小节中，我们介绍各种等离子体参数扰动之间相位差的表达式。

为了推导慢模中的相位差关系，我们针对所有考虑的等离子体参数推导完整的精确解，即密度、温度、压力和速度扰动。利用得到的解，我们通过计算以下差值来定义温度与密度之间的相位差：

$$\phi_{\rho T} = \phi_{\rho n} - \phi_{Tn} = \arctan\left(\frac{\left(\omega_{\rm AI}^2 + \omega_{\rm AR}^2\right)\sin 2\phi_{\rho \rm u}}{\left(\omega_{\rm AI}^2 + \omega_{\rm AR}^2\right)\cos 2\phi_{\rho \rm u} + k^2}\right). \tag{23}$$

其中， n是谐波数。此处，我们使用以下记号

$$\phi_{\rho u} = \phi_{\rho n} - \phi_{un} = \arctan\left(\frac{-\omega_{\rm AR}}{\omega_{\rm AI}}\right), \tag{24}$$

这是慢波中密度与速度扰动之间的相位差。为了估算相位差，必须计算慢波频率的实部 $\omega_{\rm AR}$ 和虚部 $\omega_{\rm AI}$。为此，可以使用先前介绍的由色散关系 (10)得出的解析表达式 (14)，或使用色散关系 (10) 的数值解。

应当指出的是，所得关系式(23)和 (24)不仅适用于基频谐波，还可用于估算任意谐波的相位差。由于这些表达式直接由精确解推导而来，因此它们对热传导系数的取值也没有限制。因此，表达式 (23) 和 (24) 是此前针对基频谐波所得关系式的推广（例如参见 Wang 等人，2021，式 51）。

让我们分析前三个谐波中温度扰动与密度扰动之间的相位差对特征时间尺度 $\tau_{\rm cond}$ 的依赖关系。我们的计算结果如图 3 所示。可以看出，无论谐波数是多少，相位差 $\phi_{\rho T}$ (23) 都趋于 90°（当 $\tau_{\rm cond} \to 0$ 时），并在 $\tau_{\rm cond} \to \infty$ 时趋于 0°。然而，与基频谐波相比，谐波数增加会导致相位差增大。这里我们还将结果与采用热传导影响较弱这一假设得到的基频谐波相位差的著名表达式进行了比较（例如参见 Owen 等人，2009）；该表达式在图 3 中以虚线表示，并可用引入的无量纲单位写为 $\arctan\left(\pi/\tau_{\rm cond}\sqrt{\gamma}\right)$。这一近似解在其适用范围内效果良好，但在热导率影响显著时，便会出现差异。

例如，Kupriyanova 等人（2019）观测到了准周期脉动（QPP）事件，该事件与耀斑环中的驻立慢磁声波第二谐波有关。在长度为 $L \approx 17$–22 Mm、温度为$T \approx 1.1$–1.6 MK 的环中，检测到了周期为 $P \approx 74$–80 s 的振荡。估算的等离子体密度为 $N \approx 1.2$–1.5×10^{11} cm^{-3}，假定的磁场为 $B \approx 100$–150 G。观测到的温度与密度扰动之间的相位差估算为 $\phi_{\rho T} \approx 180^\circ$。由图 3 所示结果可知，如此大的相位差无法用热传导来解释，即使对于慢波的第二谐波也是如此。然而，对于给定的环参数，估算的无量纲特征时间尺度为$\tau_{\rm cond} \approx 220$ (6)。根据图 2 所示结果，该 $\tau_{\rm cond}$ 值意味着熵模对扰动演化有显著影响。在这种情况下，观测到的压缩扰动无法明确归因于慢模。换言之，使用慢模相位差表达式（23）和（24）解释观测结果可能并不合理。

6 总结与结论

所得精确解（20）展示了热传导对热太阳日冕非绝热等离子体中压缩扰动演化的影响。该解全面揭示了等离子体参数某些初始变化的时空动力学。此外，它不仅使我们能够追踪完整解的动力学，还能分析决定该解的本征模，即熵模和慢模。尤其是，我们可以检验将观测到的振荡与仅有慢波的演化联系起来是否合理

。接下来，我们总结利用所得精确解揭示的结果。

• 本文提出的理论适用于热传导特征时间尺度 $\tau_{\rm cond}$ 的任意取值。因此，本文进行的定量分析拓展了基于热传导影响较弱（Owen 等人，2009；Van Doorsselaere 等人，2011；Wang 等人，2015；Krishna Prasad 等人，2018；Prasad 等人，2022）或较强（Krishna Prasad 等人，2014；Duckenfield 等人，2021）假设所作的预测。本文还将先前针对基频谐波构建的、不对热传导施加任何限制的相移理论（例如，参见 Wang 等人，2021，式 51）推广至任意谐波数的情况。
• 通过分析单个傅里叶谐波的行为，我们求解了仅受热传导影响的等离子体中慢模和熵模的一般色散关系（10）（例如，参见 De Moortel 和 Hood（2003））。对其解（12）的分析表明，与热失衡（Zavershinskii 等人，2021）不同，热传导不会使熵模和慢模的性质发生混合。无论热传导的取值和谐波数如何，慢波始终传播并衰减，而熵模始终衰减且不传播。

• 在本文中，我们分析了高斯压缩扰动的几种可能演化方式（见图 1a 和图 1b）。研究表明，完整解中慢波所占的能量分数不仅会因初始化机制的变化而改变，还会因热传导和环参数所对应的特征时间尺度$\tau_{\rm cond}$ 的变化而改变。图 2 展示了我们对初始高斯脉冲中熵模与慢磁声模获得的初始总能量之比的估算。为判断哪些日冕环中的振荡需要将熵模与慢波同等考虑，我们针对典型日冕环参数估算了特征时间 $\tau_{\rm cond}$ （雷亚莱，2014）。由此可知，在亮点中，压缩扰动完全由慢模决定。然而，对于活动区中的长而密的环、耀斑环以及巨型拱形结构，熵模不仅可能与扰动相当，还可能成为扰动的主导部分。

• 所得的精确解使我们能够推导出表达式(23)和(24)，用于描述各种等离子体参数扰动之间的相位差，且不受谐波数和热传导影响的限制。温度与密度之间的相位差 $\phi_{\rho T}$ (23)针对前三个谐波以及特征时间尺度$\tau_{\rm cond}$ 的不同取值计算得到的结果如图3所示。可以看出，对于热传导和谐波数的任意取值，相位差均位于90° 和 0°之间。这一结论与仅针对基频谐波、采用热传导影响较弱假设所得到的结果一致。（例如参见Owen等人（2009））。利用我们的解析结果，我们表明， $\phi_{\rho T}$ 的近似解在其适用范围内表现良好，但是，当热导率影响较强时，会出现差异。谐波数的增加会导致相对于基频谐波的相位差增大。将我们对第二谐波相位差的估计与 Kupriyanova 等人（2019）给出的观测结果进行比较，我们不得不承认，观测值 $\phi_{\rho T} \approx 180^\circ$ 超出了热传导效应所规定的取值范围。然而，对于给定环参数，我们对特征热传导时间尺度的估计值为 $\tau_{\rm cond} \approx 220$。根据图 2 所示的结果，这意味着观测到的压缩扰动可能无法明确地与慢模联系起来。因此，直接使用慢模相位差表达式 (23) 和 (24) 可能并不合理。

正如我们此前所提到的，本研究的主要局限在于忽略了热失衡效应。在未来的工作中，我们计划考虑热传导与热失衡的综合效应。换言之，我们旨在推导方程（1）的精确解。此类一般问题的解将提高利用压缩扰动确定日冕加热函数的准确性。然而，我们认为，对于热失衡效应较弱的区域，所给出的解（20）及其推导出的表达式对于日冕地震学问题而言是很有帮助的。

利益冲突声明

作者声明，本研究是在不存在任何可能被视为潜在利益冲突的商业或财务关系的情况下进行的。

作者贡献

所有文章均必须包含作者贡献部分，包括独著文章。若提交时未提供适当的声明，制作过程中将插入一份标准声明。作者贡献声明必须说明各位作者（以其姓名首字母指代）的具体贡献；所有作者也因此同意对作品内容负责。完整的作者资格标准请见此处。

经费资助

本研究部分经费由俄罗斯联邦科学与高等教育部通过面向教育和研究机构的国家任务提供，项目编号为 FSSS-2023-0009 和 0023-2019-0003。CHIANTI 是一项合作项目，参与机构包括乔治·梅森大学、密歇根大学（美国）、剑桥大学（英国）和美国国家航空航天局戈达德太空飞行中心（美国）。

致谢

作者谨向“日冕加热/冷却对磁流体力学波的影响”国际在线团队的成员表示感谢，感谢他们带来的启发以及对研究结果所进行的建设性讨论。

数据可用性声明

本研究所呈现的原创性成果均已包含在本文中；如需进一步了解，请联系通讯作者。

参考文献

Agapova, D. V., 别洛夫, S. A., 莫列维奇, N. E., 和扎韦尔申斯基, D. I.（2022）。热失衡条件下等离子体板中的快、慢磁声波动力学。《皇家天文学会月报》514，5941–5951。doi:10.1093/mnras/stac1612 Andries, J., Arregui, I., 和 Goossens, M.（2005）。根据谐波日冕环振荡观测确定日冕密度分层。《天体物理学杂志通讯》624，L57–L60。doi:10.1086/430347

Antolin, P.（2020）。太阳日冕环中的热不稳定性与非平衡：从日冕雨到长周期强度脉动。《等离子体物理与受控聚变》62，014016。doi:10.1088/ 1361-6587/ab5406 Antolin, P. 和 Froment, C.（2022）。由热非平衡与不稳定性决定的日冕环多尺度变化：作为日冕加热探针。《天文学与空间科学前沿》9，820116。doi:10.3389/fspas.2022.820116 班纳吉, D., Krishna Prasad, S., 潘特, V., 麦克劳克林, J. A., Antolin, P., 马贾尔, N., 等（2021）。开放日冕结构中的磁流体力学波。《空间科学评论》217，76。doi:10. 1007/s11214-021-00849-0 别洛夫, S. A., 莫列维奇, N. E., 和扎韦尔申斯基, D. I.（2021）。热失衡导致活动区扇形环中的慢磁声波色散。《太阳物理学》296，122。doi:10.1007/s11207-021-01868-4 陈, S.-X., 李, B., 熊, M., 于, H., 和郭, M.-Z.（2015）。非均匀磁管中的驻立 sausage 模：用于推断耀斑环参数的反演方案。《天体物理学杂志》812，22。doi:10.1088/0004-637X/812/1/22 Chin, R., 费尔维希特, E., 罗兰兹, G., 和Nakariakov, V. M.（2010）。热不稳定环境中磁声波的自组织。《等离子体物理》17，032107。doi:10.1063/1.3314721 赵, I. H., 赵, K. S., 奉, S. C., 文, Y. J., Nakariakov, V. M., Park, J., 等（2017）。利用太阳黑子本影日震学确定阿尔芬速度和等离子体β。《天体物理学杂志通讯》837，L11。doi:10.3847/2041-8213/aa611b 德·莫特尔, I. 和胡德, A. W.（2003）。太阳日冕磁场中慢磁流体力学波的阻尼。《天文学与天体物理学》408，755–765。doi:10.1051/0004-6361:20030984 Duckenfield, T. J., 科洛特科夫, D. Y., 和Nakariakov, V. M.（2021）。磁场对太阳日冕中慢波阻尼的影响。《天文学与天体物理学》646，A155。doi:10.1051/ 0004-6361/202039791 埃德温, P. M. 和罗伯茨, B.（1983）。磁柱中的波传播。《太阳物理学》88，179–191。doi:10.1007/BF00196186 Field, G. B.（1965）。热不稳定性。《天体物理学杂志》142，531。doi:10.1086/148317 海瓦尔茨, J.（1974）。磁流体力学介质中的热不稳定性。《天文学与天体物理学》37，65–73 杰斯, D. B., 雷兹尼科娃, V. E., 赖恩斯, R. S. I., 克里斯蒂安, D. J., 凯斯, P. H., 马西乌达基斯, M., 等（2016）。运用日震学技术研究普遍存在的太阳黑子波，推导太阳日冕磁场。《自然·物理》12，179–185。doi:10.1038/nphys3544 科洛特科夫, D. Y.（2022）。非绝热条件下慢波日冕地震学。《天文学与空间科学前沿》9，1073664。doi:10.3389/fspas.2022.1073664 科洛特科夫, D. Y., Duckenfield, T. J., 和 Nakariakov, V. M.（2020）。太阳日冕加热函数的日震学约束。《天文学与天体物理学》644，A33。doi:10.1051/0004-6361/202039095 科洛特科夫, D. Y. 和Nakariakov, V. M.（2022）。重新审视太阳日冕中慢模波的频率依赖阻尼。《皇家天文学会月报》514，L51–L55。doi:10.1093/mnrasl/slac054 科洛特科夫, D. Y., Nakariakov, V. M., 和菲霍西, J. B.（2023）。热失衡条件下太阳日冕等离子体中慢磁声波和熵波的稳定性。*arXiv* 电子预印本，arXiv:2301.09012doi:10. 48550/arXiv.2301.09012

Kolotkov，D. Y.、Nakariakov，V.M. 和扎韦尔申斯基，D.I.（2019）。太阳日冕中加热与冷却过程失衡导致的慢磁声振荡阻尼。《天文学与天体物理学》628，A133。doi:10.1051/0004-6361/201936072 Kolotkov，D. Y.、扎韦尔申斯基，D.I.和Nakariakov，V. M.（2021）。太阳日冕作为磁声波的有源介质。《等离子体物理与受控聚变》63，124008。doi:10.1088/1361-6587/ ac36a5 Krishna Prasad，S.、班纳吉，D.和VanDoorsselaere，T.（2014）。传播慢磁声波的频率依赖阻尼。《天体物理学杂志》789，118。doi:10.1088/0004-637X/789/2/118 Krishna Prasad，S.、杰斯，D. B.和VanDoorsselaere，T.（2019）。传播慢磁声波的温度依赖阻尼。《天文学与空间科学前沿》6，57。doi:10.3389/fspas.2019.00057 Krishna Prasad，S.、Raes，J.O.、VanDoorsselaere，T.、马贾尔，N.和杰斯，D.B.（2018）。太阳日冕等离子体在太阳黑子扇形环中的多方指数及其温度依赖性。《天体物理学杂志》868，149。doi:10.3847/1538-4357/aae9f5 Kupriyanova，E. G.、Kashapova，L. K.、VanDoorsselaere，T.、Chowdhury，P.、斯里瓦斯塔瓦，A.K.和文，Y.-J.（2019）。一次具有异常相位差的太阳耀斑中的准周期脉动。《皇家天文学会月报》483，5499–5507。doi:10.1093/mnras/sty3480 Li，B.、Antolin，P.、郭，M.Z.、Kuznetsov，A. A.、Pascoe，D. J.、VanDoorsselaere，T. 等（2020）。太阳日冕中的磁流体力学快速蛙跳波。《空间科学评论》216，136。doi:10.1007/s11214-020-00761-z Marsh，M. S.和Walsh，R.W.（2009）。利用 HINODE/极紫外成像光谱仪确认通过日震学推断的日冕温度。《天体物理学杂志通讯》706，L76–L79。doi:10.1088/0004-637X/706/1/L76莫列维奇，N.和Riashchikov，D.（2021）。等熵不稳定放热气体中的冲击波结构。《流体物理学》33，076110。doi:10.1063/5.0053394 莫列维奇，N.E.和 Oraevskii，A. N.（1988）。热力学非平衡介质中的第二黏性。《实验与理论物理学杂志》94，128。 [《实验与理论物理学杂志》**67**，504（1988）]莫列维奇，N. E.、Riashchikov，D. S.、扎韦尔申斯基，D.I.和别洛夫，S.A.（2022）。放热介质中温度、压力与密度扰动之间的相位差。《列别捷夫物理研究所通报》49，282–287。doi:10.3103/S1068335622090056Nakariakov，V.M.、Anfinogentov，S.A.、Antolin，P.、Jain，R.、Kolotkov，D.Y.、Kupriyanova，E. G.等（2021）。日冕环的拐振荡。《空间科学评论》217，73。doi:10.1007/s11214-021-00847-2 Nakariakov，V. M.和Kolotkov，D. Y.（2020）。太阳日冕中的磁流体力学波。《天文学与天体物理学年度评论》58，441–481。doi:10.1146/annurev-astro-032320-042940Ofman，L.和Wang，T.（2002）。SUMER 观测到的高温日冕环振荡：热传导导致的慢磁声波阻尼。《天体物理学杂志通讯》580，L85–L88。doi:10.1086/ 345548Ofman，L.和Wang，T.（2022）。耀斑高温日冕环中慢磁声波的激发与阻尼：压缩黏性的影响。《天体物理学杂志》926，64。doi:10.3847/1538-4357/ac4090 Owen，N. R.、德·莫特尔，I.和胡德，A. W.（2009）。对TRACE、SoHO/CDS 和日出号/EIS中传播慢波观测特征的正向建模。《天文学与天体物理学》494，339–353。doi:10.1051/0004-6361:200810828

Prasad, A.、Srivastava,A.K.、Wang,T.和Sangal,K.（2022）。加热-冷却失衡下非理想耗散对驻立慢磁流体波相位差的作用。《太阳物理学》297, 5. doi:10.1007/s11207-021-01940-z Prasad, A.、Srivastava,A.K.和Wang,T.J.（2021）。有无加热-冷却不平衡时压缩黏性和热导率对日冕环中慢波阻尼的作用。《太阳物理学》296, 20. doi:10.1007/s11207-021-01764-x雷亚莱, F.（2014）。日冕环：受限等离子体的观测与建模。《太阳物理学年度评论》11,4.doi:10.12942/lrsp-2014-4雷亚莱,F.、洛佩斯-圣地亚哥, J.、弗拉科米奥,E.、佩特拉利亚, A. 和肖尔蒂诺,S.（2018）。X射线耀斑振荡追踪猎户座恒星形成区中沿星盘磁通管的等离子体往复运动。《天体物理学杂志》856,51. doi:10.3847/1538-4357/aaaf1f Somov,B.V.、贾利洛夫, N.S.和施陶德, J.（2007）。光学薄宇宙等离子体中熵和磁声波的特性。《天文学快报》33, 309–318.doi:10.1134/S1063773707050040斯皮策,L.（1965）。完全电离气体的物理学Van Doorsselaere,T.、沃德尔, N.、德尔·赞纳, G.、詹萨里,K.、费尔维希特,E. 和 Nakariakov,V. M.（2011）。利用日出号/EIS观测的时变光谱学首次测量太阳日冕中的绝热指数。《天体物理学杂志通讯》727,L32. doi:10.1088/2041-8205/727/ 2/L32Wang, T.、因尼斯,D.E.和 邱,J.（2007）。根据SUMER和SXT观测到的热环振荡确定日冕磁场。《天体物理学杂志》656, 598–609. doi:10.1086/ 510424Wang,T.、Ofman,L.、Sun,X.、普罗沃尔尼科娃,E. 和 达维拉,J. M.（2015）。通过慢模波的日冕地震学发现太阳耀斑环中热传导受到抑制的证据。《天体物理学杂志通讯》811,L13. doi:10.1088/2041-8205/811/1/L13Wang,T.、Ofman, L.、袁, D.、雷亚莱, F.、科洛特科夫, D.Y.和Srivastava, A. K.（2021）。日冕环中的慢模磁声波。《空间科学评论》217, 34. doi:10.1007/ s11214-021-00811-0 扎伊采夫, V.V.和斯捷潘诺夫,A.V.（1975）。IV型太阳射电辐射脉动的起源。等离子体柱振荡（I）。《地磁、航空学与太阳物理研究》37,3–10 扎伊采夫, V.V.和斯捷潘诺夫, A. V.（1982）。太阳耀斑期间硬X射线脉动的起源。《苏联天文学快报》8, 132–134 扎韦尔申斯基, D.、科洛特科夫, D.、Riashchikov,D.和莫列维奇,N.（2021）。具有加热/冷却失衡的等离子体中慢磁声波和熵波的混合特性。《太阳物理学》296, 96. doi:10.1007/s11207-021-01841-1 扎韦尔申斯基, D. I.、科洛特科夫,D.Y.、Nakariakov,V.M.、莫列维奇, N.E.和Ryashchikov, D. S.（2019）。加热/冷却失衡形成准周期慢磁声波列。《等离子体物理学》26,082113.doi:10.1063/1.5115224 扎韦尔申斯基, D. I.、莫列维奇, N. E.、Riashchikov, D. S.和 别洛夫,S.A.（2020）。具有等熵热不稳定性的等离子体中的非线性磁声波。《物理评论*E*》101, 043204. doi:10.1103/PhysRevE.101.043204 茹格日达, Y. D.（1996）。无力细磁通管：基本方程和稳定性。《等离子体物理学》3, 10–21. doi:10.1063/1.871836