arXiv:2304.08771v1 [astro-ph.EP] 18 Apr 2023

# 类地磁层系外行星极端空间天气条件的磁流体力学研究：宜居条件与射电辐射

J. Varela[1], A. S. Brun[2], P. Zarka[3],A. Strugarek[2],F. Pantellini[4],和 V. Réville[5]

[1] 马德里卡洛斯三世大学，莱加内斯，28911，电子邮箱：jvrodrig@fis.uc3m.es[2] AIM实验室，CEA/法国国家科学研究中心 – 巴黎狄德罗大学 – IRFU/DAp，巴黎-萨克雷，91191 吉夫叙尔伊韦特 Cedex，法国[3] 空间研究与天体仪器实验室 & 法国国家科学研究院，巴黎天文台，法国国家科学研究中心，巴黎文理研究大学/索邦大学/UPMC/UPD/UO，J. Janssen 广场，92195 默东，法国[4] 空间研究与天体仪器实验室，巴黎天文台，巴黎文理研究大学，法国国家科学研究中心，索邦大学，巴黎大学，Jules Janssen 广场 5 号，92195 默东，法国[5] 天体物理与行星学研究所，图卢兹第三大学—保罗·萨巴捷，法国国家科学研究中心，CNES，图卢兹，法国

2023年4月19日版本

**摘要**

本研究旨在表征位于类地磁层的系外行星的宜居条件。这些行星处于类似于 $\tau$ Boo的M型恒星和F型恒星宜居带内；若磁层屏蔽效率不足，恒星风便会直接沉积到系外行星表面。此外，本研究还计算了具有类地磁层的系外行星在不同空间天气条件下产生的射电辐射。研究基于使用PLUTO代码开展的一系列磁流体力学模拟，重现了类似于Boo的M型恒星和F型恒星宜居带内系外行星所经历的预期空间天气条件。若恒星自转周期长于3天，位于0.2天文单位处、由M型恒星承载的系外行星在常规及类日冕物质抛射空间天气条件下均可免受恒星风侵袭；也就是说，快速自转恒星会产生足以危及系外行星宜居性的恒星风和行星际磁场。由F型恒星 $\tau$ Boo承载、位于 .5天文单位处的系外行星，在常规空间天气条件下能够受到保护；但若行星靠近恒星宜居带内边缘（2.5天文单位），则必须拥有比地球更强的磁场，才能在类日冕物质抛射空间天气条件下屏蔽其表面。模拟所得的射电辐射值范围与Zarka (2018年)针对常规和普通类日冕物质抛射空间天气条件提出的标度关系一致。如果射电望远镜测得某颗系外行星的射电辐射信号相对较弱且变化幅度较小，这可能表明，考虑到所研究的空间天气状态以及该系外行星的内禀磁场，其宜居条件较为有利。对于位于恒星宜居带内且具有类地磁层的系外行星，当空间天气条件导致太阳风动压处于1.5至100纳帕、行星际磁场强度为50–250纳特时，其射电辐射功率计算值介于至瓦之间，在秒差距距离上低于现有射电望远镜的灵敏度阈值。

**关键词**。系外行星磁层 – 空间天气 – 宜居性 – 射电辐射

## 1。引言

T地球磁层所受空间天气影响已得到
t近年来的广泛研究（Poppe, B.B. & Jorden, K.P. 2006年；González
2Hernández, I. 等，2014年；Varela 等，2022年），
p尤其是在强烈日冕物质
e抛射（CME）（Low, B. C. 2001年；Howard, R.A. 2006年）导致
i导致地球磁层结构发生重大扰动
( Wang, Y. M. et al. 2003；Lugaz, N. et al. 2015；Wu, C. & Lep-ping,R. P. 2015）。

日冕物质抛射是由日冕中的磁重联引发的太阳爆发，会抛出高速带电粒子和磁云（Neugebauer& Goldstein1997；Cane, H. V. &Richardson, I. G. 2003；Regnault, F.et al. 2020）。极端空间天气事件并非太阳或类太阳恒星独有（Leitzinger et al. 2020），在M、K和F型恒星中也观测到了日冕物质抛射（Khodachenko et al. 2007；Lammeret al. 2007）。

地球和系外行星轨道处的空间天气取决于恒星风（SW）以及行星际磁场（IMF），由宿主恒星产生（Strugarek 等，2015年；Garraffo, C. 等，2016年），也取决于其轨道位置处局部环境的导电性和磁特性。对于地球而言，其内禀磁场足够强，能够避免太阳风直接沉降到表面，即使在观测到的最强日冕物质抛射期间也是如此（Salman, T. M. 等，2018年；Kilpua, E.K.J. 等，2019年；Hapgood, M. 2019年）。当太阳风动压处于 10 至 100 纳帕范围内，且行星际磁场强度介于 100 至 300 纳特时，就会出现极端空间天气条件。

如果宿主恒星的特征（恒星类型、年龄、金属丰度等）与太阳不同，那么系外行星轨道上的空间天气就无法与地球的情况相提并论。如果恒星产生的太阳风动压和星际磁场强度很大，那么要维持有利的系外行星宜居状态，就需要足够强的内禀磁场，以避免太阳风直接沉降到系外行星表面（Gallet, F. et al. 2017年；Linsky, J. 2019年；Airapetian, V. S. et al. 2020年）。反之，若磁场的保护作用不足，系外行星的宜居性

就会受到太阳风的影响，也会因大气流失而受损，尤其是水分子等挥发性成分的流失 Lundin, R. et al. （2007年）；Moore,T.E. &Khazanov, G. V. （2010）；Jakosky, B. M. et al. （2015年）。需要指出的是，本分析未纳入其他影响宜居性的重要因素，例如照射系外行星表面的极紫外辐射、X射线和宇宙射线通量，因为这些影响超出了本研究的范围。尽管如此，太阳风可能造成的直接沉降仍应被视为行星宜居性的一项重要限制因素。

对于没有内禀磁场的系外行星，其宜居性可能受到限制；然而，探测并表征系外行星磁层仍是一项艰巨的任务。根据太阳风与太阳系行星之间的相互作用，我们已知内禀磁场会在射电波长产生回旋脉泽辐射（Kaiser &Desch 1984；Zarka 1998；Lamyet al. 2017）。这种辐射由高能电子在行星际磁场与行星磁场之间的重联区加速后产生，电子沿磁力线流向行星表面（Wu 1979）。部分电子能量会转化为回旋射电辐射（Zarka 1998），并从磁层中逸出。此类射电辐射可由地基射电望远镜探测，例如楠赛十米波阵列（Lamy etal. 2017）、NenuFAR（Zarka et al. 2020）和低频阵列（LOFAR）（vanHaarlem, M. P. et al. 2013）等。同样，探测系外行星磁层发出的射电辐射，也可能为了解系外行星的内禀磁场提供信息（Hess& Zarka 2011）。遗憾的是，现有射电望远镜的探测能力尚不足以清晰分辨系外行星发出的射电辐射。近期，LOFAR 和澳大利亚望远镜紧凑阵列（ATCA）的观测尝试探测系外行星系统的射电辐射（Turner, J. D. et al.2021；Pérez-Torres,M. et al. 2021）。此外，研究人员测得红矮星 GJ 1151 发出的射电辐射；这种辐射可能源于其与一颗大小约为地球的系外行星之间的磁相互作用（Vedantham, H. K. et al. 2020；Benjamin J.S. et al. 2020；Perger, M. etal. 2021）。下一代射电望远镜或可探测到距离达20秒差距的系外行星射电辐射（Carilli & Rawlings 2004；Nan et al. 2011；Ricci et al. 2018；Zarkaet al. 2020），例如平方公里阵列（SKA）（Zarka et al. 2015）；其探测能力取决于宿主恒星产生的空间天气条件以及系外行星磁场的性质。

本研究是持续开展的一项研究工作的延续，旨在通过数值分析恒星风与行星磁层之间的相互作用，尤其是射电辐射产生与空间天气条件及行星内禀磁场特性之间的关系。首先，Varela 等人(2016 年分析了水星磁层的射电辐射，展示了行星际磁场强度、行星际磁场方向和太阳风动压对所产生射电辐射的重要影响。随后，Varela, J. 等人 (2018年研究了具有不同内禀磁场构型的系外行星所产生的射电辐射，发现磁层拓扑结构与射电辐射之间存在关键的依赖关系。之后，Varela, J. 等人 (2022分析了极端空间天气条件对地球磁层的影响。本研究旨在分析空间天气条件对绕 M 型和 F 型恒星宜居带运行的系外行星磁层的影响。此外，还对系外行星磁层产生的射电辐射进行了估算。分析包括一系列磁流体力学模拟，假设系外行星磁场与地球磁场相同，模拟 M 型和 F 型恒星宜居带内的空间天气条件。

本文结构如下。第 2 节介绍数值模型的描述。第 3 节分析围绕 M 型和 F 型恒星宜居带运行的系外行星磁层所受的空间天气影响。第 4 节刻画极端空间天气条件下具有类地磁层的系外行星产生的射电辐射。第 5 节讨论并总结分析结果。

## 2. 数值模型

本研究使用开源代码 PLUTO 的理想磁流体力学版本，在球坐标中开展。该模型计算无电阻无黏极限下（Mignone 等人 2007年）单流体多方等离子体的演化。关于模型方程、边界条件和上电离层模型的详细描述可参见（Varela, J. 等人（2022））。

太阳风与行星磁层之间的相互作用可以使用不同的数值模型进行研究；本研究采用单流体磁流体力学代码（Kabin 等人 2008年；Jia 等人 2015年；Varela 等人 2015年；Strugarek 等人 2014年、2015年）。通过将模拟结果与地面磁力仪和航天器测量结果进行比较，验证了磁流体力学代码结果的有效性（Watanabe, K. & Sato, T. 1990年；Raeder, J. 等人 2001年；Wang, Y. L. 等人 2003年；Facskó, G. 等人 2016年）。本研究使用球形三维坐标中的单流体磁流体力学代码 PLUTO 开展（Mignone 等人 2007年）。该模型已成功用于研究水星磁层的整体结构（Varela 等人 2015年、2016b、c、a、d）、系外行星的射电辐射（Varela, J. 等人（2018））以及极端空间天气条件对地球磁层的影响（Varela, J. 等人（2022））。

模拟采用一个包含128个径向点的网格，极角方向有48个 $\theta$，方位角方向有96个 $\phi$，径向上等间距分布。模拟区域被限制在系外行星周围的两个同心壳层之间，内边界为$R_{in} = 2R_{ex}$ （$R_{ex}$ 为系外行星半径），外边界为$R_{out} = 30R_{ex}$。上电离层模型的范围从内边界延伸至$R = 2.5R_{ex}$。

系外行星磁场在YZ平面内相对于网格极点旋转了 $90^o$，以避免数值问题（未对磁极处的奇点进行特殊处理）。系外行星磁层与地球磁层相同，因此也考虑了地球自转轴的倾斜（相对于黄道面倾斜$23^o$）。

采用的模拟坐标系如下：z轴由行星磁轴确定，并指向磁北极；恒星—行星连线位于XZ平面内，$x_{star} > 0$（太阳磁坐标）；y轴则构成右手坐标系。

针对不同的太阳风动压（$P_d$）、行星际磁场强度（$|磁场|_{IMF}$）和方向，系外行星磁层的响应是基于Varela, J. 等人(2022) 中进行的一系列模拟所得的数据回归计算得出的（见表5）。太阳风动压定义为$P_d = m_P n_{sw} v_{sw}^2/2$，其中$m_P$ 为质子质量，$n_{sw}$ 为太阳风密度，$v_{sw}$ 为太阳风速度。

分析中纳入了不同的行星际磁场方向：系外行星—恒星方向和恒星—系外行星方向（也称为径向行星际磁场构型）、南向、北向以及黄道时钟方向。系外行星—恒星方向和恒星—系外行星方向构型表示

行星际磁场与太阳风速度矢量平行。南向和北向的行星际磁场方向表示行星际磁场在XZ平面内与太阳风速度矢量垂直。

## 3. 类地磁场系外行星的磁层顶停滞距离

本节旨在计算暴露于不同空间天气条件下、具有类地磁场的系外行星的磁层顶停滞距离。附录中详细介绍了模拟中停滞距离的计算方法。分析涵盖了预计出现在M型和F型恒星宜居带内系外行星轨道上的常规空间天气条件和类日冕物质抛射空间天气条件。因此，本研究首次对太阳风直接沉积到系外行星表面所造成的系外行星宜居性进行了初步评估。由于目前没有关于系外行星磁层性质的观测数据，分析假设系外行星具有类地磁场。不过，所测试的不同行星际磁场方向，相当于具有不同倾角的系外行星。

| | 常规太阳风 | | |
|---|---|---|---|
| AU | $n_{sw}$ ($cm^{-3}$) | $\|v_{sw}\|$ (千米/秒) | $P_d$ (纳帕) |
| 0.05 | 2000 | 540 | 488 |
| 0.1 | 500 | 650 | 177 |
| 0.2 | 90 | 700 | 37 |
| | 类日冕物质抛射太阳风 | | |
| AU | $n$ ($10^3$ 厘米$^{-3}$) | $\|v\|$ (千米/秒) | $P_d$ ($10^3$ 纳帕) |
| 0.05 | 40 | 1350 | 61 |
| 0.1 | 10 | 1650 | 23 |
| 0.2 | 1.8 | 1750 | 4.6 |

**表 1.** 位于 M 型恒星宜居带内的系外行星轨道（第一列）。常规和类日冕物质抛射空间天气条件下的太阳风密度（第二列）、速度（第三列）和动压（第四列）。

恒星宜居带内的空间天气条件会随恒星特征而变化（Kasting, J. F. 等人 1993年；Tarter, J. C. 等人 2007年；Kopparapu, R. K. 等人 2013年；Johnstone, C. P. 等人 2015年a；Cuntz, M. & Guinan, E. F. 2016；Airapetian, V. S. 等人 2020年）。主序F型恒星（1.1–1.5$M_{Sun}$）的宜居带位于2.5–5天文单位之间（Sato, S. 等人 2014年）；G型恒星（1.1–0.9$M_{Sun}$）的宜居带位于0.84–1.68天文单位之间（Kopparapu, R. K. 等人 2014年）；K型恒星（0.9–0.5$M_{Sun}$）的宜居带位于0.21–1.27天文单位之间（Cuntz, M. & Guinan, E. F. 2016）；M型恒星（< 0.5$M_{Sun}$）的宜居带位于0.03–0.25天文单位之间（Shields, Aomawa L. 等人 2016年）。下文将研究M型和F型恒星宜居带内不同轨道上的系外行星所受恒星影响而形成的宜居条件。

模拟中得出的宜居条件，是根据系外行星表面上方的磁层顶悬距定义的。如果归一化悬距为 $R^{mp}/R_{ex} = 1$ ($R^{mp}$ 是系外行星的磁层顶悬距距离），太阳风会直接沉降至系外行星表面。这与Varela, J. 等人（2022）采用的判据相同（公式5和6）。

### *3.1. M型恒星所宿主的系外行星*

M型恒星的系外行星宜居条件是一个悬而未决的问题，因为宜居带内的系外行星很可能处于潮汐锁定状态（Grießmeier, J.-M.等 2004年, 2005年），并暴露于来自宿主恒星的强辐射（Scalo, J.等 2007年）以及持续的日冕物质抛射事件（Khodachenko等 2007年；Lammer等 2007年）。然而，近期研究表明，潮汐锁定可能限制但并不排除系外行星的宜居条件（Yang等 2013年；Hu & Yang 2014年；Leconte等 2015年；Barnes 2017年）。此前的研究还评估了M型恒星宜居带内系外行星轨道上的空间天气条件（Odstrcil, D. & Pizzo, V. J. 1999年；Odstrcil, D.等 2004年；Vidotto, A. A.等 2013年）。表1展示了M型恒星在不同轨道处产生的太阳风的密度、速度和动压，所采用的是Johnstone, C. P.等 （2015年b）太阳风模型，用于常规和类日冕物质抛射空间天气条件。类日冕物质抛射空间天气条件是根据经验估计的数值，假定太阳风密度为常规空间天气条件下的20倍、太阳风速度为其2.5倍。这些参数是太阳日冕物质抛射条件的典型值。

图1 展示了M型恒星宜居带内空间天气条件对系外行星宜居性施加的约束。图中给出了在不同的行星际磁场方向下，使太阳风直接沉降至系外行星赤道区域表面所需的临界行星际磁场强度和太阳风动压；也就是说，这些空间天气条件会导致系外行星磁层顶的归一化停滞距离为$R^{mp}/R_{ex} = 1$。需要注意的是，图中显示的是Varela, J.等（2022年）通过模拟获得的数据回归结果，该研究旨在计算不同太阳风动压、行星际磁场强度和行星际磁场方向下的地球磁层顶停滞距离。研究所涵盖的太阳风动压和行星际磁场强度范围分别对应常规（图a）和类日冕物质抛射（图b）空间天气条件。水平虚线表示基于Johnstone, C. P.等 （2015年b）太阳风模型，根据宿主恒星在0.05天文单位（红色）、0.1天文单位（橙色）和0.2天文单位（蓝色）处系外行星轨道上的太阳风动压，并据此提供在不同的行星际磁场方向下，太阳风直接沉降至系外行星表面所需的临界行星际磁场强度参考值，该值基于压力平衡确定（见附录）。

在常规空间天气条件下（面板a），若行星际磁场为南向，位于0.2天文单位处的系外行星所对应的临界行星际磁场强度为 $|磁场|_{IMF} > 5000$ 纳特；位于0.1 天文单位处时为 ≈ 2050 纳特，位于0.05 天文单位处时为 ≈ 1100 纳特。本文重点讨论南向行星际磁场，因为在行星际磁场强度固定时，这种方向会导致最低的磁层顶停滞距离（磁重联最强）。因此，M型恒星产生的磁场必须非常强，才会威胁系外行星的宜居性。不过，年轻且快速自转的M型恒星的磁场可能超过此类行星际磁场强度阈值（Shulyak, D.等，2017年、2019年），达到高达4千高斯的数值。日冕物质抛射期间的行星际磁场强度阈值相较于常规空间天气条件大幅降低（面板b）。若系外行星轨道位于0.2 天文单位处，南向行星际磁场对应的临界值为 $|磁场|_{IMF} \approx 310$ 纳特，恒星—系外行星方向的行星际磁场对应的临界值为 ≈ 1100 纳特。若系外行星位于0.1 天文单位处，南向行星际磁场对应的临界值为 $|磁场|_{IMF} \approx 110$ 纳特，恒星—系外行星方向的行星际磁场对应的临界值为 ≈ 500 纳特，北向行星际磁场对应的临界值为 ≈ 3750 纳特。若系外行星位于0.05 天文单位处，南向行星际磁场对应的临界值为 $|磁场|_{IMF} \approx 60$ 纳特，恒星—系外行星方向的行星际磁场对应的临界值为≈ 325 纳特，北向行星际磁场对应的临界值为 ≈ 2100 纳特。也就是说，在日冕物质抛射空间天气条件下，如果M型恒星产生的磁场强度未达到310纳特，位于0.2 天文单位处的系外行星就能得到有效保护。另一方面，位于 ≤ 0.1 天文单位处的系外行星在日冕物质抛射期间会受到太阳风直接沉降，前提是

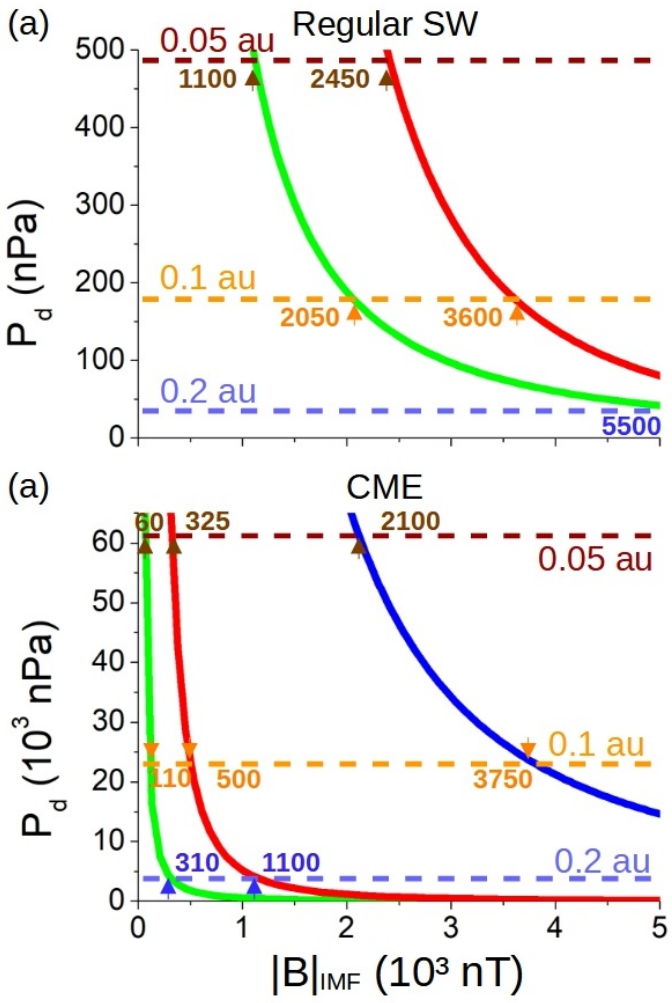


**图 1.** 在（a）常规和（b）类日冕物质抛射空间天气条件下，使太阳风直接沉降至系外行星表面所需的临界行星际磁场强度和太阳风动压。行星际磁场方向：系外行星—恒星方向（红线）、南向（绿线）和北向（蓝线）。水平虚线表示不同系外行星轨道处的太阳风动压：0.05 au（红色）、0.1 au（橙色）和0.2 au（蓝色）。图中标出了各行星际磁场方向对应的临界行星际磁场强度。

| AU | $P_{rot}$ (天) | $n_{sw}$ ($cm^{-3}$) | $\|v_{sw}\|$ (千米/秒) | $P_d$ (纳帕) | $\|磁场\|_{IMF}$ ($10^3$ 纳特) |
|---|---|---|---|---|---|
| 0.05 | 24 | 4500 | 280 | 295 | 2.16 |
| 0.05 | 12 | 4500 | 360 | 488 | 17.7 |
| 0.05 | 6 | 4500 | 400 | 602 | 25.9 |
| 0.05 | 3 | 4500 | 450 | 762 | 30.3 |
| 0.1 | 24 | 900 | 350 | 92.2 | 0.54 |
| 0.1 | 12 | 900 | 440 | 146 | 4.43 |
| 0.1 | 6 | 900 | 510 | 196 | 6.46 |
| 0.1 | 3 | 900 | 620 | 289 | 7.57 |
| 0.2 | 24 | 240 | 410 | 33.7 | 0.31 |
| 0.2 | 12 | 240 | 500 | 50.2 | 1.11 |
| 0.2 | 6 | 240 | 590 | 69.9 | 1.62 |
| 0.2 | 3 | 240 | 800 | 128 | 1.89 |

**表2.** M型恒星宜居带内的系外行星轨道（第一列）。恒星自转周期（第二列）。太阳风密度（第三列）、速度（第四列）和动压（第五列）。行星际磁场强度（第六列）。

行星际磁场强度超过110纳特。总之，位于0.2 天文单位处的系外行星应能受到类地磁场的保护，免遭太阳风直接沉降，因此，就太阳风屏蔽而言，这些系外行星是宜居的。需要指出的是，本研究的结论与其他作者针对所分析的构型子集所得的结论一致（Garraffo, C.等，2016年，2017年）。

如上一段所述，空间天气条件会随恒星自转速率而变化，因为恒星的磁活动以及其产生的太阳风特性也会改变（Suzuki, T.K. 2013年）。在常规空间天气条件下，如果恒星自转速度快 4 倍，太阳风速度就会增大 2 倍，尽管太阳风密度和温度受到的影响较小（Shoda, M. 等，2020年）。此外，快速自转恒星的磁活动更强，这是因为大尺度表面磁场（磁场$_{surf,\ *}$）与罗斯贝数（$R_o$）之间的关系为 $B_{surf,\ *} \propto R_o^{-1.3}$(See, V. 等，2019年；Brun, A. S. 等，2022年）。因此，系外行星轨道处的行星际磁场强度更高，日冕物质抛射频率和强度也更高（Shulyak, D. 等，2017年，2019年）。因此，如果分析中考虑了M型恒星自转周期的影响，那么.....的阈值

太阳风直接降落到系外行星表面时，行星际磁场强度和太阳风动压会发生变化。表2列出了常规空间天气条件下，宿主M型恒星周围 0.05、0.1 和 0.2 天文单位处的系外行星轨道上的太阳风密度和速度，涵盖了恒星的不同自转周期（$P_{rot}$）（数据源自 Shoda, M. 等(2020年) 的模拟）。太阳风密度对恒星自转的依赖较弱，但太阳风速度和行星际磁场强度会随恒星自转而增加。所分析的M型恒星自转周期范围涵盖了开普勒任务识别出的 795 颗M型恒星中的大多数；这 795 颗恒星是其识别出的 12000 颗主序星的一个子样本（Nielsen, M. B. 等，2013年）。然而，近期的巡天调查发现，M型恒星中有相当一部分自转缓慢，其自转周期为 30 至 120 天（Newton, E. R. 等，2018年；Popinchalk, M. 等，2021年）。

图 2 展示了常规空间天气条件下，行星际磁场强度和太阳风动压阈值随M型恒星自转速率的变化。

在给定太阳风动态压力的情况下，M型恒星自转周期缩短会导致星际磁场强度阈值大幅降低。 $\Delta$磁场$|_{IMF}$ 由图顶部每种星际磁场方向下、恒星自转速率分别为24天和3天的情形之间的粗箭头表示。对于轨道位于0.05天文单位处的系外行星，如果星际磁场为南向，M型恒星自转周期从24天缩短至3天时，星际磁场强度阈值将从1500纳特降至850纳特；如果星际磁场方向为系外行星—恒星方向，则阈值将从3000纳特降至2000纳特。对于轨道位于0.1天文单位处的系外行星，南向星际磁场的强度阈值将从3250纳特降至1500纳特，而系外行星—恒星星际磁场的强度阈值将从4750纳特降至3000纳特。如果系外行星轨道位于0.2天文单位处，南向星际磁场的强度阈值将从5550纳特降至2600纳特，而系外行星—恒星星际磁场的强度阈值将从7000纳特降至4250纳特。所得星际磁场强度阈值可以与M型恒星在不同轨道处产生的磁场进行比较，后者遵循Shoda, M. 等人的模拟（2020年）（表2的最后一列）。在0.05天文单位处，当恒星自转周期短于24天时，对于南向星际磁场方向，星际磁场强度高于阈值；而当自转周期为24天或更长时，对于系外行星—恒星星际磁场，星际磁场强度低于阈值。也就是说，对于轨道位于0.05天文单位处的系外行星，要获得有利的太阳风宜居条件，其内禀磁场必须强于地球的磁场，前提是M型恒星的自转速率为24天或更短。在0.1天文单位处，星际磁场强度高于阈值

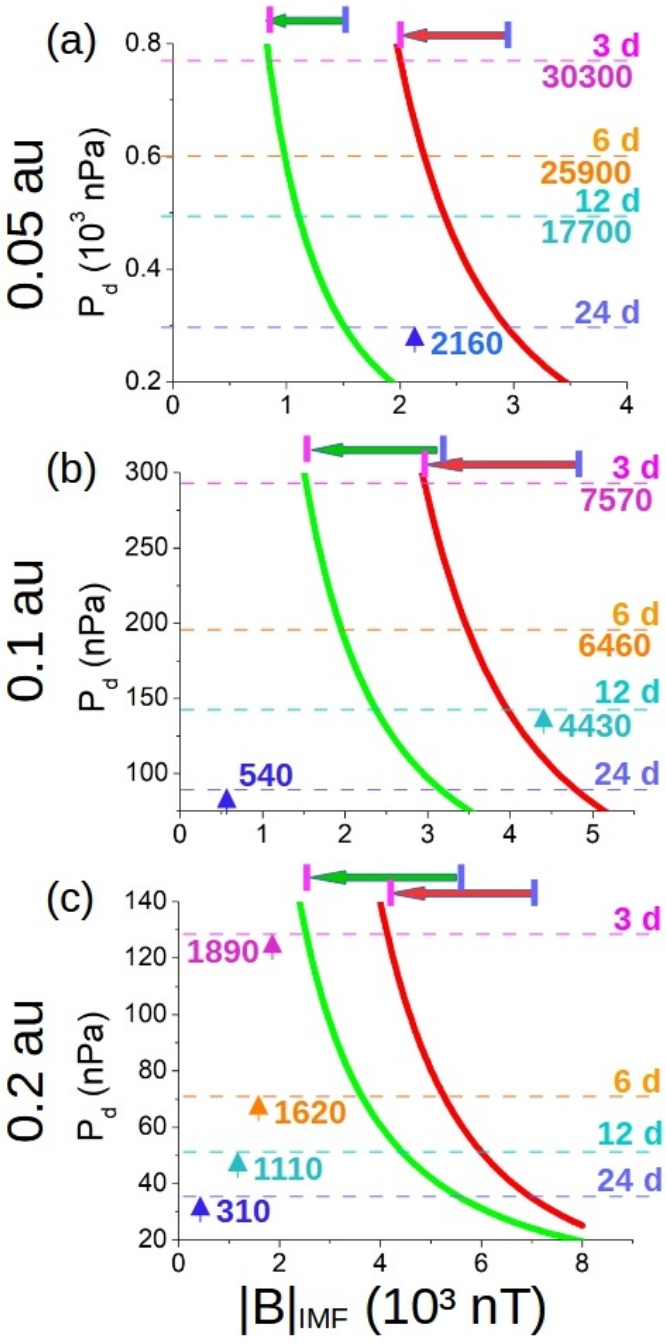


**图 2**。考虑不同 M型恒星自转周期时，太阳风直接沉降所需的临界行星际磁场强度和动压，以及位于 (a) 0.05 天文单位、(b) 0.1 天文单位和 (c) 0.2 天文单位轨道上的系外行星。行星际磁场方向：系外行星—恒星方向（红线）和南向（绿线）。水平虚线表示自转周期分别为 24 天（蓝色）、12 天（浅青色）、6 天（橙色）和 3 天（粉色）的 M型恒星的太阳风动压。粗彩色箭头表示 M型恒星自转周期从 24 天缩短至 3 天时，直接沉积太阳风所需的临界行星际磁场强度的下降。粗水平箭头的绿色（红色）分别表示行星际磁场为南向（系外行星—恒星方向）。每种恒星自转速率对应的、依据 Shoda, M. 等人的(2020年模拟得出的临界行星际磁场强度。

对于南向和系外行星—恒星星际磁场方向，当自转速率为12天或更快时，情况也是如此。因此，如果宿主M型恒星的自转速率短于12天，位于0.1天文单位处的系外行星需要强于地球的磁场。如果系外行星位于0.2天文单位处，则在所有星际磁场方向下，星际磁场强度都低于阈值，前提是

| | 常规太阳风 | | |
|---|---|---|---|
| AU | $n_{sw}$ (厘米$^{-3}$) | $\|v_{sw}\|$ (千米/秒) | $P_d$ (纳帕) |
| 2.5 | 50 | 300 | 3.8 |
| 5.0 | 20 | 310 | 1.6 |
| | 类日冕物质抛射太阳风 | | |
| AU | $n$ ($10^3$ 厘米$^{-3}$) | $\|v_{sw}\|$ ($10^3$ 千米/秒) | $P_d$ ($10^3$ 纳帕) |
| 2.5 | 1.0 | 1.5 | 1.88 |
| 5.0 | 0.4 | 1.55 | 0.8 |

**表3**。 位于F型恒星 $\tau$ Boo宜居带内的系外行星轨道（第一列）。常规和类日冕物质抛射空间天气条件下的太阳风密度（第二列）、速度（第三列）和动压（第四列）。

恒星自转速率为3天或更慢，因此类地磁场能够有效屏蔽系外行星表面。

总而言之，位于 0.2 天文单位处、由 M型恒星托管且具有类地磁场的系外行星，在常规及类日冕物质抛射空间天气条件下均能免受太阳风影响。此外，在常规太阳风空间天气条件下，即使 M型恒星的自转周期短至 3 天，这种保护仍然有效。不过，快速自转且频繁发生强烈类日冕物质抛射事件的 M型恒星，可能会限制系外行星宜居条件。另一方面，位于 0.1 天文单位处的系外行星，只有在 M型恒星的自转周期达到或超过 12 天时，才能免受常规及类日冕物质抛射空间天气条件的影响。最后，即使 M型恒星的自转周期为 24 天，位于 0.05 天文单位处的系外行星在类日冕物质抛射事件期间仍易受影响；因此，系外行星要具备宜居性，其磁场必须强于地球的磁场。不过，当南向行星际磁场的星际磁场强度低于 1000 纳特时，由自转较慢、$P_{rot}$ > 24天的恒星托管、位于 0.05 天文单位处的系外行星，在常规及类日冕物质抛射事件期间可凭借类地磁场得到保护。

### *3.2. F型恒星 τ Boo所拥有的系外行星*

先前的研究分析了F型恒星的空间天气条件，尤其是 $\tau$Boo型 *F7V*，得出结论：其太阳风密度可能是太阳产生的太阳风密度的135倍，速度约为300千米/秒（Vidotto 等，2012）。表3 给出了对宜居带下缘和上缘附近、围绕一颗类似于 $\tau$ Boo 的F型恒星运行的系外行星所处空间天气条件的估算值。常规空间天气条件下的太阳风密度假定为太阳在2.5和5天文单位处所产生太阳风密度的100倍。根据（Vidotto 等，2012），速度在2/5天文单位处同样为300千米。此外，假定通过外推来描述日冕物质抛射期间的空间天气条件，选取的太阳风密度是常规空间天气条件下的20倍，速度则是其5倍。

图 3 显示了在类日冕物质抛射空间天气条件下，位于宜居带内、绕F型恒星运行的系外行星 Boo 遭受太阳风直接沉降所需的临界星际磁场强度和太阳风动压。未纳入常规空间天气条件下的相同分析，因为星际磁场强度和太阳风动压远低于太阳风直接沉降所需的阈值；也就是说，在常规空间天气条件下，位于 2.5 – 5. 0 天文单位处的系外行星受到屏蔽。

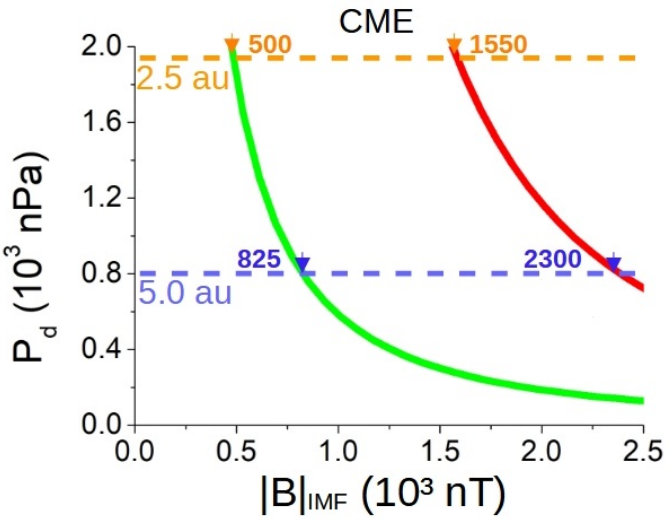


**图 3.** 在类日冕物质抛射空间天气条件下，使太阳风直接沉降至系外行星表面所需的临界行星际磁场强度和太阳风动压。行星际磁场方向：系外行星—恒星方向（红线）和南向（绿线）。水平虚线表示系外行星在不同轨道上的太阳风动压：2.5天文单位（橙色）和 5.0 天文单位（蓝色）。图中标出了各行星际磁场方向对应的临界行星际磁场强度。

| AU | $P_{rot}$ （天） | $n_{sw}$ （$10^3$ 厘米$^{-3}$） | $\|v_{sw}\|$ （$10^3$ 千米/秒） | $P_d$ ($10^3$ 纳帕) | 磁场$\|_{IMF}$ ($10^3$ 纳特) |
|---|---|---|---|---|---|
| 2.5 | 2 | 1.0 | 1.7 | 2.4 | 3 |
| 2.5 | 5 | 1.0 | 1.3 | 1.4 | 1.5 |
| 2.5 | 7.5 | 1.0 | 1.15 | 1.1 | 1 |
| 2.5 | 10 | 1.0 | 1.0 | 0.8 | 0.5 |
| 5.0 | 2 | 0.4 | 1.75 | 1.0 | 0.75 |
| 5.0 | 5 | 0.4 | 1.35 | 0.6 | 0.4 |
| 5.0 | 7.5 | 0.4 | 1.2 | 0.5 | 0.25 |
| 5.0 | 10 | 0.4 | 1.05 | 0.4 | 0.1 |

**表4.** F型恒星宜居带内的系外行星轨道（第一列）。恒星自转周期（第二列）。太阳风密度（第三列）、速度（第四列）和动压（第五列）。行星际磁场强度（第六列）。

位于 5 天文单位处的系外行星，在南向星际磁场条件下的星际磁场强度阈值为 $|B|_{IMF} \approx 825$ 纳特，在系外行星—恒星星际磁场条件下则为 $|B|_{IMF} \approx 2300$纳特。对于位于 2.5天文单位处的系外行星，在南向星际磁场条件下，星际磁场强度阈值为 $|B|_{IMF} \approx 500$纳特；在系外行星—恒星星际磁场条件下则为 $|B|_{IMF} \approx 1550$ 纳特。需要指出的是，$\tau$ Boo 的磁活动强于太阳，其磁周期较短，为 2 年（Fares, R. et al. 2009, 2013）。已知F型恒星在主序星阶段自转速率下降得较慢，因此与G型恒星相比，其磁场更强（Saffe, C. et al. 2005; Mathur, S. et al. 2014）；但低质量恒星族群（$< 0.9M_{Sun}$）除外，它们能比太阳质量恒星更长时间地保持快速自转（Matt, S. P. et al. 2015）。因此，日冕物质抛射对绕F型恒星（尤其是 $\tau$ Boo）的宜居带运行的系外行星的影响，如果此类极端空间天气事件发生频率较高，可能会提高系外行星的宜居条件。

分析的下一步是纳入恒星自转的影响。F型恒星的自转周期比质量较小的恒星（如G、K和M型恒星）短。对于*F*0型恒星，其下限约为2天；对于*F*9型恒星，则增至10天（Nielsen, M. B. 等，2013年）。表4 列出了日冕物质抛射空间天气条件下，不同F型恒星自转周期对应的各系外行星轨道上太阳风动压和行星际磁场强度的估算值。行星际磁场强度的数值是根据F型恒星磁场强度的观测数据（Bailey, J. D. 2014；Mathur,S.etal.2014；Marsden,S. C. etal. 2014；See, V. et al. 2019；Seach, J.M. et al. 2020）和建模结果（Brun, A.S. et al. 2022）外推得出。我们假设太阳风速度随恒星自转加快而增加，而太阳风密度和温度保持恒定，并外推了Shoda, M.et al.(2020的结果。

图4表示了在日冕物质抛射式空间天气条件下，行星际磁场强度和太阳风动压阈值随F型恒星自转速率的变化。

模拟表明，如果宿主F型恒星的自转周期短于10天，距宿主F型恒星2.5天文单位处系外行星的宜居性会受到太阳风的影响。若恒星自转周期为10天或更长，系外行星表面便能得到保护；此时星际磁场强度为500纳特，低于太阳风直接沉降所需的星际磁场强度。恒星自转周期为7.5天或5天时，南向星际磁场条件下会发生太阳风直接沉降，此时磁场强度分别为675纳特和575纳特，均低于日冕物质抛射期间的星际磁场强度。若恒星自转周期为2天，且星际磁场朝南向或系外行星—恒星方向，太阳风直接沉降的阈值也会大幅超过。由此可见，若恒星自转周期短于10天，距恒星2.5天文单位处的系外行星需要比地球更强的内禀磁场。另一方面，模拟表明，在类日冕物质抛射空间天气条件下，轨道距离为5.0天文单位的系外行星若恒星自转周期超过2天，便能得到保护。若恒星自转周期为2天，星际磁场强度阈值与日冕物质抛射期间的星际磁场强度相近（低约25纳特）。

总之，常规空间天气条件不会影响F型恒星宜居带内系外行星的宜居性 $\tau$ Boo。另一方面，持续且强烈的日冕物质抛射事件会显著影响宜居带内边界附近系外行星的宜居性，因此其磁场必须强于地球磁场。然而，宜居带外侧区域的系外行星可能由类地磁场有效屏蔽。分析恒星自转对太阳风影响下宜居状态的效应表明，当恒星自转周期大于2天时，拥有类地磁场且位于5.0天文单位处的系外行星在极端空间天气条件下能够得到有效保护。另一方面，当恒星自转周期小于10天时，位于2.5天文单位处的系外行星需要强于地球的内禀磁场。需要注意的是，$\tau$ Boo的自转周期为3.3天，因此，由空间天气决定的宜居条件要求系外行星磁场强于地球磁场。这意味着，对于光谱范围为*F*7至*F*9的F型恒星而言，由于其自转周期更长（10天或更长），宜居条件可能有所放宽（Nielsen, M. B. 等，2013年）。然而，*F*7至*F*9型恒星的宜居带会向恒星一侧偏移，位于1.1至2.5天文单位之间。因此，位于*F*7至*F*9型恒星宜居带外侧区域的系外行星至少需要拥有与地球相近的磁场，以避免日冕物质抛射期间太阳风直接沉降；不过，如果轨道更靠近恒星，或恒星自转周期短于10天，则磁场必须更强。

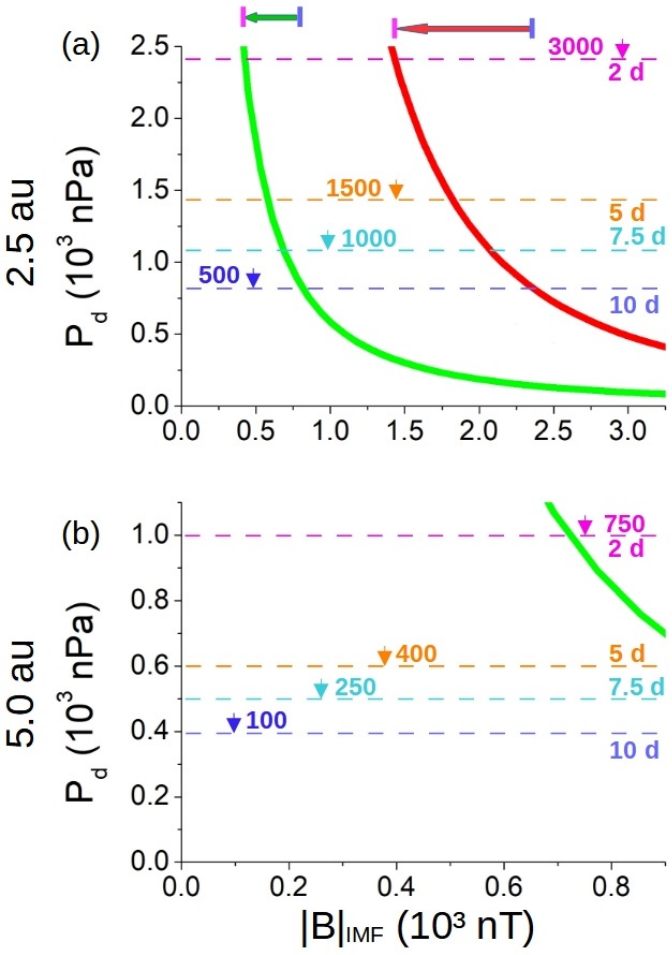


**图4**。 在不同F型恒星自转周期下，位于2.5天文单位（a）和5.0天文单位（b）轨道上的系外行星发生太阳风直接沉降所需的临界行星际磁场强度和动压。行星际磁场方向：系外行星—恒星方向（红线）和南向（绿线）。水平虚线表示自转周期分别为10天（蓝色）、7.5天（浅青色）、5天（橙色）和2天（粉色）的F型恒星的太阳风动压。粗彩色箭头表示，当F型恒星的自转周期从10天缩短至2天时，太阳风直接沉积所需的临界行星际磁场强度的降低。粗箭头的绿色（红色）表示南向（系外行星—恒星方向）的行星际磁场方向。每种恒星自转速率对应的估计临界行星际磁场强度均有标示。

## 4. 类地磁层系外行星的射电辐射

系外行星磁层的射电辐射与空间天气条件密切相关。射电辐射测量可以提供有关系外行星磁场的信息；一旦推断出系外行星磁场的特征，还可以了解宿主恒星在系外行星轨道上产生的空间天气条件。本节专门分析从常规空间天气条件到类日冕物质抛射条件对射电辐射产生的影响，并为解读射电望远镜的观测数据提供简化的新工具。

太阳风（SW）与行星磁层的相互作用，可以通过类比流体迎面撞击磁化物体的情形来分析，从而导致部分流体能量转移。转移的能量会转化为辐射，辐射功率（$P_{disp}$）与截获的磁能通量成正比。因此，根据射电—磁 Bode 定律，可利用入射磁化流功率和障碍物的磁场强度来估算射电辐射：$P_w = \beta[P_{disp}]^n$，其中 $P_w$ 表示射电辐射功率，$\beta$ 表示将耗散功率转换为射电辐射的效率，其中$n \approx 1$ (Zarka 等人，2001年；Zarka，2007年），以及 $\beta \approx 2 \cdot 10^{-3} - 10^{-2}$(Zarka，2018年）。

计算太阳风与磁层相互作用过程中耗散的功率，计算位置为系外行星昼侧。相互作用中的不可逆过程会将内能、整体流动动能和磁能转化为沿磁力线加速电子所需的动能，并促使这些加速电子产生回旋脉泽辐射。通过分析系统的能流，可以评估能量传递。关于能流平衡的详细讨论见 Varela, J. 等人 (2018年)。射电辐射根据沉积在系外行星昼侧的净磁功率计算（Zarka 等人 2001年；Zarka 2018年，2007年）：

$$P_w = 2 \cdot 10^{-3} P_B = 2 \cdot 10^{-3} \int_V \nabla \cdot \frac{(\mathbf{v} \wedge \boldsymbol{B}) \wedge \boldsymbol{B}}{\mu_0} dV$$

其中，$P_B$ 表示与系外行星昼侧能量传递热点相关的磁性坡印廷通量的散度，$V$ 表示弓形激波鼻端与磁层顶之间所围成的体积。

下文将在常规和类日冕物质抛射空间天气条件下，通过改变模型的太阳风动压以及行星际磁场强度和方向，计算射电辐射。首先，分别分析太阳风动压和行星际磁场强度对射电辐射的影响。随后，综合评估射电辐射随太阳风动压和行星际磁场强度变化的趋势。

### *4.1.* 太阳风动压的影响

本节旨在研究系外行星射电辐射产生与太阳风密度和速度，即太阳风动压之间的关系。重点在于阐明弓形激波压缩与射电辐射产生之间的联系。

图 5 展示了系外行星昼侧射电辐射功率的对数，涵盖一组通过增加太阳风速度而提高的太阳风动压值（将太阳风密度固定为 12 $cm^{-3}$，图 a）以及通过增加太阳风密度而提高的太阳风动压值（将太阳风速度固定为 350 km/s，图 b），对应恒星—系外行星星际磁场方向为|磁场|$_{IMF}$ = 10 纳特。对于 $P_d < 10$ 纳帕的模拟，由于磁层热压对磁层顶停滞距离的影响，需单独进行分析；在 $P_d \geq 10$ 纳帕的模拟中，该影响可以忽略（Varela, J. 等，2022）。

随着太阳风从常规空间天气条件增强至超强类日冕物质抛射空间天气条件，射电辐射从 $10^6$ 增至 $10^{10}$ 瓦。模拟计算得到的射电辐射功率数量级与 Zarka（2018）的标度关系一致（约为 $6 \cdot 10^7$ 瓦）：当太阳风速度介于 500 – 1200 千米/秒（$P_d$ = 2.5 – 14 纳帕），且太阳风密度介于 30 – 120 $cm^{-3}$（$P_d$ = 3.1 – 13.3 纳帕）时，也就是说，在常规空间天气条件下，模拟与标度关系得到的射电辐射值相近。当 $P_d < 2.5$ 纳帕时，射电辐射功率低于 $10^7$ 瓦。在普通类日冕物质抛射条件下（$15 < P_d < 40$ 纳帕），射电辐射功率增至 $6 \cdot 10^8$ 瓦。在强类日冕物质抛射空间天气条件下（$40 < P_d < 100$纳帕），射电辐射功率达到 $10^9$ 瓦。在超强类日冕物质抛射空间天气条件下（$P_d > 100$ 纳帕），射电辐射功率为 $2 \cdot 10^9$ 瓦。其增强

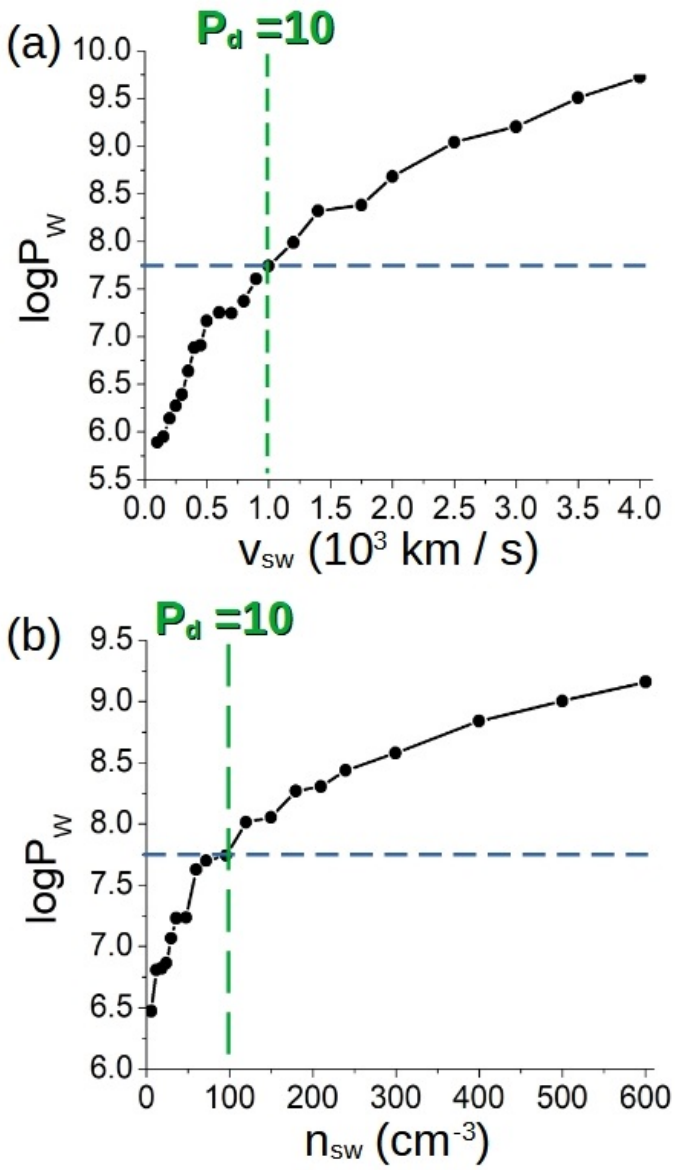


**图 5.** 当 |磁场|$_{IMF}$ = 10 纳特时，对于恒星—系外行星方向的行星际磁场方向，系外行星磁层昼侧产生的射电辐射功率；(a) 太阳风密度固定为 12 $cm^{-3}$，太阳风速度变化；(b) 太阳风速度固定为 350 km/s，太阳风密度变化。蓝色虚线表示根据Zarka (2018年)标度律推导出的射电辐射。绿色竖向虚线表示$P_d$ = 10 纳帕时的模拟。

随着$P_d$增大，射电辐射增强，这是因为磁层压缩加剧，导致系外行星昼侧的净磁功率耗散增大。

接下来，分析射电辐射相对于太阳风密度和速度的变化趋势。图6a、c显示了在$P_d \leq 10$纳帕和 > 10纳帕条件下，射电辐射功率与太阳风速度平方值$P_w \propto \Gamma(v_{sw}^2)^{\alpha}$ 的拟合结果。图6b、d显示了在 $P_d \leq 10$ 纳帕和 > 10 纳帕条件下，射电辐射功率与太阳风密度 $P_w \propto \Gamma(n_{sw})^{\alpha}$ 的拟合结果。为分离磁层热压的影响，分别分析了 $P_d \leq 10$ 纳帕和 > 10 纳帕条件下模拟中的射电辐射趋势（更多信息请参见Varela, J. et al. (2022)）。数据回归参数列于表5中。

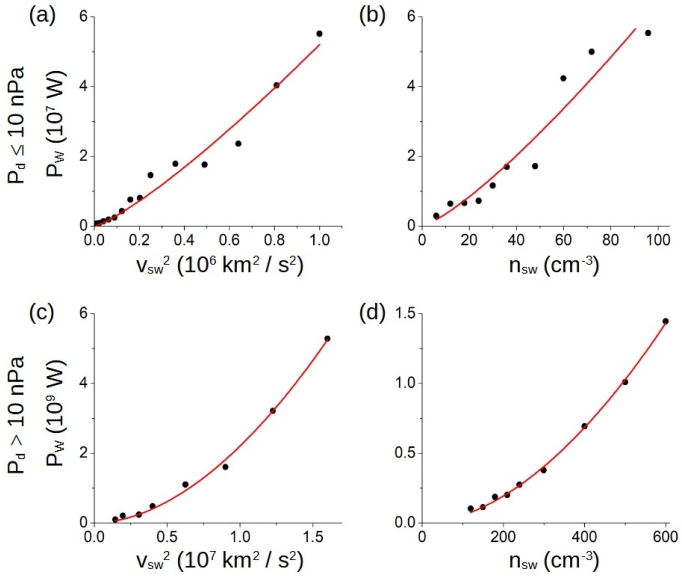


**图 6.** 射电辐射相对于太阳风速度平方值的数据回归：(a) $P_d \leq 10$ 和 (c) $P_d > 10$。射电辐射相对于太阳风密度的数据回归：(b) $P_d \leq 10$ 和 (d) $P_d > 10$。

| | $P_d \leq 10$（纳帕） | |
|---|---|---|
| 回归 | $\Gamma$ | $\alpha$ |
| 速度 | $(2 \pm 3) \cdot 10^5$ | $1.2 \pm 0.1$ |
| 密度 | $(2 \pm 1) \cdot 10^5$ | $1.3 \pm 0.2$ |
| | $P_d > 10$(纳帕) | |
| 速度 | $(3 \pm 4) \cdot 10^{-4}$ | $1.84 \pm 0.08$ |
| 密度 | $(1.2 \pm 0.3) \cdot 10^4$ | $1.82 \pm 0.04$ |

**表5。** 不同太阳风速度和密度值模拟中的回归参数。(a) 数据回归中的可变太阳风参数，(b) $\Gamma$ 因子和 (c) $\alpha$ 指数。分别分析了 $P_d \leq 10$ 纳帕和 $P_d > 10$ 纳帕条件下模拟的趋势。

数据拟合为回归 $P_w \propto (v_{sw}^2)^{\alpha}$ 和 $P_w \propto (n_{sw})^{\alpha}$ 在 $P_d \leq 10$ 纳帕条件下得到相似的指数，也就是说，与太阳风动压成正比。在$P_d > 10$ 纳帕条件下的模拟中，射电辐射相对于太阳风动压的标度关系更强，因此，在受压缩的磁层中，射电辐射的产生得到进一步促进。这可以通过坡印廷通量散度的增强来解释，因为此时磁层顶位于更靠近系外行星表面的位置。回归参数可以与磁化流受动压主导并冲击磁化障碍物时所诱导的射电辐射理论表达式进行比较Zarka (2018年、2007年)：

$$P_W = \beta \frac{|B_{IMF,\perp}|^2 B_{ex}^{2/3}}{\mu_0^{4/3}} \left( \frac{v_{sw}}{m_p n_{sw}} \right)^{1/3} R_{ex}^2 \pi \frac{2.835}{K^{1/3}}$$

其中，$B_{IMF}$、$B_{\perp}$ 分别为相对于流速的行星际磁场垂直分量，$B_{ex}$ 为磁化障碍物赤道处的磁场强度，$\mu_0$为真空磁导率，且K = 1-2。这里，截获的磁能通量估算为$P_{disp} = \epsilon \left( v_{sw} |B_{IMF,\perp}|^2 / \mu_0 \right) \pi R_{obs}^2$，其中 $\epsilon = M_A/(1 + M_A^2)^{1/2}$（$M_A$ 阿尔芬马赫数），$R_{obs} = 1.5 R_{mp}$，以及$R_{mp} = R_{ex} \left( 2B_{ex}/(\mu_0 K n_{sw} v_{sw}^2) \right)^{1/6}$。因此，射电辐射功率对太阳风速度的理论依赖关系为$v_{sw}^{0.33}$，而与

太阳风密度的关系为$n_{sw}^{-0.33}$。模拟中计算得到的射电辐射（由于$P_{IMF}$ = 0.09 纳帕的太阳风动压而均占主导）相比理论模型显示出对太阳风速度更强的依赖性。对于太阳风密度，模拟显示射电辐射与其成正比，而非如理论表达式所预测的反比关系。这一差异可以通过太阳风动压增大所导致的磁层压缩和弓形激波畸变增强来解释，也就是说，理论表达式无法再现弓形激波压缩的影响；这种压缩伴随着能流、耗散的净磁功率以及磁层昼侧磁性坡印廷通量散度的变化。因此，对于会导致弓形激波强烈压缩的空间天气条件，理论标度律可能低估系外行星产生的射电辐射功率。

太阳风动压对射电辐射生成的影响如图7所示。图中比较了不同模拟中弓形激波和磁层顶区域内的坡印廷通量散度，模拟所采用的速度分别为$v_{sw}$ = 300 千米/秒（$P_d$ = 0.9 纳帕）和$v_{sw}$ = 3000千米/秒（$P_d$ = 90纳帕）。在$P_d$ = 90 纳帕的模拟中，坡印廷通量散度高出一个数量级以上，这解释了太阳风动压增大时射电辐射为何增强。值得注意的是，随着$P_d$增大，坡印廷通量散度的极大值位置更靠近系外行星表面，因为磁层的驻点距离更小。此外，在两种模拟中，坡印廷通量散度的局部极大值都向磁层南侧偏移，这由行星际磁场的方向，尤其是重联区的位置决定。从观测角度来看，随着弓形激波压缩增强，射电望远镜可能会测得射电辐射极大值更集中的信号；而弓形激波压缩减弱时，射电辐射极大值则应分布得更分散。

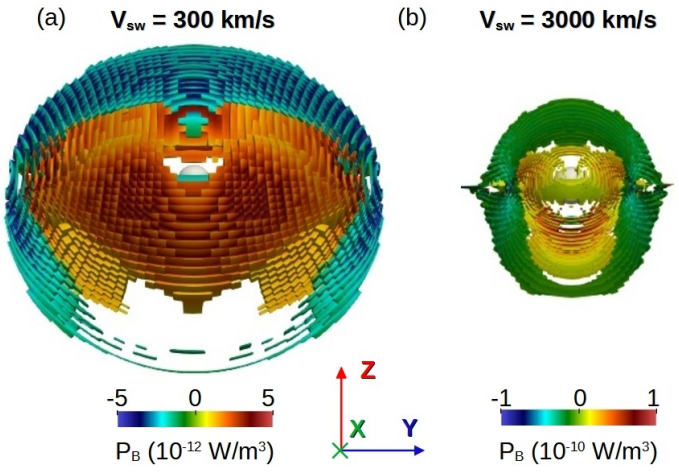


**图 7.** 模拟中弓形激波和磁层顶区域的坡印廷通量散度等值体：(a) $v_{sw}$ = 300 千米/秒和 (b) $v_{sw}$ = 3000 千米/秒。恒星—系外行星方向的行星际磁场方向为 |磁场|$_{IMF}$ = 10 纳特，太阳风密度为 12 cm$^{-3}$。两个面板均采用相同的尺寸比例绘图。

### *4.2.* 星际磁场强度和方向的影响

在本小节中，我们分析行星际磁场强度和方向对系外行星射电辐射产生的影响。特别是，探讨行星际磁场与系外行星磁场之间的磁重联作用，以及在太阳风动压或星际磁场磁压分别占主导时弓形激波的形成或消散。

行星际磁场会使系外行星磁场发生显著畸变，局部改变磁层的拓扑结构，尤其是在系外行星磁场与行星际磁场之间的磁重联区域。图 8展示了固定 $P_d$ = 1。2 纳帕条件下，针对不同的行星际磁场方向（系外行星—恒星方向、北向、南向和黄道方向）以及 10 至 250 纳特的行星际磁场强度，所得射电辐射功率的对数。

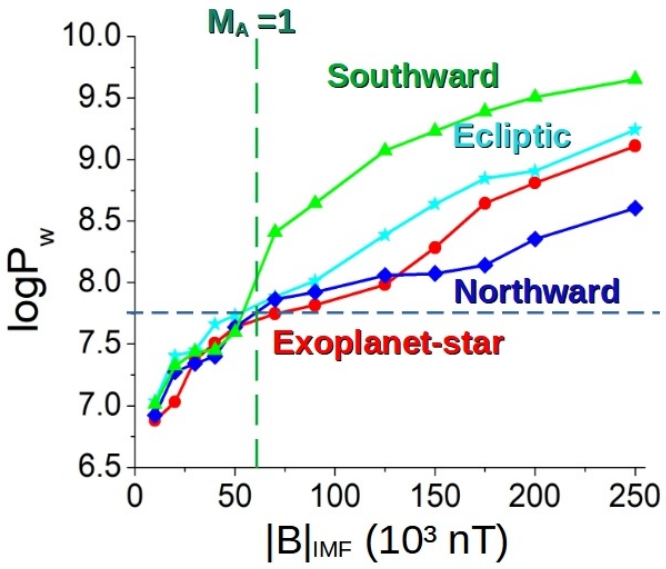


**图 8.** 模拟所得射电辐射功率的对数，参数为 $P_d$ = 1 2 | |$_{IMF}$ = 10 – 250 。纳帕和磁场纳特。行星际磁场方向：系外行星—恒星方向（红点）、北向（蓝色菱形）、南向（绿色三角形）和黄道方向（青色星形）。蓝色水平虚线表示根据 Zarka 的标度律（Zarka 2018年）推导出的射电辐射范围。深绿色垂直虚线表示 $M_A$ < 1 （右侧）和 $M_A$ > 1 （左侧）对应的模拟。

比较模拟结果和 Zarka(2018年) 标度关系，当系外行星—恒星方向的行星际磁场强度为 20 - 125 纳特、北向行星际磁场为 10 - 125 纳特、南向星际磁场为 10 – 50 纳特、黄道面星际磁场为 10 – 70 纳特时，得到的射电辐射功率数量级相同。因此，就行星际磁场强度而言，从常规到强烈的类日冕物质抛射空间天气条件下，模拟计算得到的射电辐射与标度关系预测值相近。模拟还预测，超级日冕物质抛射期间的射电辐射功率高于 $10^8$W。导致射电辐射最强的行星际磁场方向是南向星际磁场，其次是黄道面星际磁场和系外行星—恒星方向的行星际磁场。北向行星际磁场对应的射电辐射最弱。不同磁场方向下射电辐射数值的变化，可由磁重联区域的位置和强度解释。南向星际磁场取向会引发最强的磁重联，重联发生在磁层赤道区域，使磁层顶停滞距离最小，射电辐射最强。同样，北向行星际磁场取向导致的射电辐射最弱，因为重联区位于系外行星两极附近，且与其他行星际磁场方向相比，磁层顶停滞距离更大。值得注意的是，在模拟中，射电辐射峰值的位置与磁重联区域相一致，因此随着行星际磁场强度增大，射电辐射峰值会随重联区域移动——

南向星际磁场时朝赤道区域移动，北向行星际磁场时朝两极移动；恒星—系外行星方向的行星际磁场时移至磁层南侧；系外行星—恒星方向的行星际磁场时移至北侧；而当行星际磁场位于赤道面时，则倾斜移向更高经度。

图 9 展示了采用系外行星—恒星星际磁场、 |磁场|$_{IMF}$ = 30 纳特（图 a）和 250 纳特（图 b）的模拟中，弓形激波和磁层顶区域的坡印廷通量散度。采用 |磁场|$_{IMF}$ = 250纳特的模拟，其射电辐射强度高出一个数量级以上。

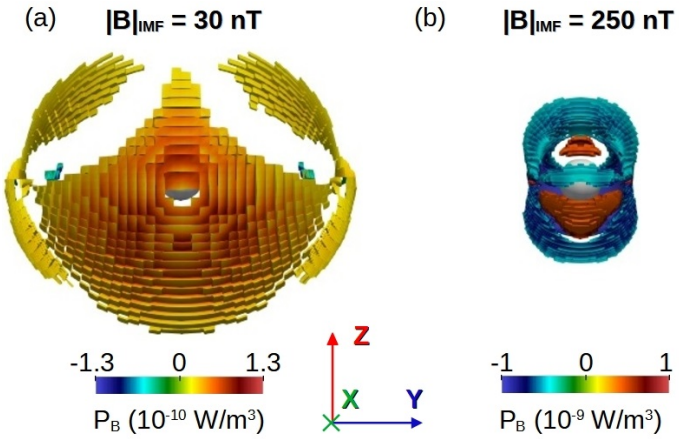


**图 9**。弓形激波和磁层顶区域内坡印廷通量散度的等值体，模拟条件为：(a) |磁场|$_{IMF}$ = 30 纳特和 (b) |磁场|$_{IMF}$ = 250 纳特。系外行星—恒星方向的星际磁场方向以及$P_d$ = 1.2 纳帕。两幅图采用相同的尺寸比例。

星际磁场方向对射电辐射的影响在 |磁场|$_{IMF}$ ≥ 70纳特的模拟中更大。另一方面，采用 |磁场|$_{IMF}$ < 70 纳特的模拟中，各种星际磁场方向下的射电辐射值相近。这是因为采用 |磁场|$_{IMF}$ ≥ 70 纳特的模拟中不存在弓形激波，这是由于阿尔芬马赫数 $M_A = v_{sw}/v_A < 1$ ($v_A$ 为阿尔芬速度）。采用 |磁场|$_{IMF}$ < 70纳特（$M_A > 1$）的模拟会形成弓形激波，并出现两个坡印廷通量散度局部极大值区域：1）星际磁场与系外行星磁场之间的重联区；2）弓形激波鼻端，星际磁场线在此受到压缩并发生弯曲。图10 展示了南向星际磁场、 |磁场|$_{IMF}$ = 30纳特的模拟中，弓形激波鼻端（图 a）和磁重联区域（图 b）的射电辐射。星际磁场线受到压缩和弯曲，使弓形激波鼻端的坡印廷通量散度出现局部极大值。另一方面，在更靠近系外行星表面的磁层顶区域，星际磁场与系外行星磁场发生磁重联，坡印廷通量散度更大且分布更集中。因此，如果存在弓形激波，其中的坡印廷通量散度也取决于太阳风动压，因而星际磁场方向在射电辐射产生中的作用较小。如果弓形激波不存在，射电望远镜或许能测得具有明确射电辐射极大值的信号，不过随着星际磁场方向变化，极大值的位置会快速变化。

图 11 和表 6 展示了通过回归 $P_w \propto \Gamma$|磁场|$^{\alpha}_{IMF}$拟合模拟中计算出的射电辐射值的结果。值得注意的是，在 |磁场| > 50 nT 的模拟中，行星际磁场压力大于太阳风压力（$P_{IMF} >$ 1。2 纳帕）。在这种配置下，射电辐射的理论表达式为：

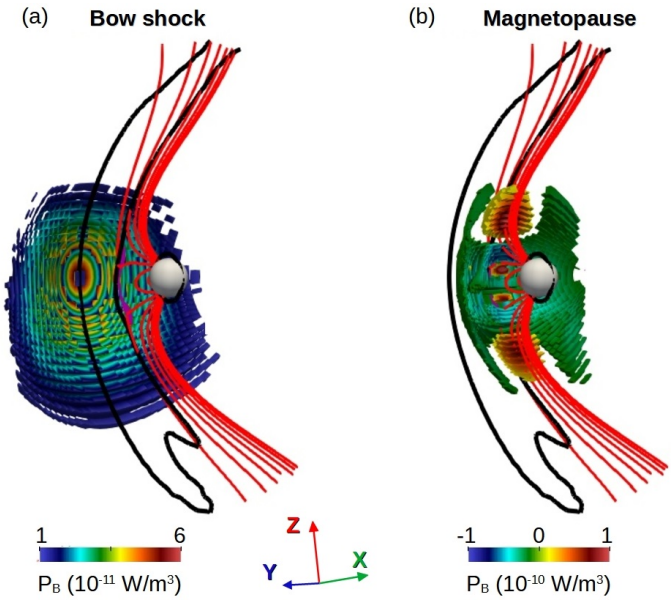


**图 10**。（a）弓形激波鼻端和（b）磁层顶重联区域的坡印廷通量散度。南向星际磁场取向下的模拟， |磁场|$_{IMF}$ = 30 纳特，且$P_d$ = 1.2 纳帕。黑线表示弓形激波区域（$n > 20$ cm$^{-3}$），红线表示系外行星磁力线，粉色等值面表示XZ平面中的重联区（|磁场| < 5纳特）。

射电辐射为（Zarka 2018年，2007年）：

$$P_W = \beta \frac{v_{sw}|B_{IMF,\perp}|^{4/3}}{\mu_0} R_{ex}^2 B_{ex}^{2/3} 3.6\pi$$

这里，$R^{mp} = R_{ex}$ (2磁场$_{ex}$/|磁场$_{IMF,\perp}$|)$^{1/3}$。因此，射电辐射功率对太阳风速度的理论依赖关系与$v_{sw}$ 呈线性关系，而与垂直于等离子体流的行星际磁场强度呈超线性关系。因此，主导因素为动压或行星际磁场压力的模拟，其标度关系必须分别进行分析。

回归指数表明，与主导行星际磁场压力的模拟相比，在主导太阳风压力的模拟中，射电辐射对星际磁场强度的依赖性较弱。这与射电-磁场标度定律所预测的趋势相反：当太阳风压力占主导时， |磁场|$_{IMF}$ 趋势更强（|磁场$_{IMF,\perp}$|$^2$）。这种不一致可以用模拟中的弓形激波压缩效应来解释。另一方面，在主导行星际磁场压力且行星际磁场方向为南向/北向的模拟中，所得回归指数与动压占主导时的射电-磁场标度定律相近（$\alpha \approx 2$）。也就是说，若不存在弓形激波，且行星际磁场垂直于太阳风速度，那么射电-磁场标度定律与模拟得出的趋势相似。因此，当行星际磁场与系外行星磁场轴未对齐，且分析中纳入弓形激波压缩的作用时，就会出现偏差；射电-磁场标度定律并未考虑这些效应。总之，在导致弓形激波弥散的空间天气条件下，理论标度律可能会低估系外行星产生的射电辐射功率。

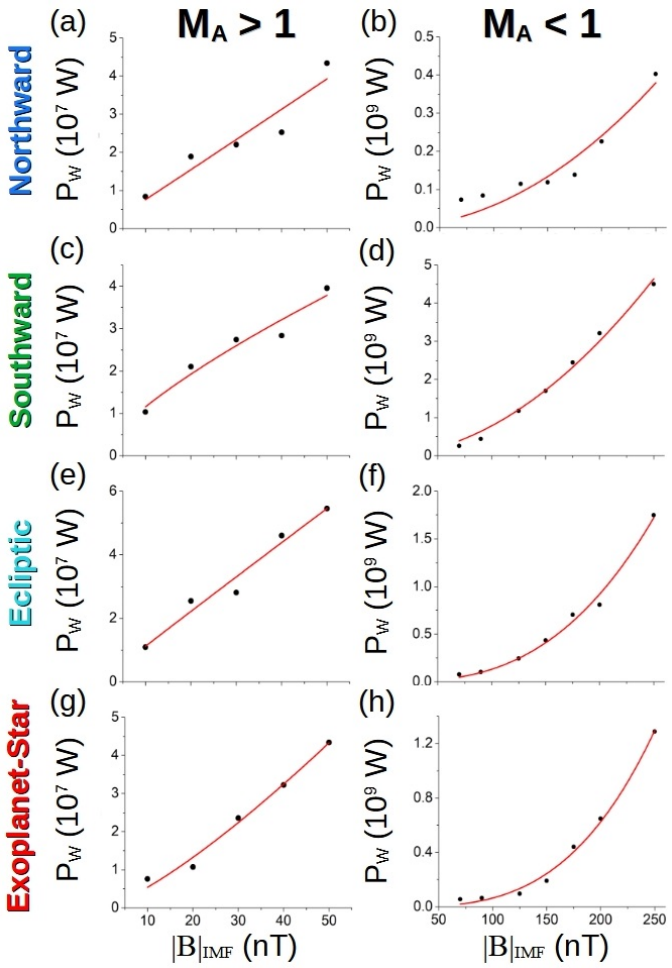


**图 11**。回归 $P_w \approx \Gamma|磁场|_{sw}^{\alpha}$ 的拟合数据，适用于 $|磁场|_{sw} < 70$在 (a) 北向、(c) 南向、(e) 黄道和 (g) 系外行星—恒星星际磁场情况下。若 $|磁场|_{sw} \geq 70$，则相同的数据回归适用于 (b) 北向、(d) 南向、(f) 黄道和 (h) 系外行星—恒星星际磁场情况下。

| | $M_A > 1$ | |
|---|---|---|
| IMF | $\Gamma$ | $\alpha$ |
| 南向 | $(7 \pm 6) \cdot 10^5$ | $1.0 \pm 0.3$ |
| 北向 | $(2.1 \pm 0.9) \cdot 10^6$ | $0.74 \pm 0.12$ |
| 系外恒星 | $(1.6 \pm 0.6) \cdot 10^6$ | $0.98 \pm 0.14$ |
| 黄道 | $(3 \pm 1) \cdot 10^5$ | $1.29 \pm 0.12$ |
| | $M_A < 1$ | |
| 南向 | $(5 \pm 9) \cdot 10^3$ | $2.0 \pm 0.3$ |
| 北向 | $(1.0 \pm 0.6) \cdot 10^5$ | $1.94 \pm 0.11$ |
| 系外恒星 | $(3 \pm 3) \cdot 10^2$ | $2.8 \pm 0.12$ |
| 黄道 | $(2 \pm 2) \cdot 10$ | $3.3 \pm 0.2$ |

**表6.** 不同星际磁场方向和强度下模拟的回归参数。星际磁场方向（第一列）、$\Gamma$ 因子（第二列）和 $\alpha$ 指数（第三列）。对具有$M_A > 1$ 和$M_A < 1$ 的模拟趋势分别进行分析。

### *4.3.* 太阳风动压、星际磁场强度和星际磁场方向的综合效应

综合分析太阳风动压、星际磁场强度和方向的共同作用，有助于更准确地了解射电辐射产生的趋势，尤其是在极端空间天气条件下；此时弓形激波受到强烈压缩，并伴随剧烈的磁重联。

图12 展示了类日冕物质抛射空间天气条件下，射电辐射对太阳风动压、行星际磁场强度及其方向的对数关系（$P_d$ = 1。5–100 纳帕，且$|磁场|_{IMF}$ = 50 - 250 纳特）。需要注意的是，模拟中太阳风动压的增加是通过提高太阳风速度实现的，因此模拟中的太阳风密度保持不变。射电辐射的范围从 $3 \cdot 10^8$ W（普通日冕物质抛射：20 纳帕、50 纳特）到超过 $10^{10}$ W（超强类日冕物质抛射空间天气条件：100 纳帕、250 纳特）。较大的弓形激波压缩（太阳风动压较大）与行星际磁场和系外行星磁场之间强烈的磁重联（行星际磁场强度较高）相结合，会进一步增强射电辐射。太阳风动压较大的模拟中，无论行星际磁场强度和方向如何，射电辐射值都相近。另一方面，当太阳风动压较低时，行星际磁场强度和方向不同的模拟之间，射电辐射的变化更大。这一结果再次与此前的分析一致，因为太阳风动压较低且行星际磁场较强的模拟（尤其是当$M_A < 1$）中，行星际磁场强度和方向对射电辐射的影响更大。

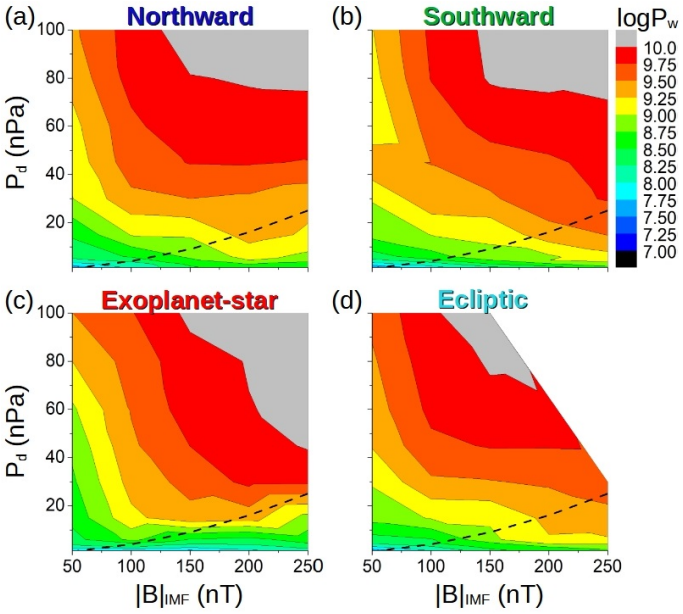


**图 12.** 射电辐射的对数与太阳风动压和行星际磁场强度的关系，分别对应 (a) 北向、(b) 南向、(c) 系外行星—恒星方向和 (d) 黄道方向。黑色虚线表示以太阳风压力为主导的模拟（线以上）和以行星际磁场压力为主导的模拟（线以下）。

图 13 和表7 分别给出了数据拟合结果以及回归参数 $logP_W \propto logZ + Mlog(|磁场|_{IMF}) + Nlog(P_d)$，该表达式由 $P_W \propto Z|B|_{IMF}^{M} P^N{}_d$ 推导而来。数据回归涵盖了太阳风压力占主导和行星际磁场压力占主导的模拟，因为所分析的空间天气条件中，大部分以太阳风压力为主导，如图 12 中的黑色虚线所示（虚线以上为太阳风占主导的情况）。

如果存在弓形激波（$M \approx 1$ 和 $\alpha \approx 1$，见表 6 和 7），相较于太阳风动压固定的模拟，针对行星际磁场强度的回归参数呈现出相似趋势。另一方面，与行星际磁场强度和方向固定的模拟相比，针对太阳风动压的标度关系较弱（$N \approx 1$，不过 $\alpha \approx 1$。8，若 $P_d > 10$ 纳帕，见表 5 和 7）。因此，模拟——

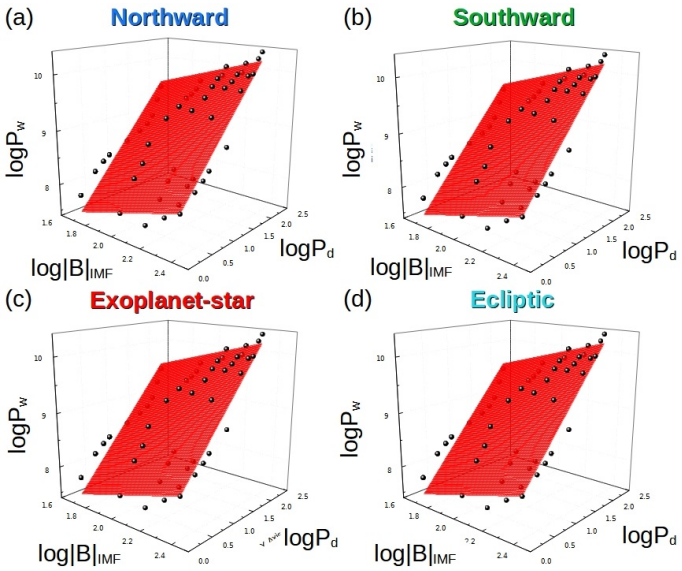


**图 13.** 回归数据拟合 $logP_W \propto logZ + Mlog(|磁场|_{IMF}) + Nlog(P_d)$，适用于 (a) 北向、 (b) 南向、 (c) 系外行星 — 恒星方向和 (d) 黄道面星际磁场。

| IMF | $Z$ | $M$ | $N$ |
|---|---|---|---|
| 南向 | $5.45 \pm 0.15$ | $1.22 \pm 0.07$ | $0.95 \pm 0.03$ |
| 北向 | $5.68 \pm 0.17$ | $1.09 \pm 0.08$ | $0.97 \pm 0.03$ |
| 系外行星—恒星方向 | $5.8 \pm 0.3$ | $0.90 \pm 0.12$ | $1.15 \pm 0.05$ |
| 黄道 | $5.7 \pm 0.2$ | $1.13 \pm 0.07$ | $0.99 \pm 0.03$ |

**表7.** 不同太阳风动压、星际磁场方向和强度条件下模拟的回归参数。星际磁场方向（第一列）、$Z$ 参数（第二列）、$M$ 参数（第三列）和$N$ 参数（第四列）。

分析表明，若存在弓形激波且其受到强烈压缩，则行星际磁场强度对射电辐射的影响与太阳风动压的影响相似。此外，射电辐射标度关系随行星际磁场方向变化，幅度最高达20%，这凸显了行星际磁场方向在射电辐射产生中的重要作用。将数据回归的指数与太阳风动压占主导时的射电-磁场标度定律进行比较，可以看到明显偏离，表明 $|B|_{IMF}$ 的趋势较弱（$M \approx 1$与2相比），而$P_d$ 的趋势较强（$N \approx 1$与0.17相比）。若将回归指数与行星际磁场压力占主导时的射电-磁场标度定律进行比较，差异则较小：$|B|_{IMF}$ 指数相近（$M \approx 1$与1.33相比），而$P_d$ 指数则大两倍（$N \approx 1$ 与0.5相比）。事实上，当行星际磁场方向为南向时（$M = 1.22$且 $N = 0.95$），吻合度最高。因此，正如前文所述，在太阳风压力占主导的构型中，与射电-磁场标度定律的偏差可能是由弓形激波压缩造成的。

### *4.4.* 分析结果对射电望远镜测量结果解读的影响

对不同空间天气条件下系外行星磁层产生的射电辐射进行分析，可以为射电望远镜测得的射电辐射信号的变化提供有用信息。此外，还对不同空间天气条件下由系外行星产生的射电辐射进行了数量级估算，这些系外行星具有类似地球的磁层。

强烈压缩的弓形激波与行星际磁场和系外行星磁场之间的强烈磁重联共同作用，可能使射电辐射产生量大幅增加。对于具有类地球磁场的系外行星，在常规与极端空间天气条件下（以地球为例，即发生超强类日冕物质抛射事件），射电辐射可能增加超过四个数量级。

模拟表明，由磁活动强且太阳风动压低的恒星承载的系外行星，其射电辐射变化幅度可能最大，因为这类空间天气条件不会形成弓形激波。对于给定的太阳风动压，射电辐射随星际磁场方向变化的幅度可能接近一个数量级。另一方面，如果系外行星由磁活动弱但太阳风动压高的恒星承载，那么射电辐射随星际磁场方向的变化幅度应较小，且主要由太阳风动压的变化引起。在存在弓形激波的模拟中，射电辐射随星际磁场变化的幅度小于1.5倍。

研究还表明，如果宿主恒星产生的太阳风动压较大且行星际磁场较强，那么即使存在弓形激波，行星际磁场方向的影响也会使射电辐射信号出现显著变化，幅度接近 2 倍。因此，射电辐射变化较大与不利的空间天气条件有关，这是因为宿主恒星的磁活动较强，从而导致行星际磁场与系外行星磁场之间发生强烈的磁重联，使磁层顶驻点距离减小。同样，强射电辐射信号与较小的变化幅度同时出现，表明磁层受到压缩；也就是说，宿主恒星产生的太阳风动压较大，同样会使磁层驻点距离减小。

模拟标度关系表明，对于会导致弓形激波受到强烈压缩或消失的空间天气条件，理论标度关系低估了系外行星的射电辐射。因此，测量M、K、G和F型恒星宜居带内类地行星所产生的射电辐射，所需的射电望远镜灵敏度可能低于预期。

对系外行星宜居性限制较少的条件，与变化幅度相对较小的射电辐射信号相关。这适用于太阳风动压和行星际磁场强度较低的模拟，也就是说，这类空间天气条件会使磁层顶停滞距离远离系外行星表面。

若要分离空间天气条件对射电辐射信号的影响，推断系外行星磁场强度及拓扑结构可能需要长期观测数据。对于暴露于反复出现的极端空间天气条件或主导行星际磁场压力下的系外行星，数据筛选可能尤其困难，因为这会导致射电辐射变化幅度很大。另一方面，对于面对较温和空间天气条件的系外行星，其磁场特征可能更容易识别，因为射电辐射数据的变化幅度应该较小。

一旦确定系外行星磁场的性质，对射电辐射时间序列的分析便可用于追踪系外行星轨道上的空间天气条件，并提供有关宿主恒星的重要信息，例如其磁场或太阳风动压。

## 5. 结论与讨论

本研究旨在分析M型恒星和F型恒星 $\tau$ Boo周围具有类地磁层的系外行星与恒星风之间的相互作用，尤其关注当磁层屏蔽效率低下时，恒星风的灭菌效应对系外行星表面宜居性的限制。研究还计算了具有类地磁层的系外行星在不同空间天气条件下产生的射电辐射。为此，我们进行了一系列磁流体力学模拟，再现常规和极端空间天气条件下恒星风与系外行星磁层之间的相互作用。

模拟结果表明，位于 0.2 天文单位处、由 M型恒星托管且具有类地磁层的系外行星，在常规和类日冕物质抛射空间天气条件下均能受到恒星风的保护。如果恒星的自转周期为 3 天或更长，这种保护便能维持；不过，快速自转的恒星会产生强烈且反复发生的类日冕物质抛射事件，从而限制系外行星宜居性（Aarnio, A. N.et al. 2012）。同样，如果系外行星轨道位于 0.1 天文单位处，只有自转周期为 12 天或更长的 M型恒星才能提供磁层保护。另一方面，如果系外行星轨道小于 0.1 天文单位，磁场必须比地球的更强，才能避免恒星风在低纬度地区直接冲击，尤其是在类日冕物质抛射空间天气条件下。需要指出的是，本研究未探讨类地系外行星磁场的性质，例如不同轨道上的内部磁发电机类型、自转速度或与宿主恒星的同步状态；然而，为提高预测准确性，必须考虑这些影响（ff应ff应考虑这些影响，以提高预测的准确性（Stevenson, D. J. 2003）。

如果系外行星由宜居带内的一颗F型恒星（如 $\tau$ Boo）所环绕，那么常规空间天气条件不会对其宜居性造成强烈限制。另一方面，如果系外行星的轨道靠近宜居带内边界（2.5天文单位），那么在类日冕物质抛射空间天气条件下，要实现有效屏蔽，其磁场就必须比地球更强。将恒星自转的影响纳入分析后发现，在极端空间天气条件下，对于轨道位于2.5天文单位处的系外行星，如果恒星自转周期短于10天，太阳风可能会直接沉降；而对于轨道位于5天文单位处的系外行星，恒星自转周期则必须不超过2天。

在动压介于 $P_d = 2.5 - 14$ 纳帕之间的模拟中计算得到的射电辐射，与Zarka (2018年)提出的标度关系具有相同的数量级，预测值为 $7.5 \cdot 10^7$ W。也就是说，在常规和较弱的类日冕物质抛射空间天气条件下，模拟得到的射电辐射与该标度关系一致。同样，在固定动压（$P_d = 1.2$ 纳帕）的模拟中，如果星际磁场强度处于常规至强类日冕物质抛射空间天气条件下观测到的数值范围内，射电辐射值也与Zarka (2018年)的标度关系相当。此外，南向星际磁场取向会产生最强的射电辐射，而北向星际磁场取向产生的射电辐射最弱。模拟表明，随着恒星风动压和星际磁场强度增加，射电辐射会增强。因此，射电望远镜可能会从由磁活动强且恒星风（高太阳风密度和速度）的恒星拥有的系外行星接收到更强的信号，尤其是在系外行星轨道靠近恒星的情况下。然而，如此不利的空间天气条件要求系外行星具有强磁场，以避免磁层顶塌缩到系外行星表面。这种空间天气与系外行星磁场特征的组合可见于热木星中，这也是首次潜在探测到系外行星射电辐射的目标涉及热木星 $\tau$ Boo b（Turner, J. D.et al. 2021年）的原因。遗憾的是，要探测由空间天气条件更有利、且宜居带内空间天气条件更适宜宜居性的恒星拥有的系外行星所产生的射电辐射，就需要新一代分辨率和灵敏度更高的射电望远镜，因为与热木星相比，其射电辐射信号应小几个数量级。

模拟表明，如果不存在弓形激波，也就是说，恒星风动压足够低且行星际磁场强度足够高，处于$M_A < 1$的参数范围内，那么行星际磁场方向会引起系外行星射电辐射更大的变化。另一方面，如果存在弓形激波，由行星际磁场方向引起的射电辐射变化则较小（$M_A > 1$）。这是因为，如果存在弓形激波，射电辐射中会有一部分与弓形激波鼻部行星际磁场线的压缩和弯曲有关，而这主要取决于恒星风的动压。因此，射电辐射源包括弓形激波压缩，以及行星际磁场与系外行星磁场之间的重联区域。因此，相较于不存在弓形激波的构型，行星际磁场方向的作用较小。这一结果意味着，若系外行星磁层经常受到强烈行星际磁场扰动，从而阻止弓形激波形成（$M_A < 1$），其射电辐射变化可能比存在弓形激波的系外行星磁层更大。换言之，如果系外行星的宿主恒星磁活动强烈，但恒星风动压相对较低，那么射电望远镜可能会测得由行星际磁场方向变化引起的大幅时间变化，尤其是在磁层侵蚀导致磁层顶靠近系外行星表面的情况下。因此，如果射电望远镜经常测得相对较强且变化剧烈的信号，那么从空间天气和系外行星磁场强度的角度来看，其宜居条件可能并不理想。同样，如果宿主恒星的磁活动相对较弱，但会产生强烈的恒星风（动压较大），那么探测到的射电辐射应当相对较强且变化较小，这表明系外行星磁层受到大幅压缩，磁层顶停滞距离较小，因此就空间天气条件和内禀磁场而言，该系外行星的宜居状态较不利。因此，较弱的射电辐射和较小的变化可能表明，该系外行星的空间天气条件和内禀磁场对宜居性的限制较少，磁层能够有效屏蔽恒星风的灭菌效应。

结合太阳风动压与星际磁场方向和强度的影响对模拟结果进行分析后发现，普通日冕物质抛射的射电辐射值介于 $3{\cdot}10^7$ W，而超强日冕物质抛射的射电辐射值最高可达 $2 \cdot 10^{10}$ W。太阳风动压和星际磁场强度较大的模拟中，射电辐射增强，这是因为弓形激波受到强烈压缩，星际磁场与系外行星磁场之间的磁重联较强，且磁层顶位于靠近系外行星表面的位置。统计分析显示，射电辐射相对于太阳风动压和星际磁场强度也呈现类似趋势，不过其标度关系会受到星际磁场方向的轻微影响。具体而言，南向星际磁场会使射电辐射对星际磁场强度的依赖性最大，比其对太阳风动压的依赖性高出 20%。

对模拟中计算得出的射电辐射进行统计分析后发现，数据回归指数与射电-磁场标度律存在偏差Zarka (2018年， 2007年)。不过，对于以南向星际磁场方向为主导的构型，将射电-磁场标度律与数据回归结果进行比较后，二者的一致性有所提高。因此，如果不存在弓形激波，且星际磁场垂直于太阳风速度，那么射电-磁场标度律与模拟结果呈现相似趋势。这意味着，射电-磁场标度律未能完全反映太阳风与星际磁场共同作用下，弓形激波压缩和磁层畸变对射电辐射产生的影响。根据模拟得出的标度律如下，其中包含针对不同星际磁场方向计算出的指数范围：

$$P_w \propto |B|_{IMF}^{(0.9-1.22)} P_d^{(0.95-1.15)}$$

也就是说，对于太阳风压力占主导的空间天气条件，射电-磁场标度定律可能会高估行星际磁场强度的变化趋势（$P_W \propto |B_{IMF,\perp}|^2$），并低估太阳风动压的变化趋势（$P_W \propto P^{0.17}{}_d$）。另一方面，对于行星际磁场压力占主导的空间天气条件，射电-磁场标度定律对行星际磁场强度（$P_W \propto |B_{IMF,\perp}|^{1.3}$）和太阳风动压（$P_W \propto P^{0.5}{}_d$）的预测，更接近模拟的标度关系。总之，理论标度关系可能会低估射电辐射的产生，尤其是太阳风动压变化趋势方面。

若要进一步完善模拟的标度关系，就需要更准确地描述模型物理，例如纳入系外行星自转和动理学效应。尽管如此，本研究仍对宿主恒星产生的空间天气条件下系外行星的停滞距离和磁层射电辐射提供了初步近似。

致谢。 本研究得到马德里自治区资助的项目 2019-T1/AMB- 13648 支持。开展本研究并取得这些结果的经费来自 ERC WholeSun 810218、Exoplanets A 和 INSU/PNP 资助。感谢 CNES 为 Solar Orbiter、PLATO 和空间天气科学提供支持，并感谢 INSU/PNST 提供经费支持。本研究得到马德里自治区（西班牙）与 UC3M 签署的多年协议（“大学教师卓越计划”——EPUC3M14）以及第五个区域研究计划（2016—2020年）的支持。P. Zarka 感谢 ERC No 101020459 - Exoradio 提供的经费支持。数据可根据要求向作者获取。

## 参考文献

Aarnio, A. N.、Matt, S. P. 和 Stassun, K. G. 2012，《天体物理学杂志》，760，9；Airapetian, V. S.、Barnes, R.、Cohen, O. 等。2020，《国际天体生物学杂志》，19，136–194；Bailey, J. D. 2014，《天文学与天体物理学》，568，A38；Barnes, R. 2017，《天体力学与动力天文学》，129，509；Benjamin J. S.、Pope, B. J. S.、Bedell, M. 等。2020，《天体物理学杂志》，890，L19；Brun, A. S.、Strugarek, A.、Noraz, Q. 等。2022，《天体物理学杂志》，926，21；Cane, H. V. 和 Richardson, I. G. 2003，《地球物理研究杂志：空间物理学》，108，1；Carilli, C. L. 和 Rawlings, S. 2004，《新天文学评论》，48，979；Cuntz, M. 和 Guinan, E. F. 2016，《天体物理学杂志》，827，79；Facskó, G.、Honkonen, I.、Živkovi´c, T. 等。2016，《空间天气》，14，351；Fares, R.、Donati, J.-F.、Moutou, C. 等。2009，《皇家天文学会月报》，398，1383；Fares, R.、Moutou, C.、Donati, J. 等。2013，《皇家天文学会月报》，435，1451；Gallet, F.、Charbonnel, C.、Amard, L. 等。2017，《天文学与天体物理学》，597，A14；Garraffo, C.、Drake, J. J. 和 Cohen, O. 2016，《天体物理学杂志》，833，L4

Garraffo, C., Drake, J. J., Cohen, O., Alvarado-Gómez, J. D., & Moschou, S. P. 2017年，《天体物理学杂志》，843，L33 Gombosi, T. I. 1994年，气体动理论，剑桥大气与空间科学丛书（剑桥大学出版社）González Hernández, I., Komm, R., Pevtsov, A., & Leibacher, J. 2014年，空间天气与空间气候的太阳起源（施普林格纽约出版社）Grießmeier, J.-M., Stadelmann, A., Motschmann, U., et al. 2005年，《天体生物学》，5，587 Grießmeier, J.-M., Stadelmann, A., Penz, T., et al. 2004年，《天文学与天体物理学》，425，753 Hapgood, M. 2019年，《空间天气》，17，950 Hess, S. L. G. & Zarka, P. 2011年，《天文学与天体物理学》，531，A29 Howard, R.A. 2006年，日冕物质抛射的历史视角（美国地球物理联合会（AGU）），7–13 Hu, Y. & Yang, J. 2014年，《美国国家科学院院刊》，111，629 Jakosky, B. M., Grebowsky, J. M., Luhmann, J. G., & Brain, D. A. 2015年，《地球物理研究快报》，42，8791 Jia, X., Slavin, J. A., Gombosi, T. I., et al. 2015年，《地球物理研究杂志（空间物理学）》，120，4763 Johnstone, C. P., Güdel, M., Brott, I., & Lüftinger, T. 2015年a，《天文学与天体物理学》，577，A28 Johnstone, C. P., Güdel, M., Lüftinger, T., Toth, G., & Brott, I. 2015年b，《天文学与天体物理学》，577，A27 Kabin, K., Heimpel, M. H., Rankin, R., et al. 2008年，《伊卡洛斯》，195，1 Kaiser, M. L. & Desch, M. D. 1984年，《地球物理学评论》，22，373 Kasting, J. F., Whitmire, D. P., & Reynolds, R. T. 1993年，《伊卡洛斯》，101，108 Khodachenko, M. L., Ribas, I., Lammer, H., et al. 2007年，《天体生物学》，7，167 Kilpua, E.K.J., Lugaz, N., Mays, M. L., & Temmer, M. 2019年，《空间天气》，17，498 Kopparapu, R. K., Ramirez, R., Kasting, J. F., et al. 2013年，《天体物理学杂志》，765，131 Kopparapu, R. K., Ramirez, R. M., SchottelKotte, J., et al. 2014年，《天体物理学杂志》，787，L29 Lammer, H., Lichtenegger, I. M., Kulikov, Y. N., et al. 2007年，《天体生物学》，7，85 Lamy, L., Zarka, P., Cecconi, B., et al. 2017年，455 Leconte, J., Wu, H., Menou, K., & Murray, N. 2015年，《科学》，347，632 Leitzinger, M., Odert, P., Greimel, R., et al. 2020年，《皇家天文学会月报》，493，4570 Linsky, J. 2019年，空间天气：宿主恒星耀斑对系外行星的影响，第955卷（施普林格国际出版公司），229–242 Low, B. C. 2001年，《地球物理研究杂志：空间物理学》，106，25141 Lugaz, N., Farrugia, C. J., Huang, C.-L., & Spence, H. E. 2015年，《地球物理研究快报》，42，4694 Lundin, R., Lammer, H., & Ribas, I. 2007年，《空间科学评论》，129，245 Marsden, S. C., Petit, P., Jeffers, S. V., et al. 2014年，《皇家天文学会月报》，444，3517 Mathur, S., García, R. A., Ballot, J., et al. 2014年，《天文学与天体物理学》，562，A124 Matt, S. P., Brun, A. S., Baraffe, I., Bouvier, T., & Chabrier, G. 2015年，《天体物理学杂志》，799，L23 Menvielle, M. & Berthelier, A. 1991年，《地球物理学评论》，29，415 Mignone, A., Bodo, G., Massaglia, S., et al. 2007年，《天体物理学杂志增刊》，170，228 Moore, T. E. & Khazanov, G. V. 2010年，《地球物理研究杂志：空间物理学》，115，A00J13 Nan, R., Li, D., Jin, C., et al. 2011年，《现代物理学国际期刊D辑》，20，989 Neugebauer, M. & Goldstein, R. 1997年，华盛顿特区，美国地球物理联合会地球物理专著丛书，99，245 Newton, E. R., Mondrik, N., Irwin, J., Winters, J. G., & Charbonneau, D. 2018年，《天文学杂志》，156，217 Nielsen, M. B., Gizon, L., Schunker, H., & Karoff, C. 2013年，《天文学与天体物理学》，55，L10 Odstrcil, D. & Pizzo, V. J. 1999年，《地球物理研究杂志：空间物理学》，104，483 Odstrcil, D., Riley, P., & Zhao, X. P. 2004年，《地球物理研究杂志：空间物理学》，109 Pérez-Torres, M., Gómez, J. F., Ortiz, J. L., et al. 2021年，《天文学与天体物理学》，645，A77 Perger, M., Ribas, I., Anglada-Escudé, G., et al. 2021年，《天文学与天体物理学》，649，L12 Popinchalk, M., Faherty, J. K., Kiman, R., et al. 2021年，《天体物理学杂志》，916，77 Poppe, B.B. & Jorden, K.P. 2006年，太阳哨兵：空间天气预报（约翰逊图书）Raeder, J., McPherron, R. L., Frank, L. A., et al. 2001年，《地球物理研究杂志：空间物理学》，106，381 Regnault, F., Janvier, M., Demoulin, P., et al. 2020年，《地球物理研究杂志：空间物理学》，125，e2020JA028150 Ricci, L., Liu, S.-F., Isella, A., & Li, H. 2018年，《天体物理学杂志》，853，110 Saffe, C., Gómez, M., & Chavero, C. 2005年，《天文学与天体物理学》，443，609 Salman, T. M., Lugaz, N., Farrugia, C. J., et al. 2018年，《空间天气》，16，2004 Sato, S., Cuntz, M., Guerra Olvera, C. M., Jack, D., & Schroder, K.-P. 2014年，《国际天体生物学杂志》，13，244–258 Scalo, J., Kaltenegger, L., Segura, A., et al. 2007年，《天体生物学》，7，85

Seach, J. M., Marsden, S. C., Carter, D. B., et al. 2020年，《皇家天文学会月报》，494，5682 See, V., Matt, S. P., Folsom, C. P., et al. 2019年，《天体物理学杂志》，876，118 Shields, Aomawa L., Ballard, S., & Johnson, J. A. 2016年，《物理学报告》，663，1 Shoda, M., Suzuki,T. K., Matt, S.P., et al.2020年，《天体物理学杂志》，896，123 Shulyak, D., Reiners, A., Engeln, A., et al. 2017年，《自然·天文学》，1，0184 Shulyak, D., Reiners, A., Nagel, E., et al. 2019年，《天文学与天体物理学》，626，A86 Stevenson, D. J. 2003年，《地球与行星科学快报》，208，1 Strugarek, A., Brun, A. S., Matt, S. P., & Réville, V. 2014年，《天体物理学杂志》，795，86 Strugarek, A., Brun, A. S., Matt, S. P., & Réville, V. 2015年，《天体物理学杂志》，815，111 Suzuki, T.K. 2013年，《天文学消息》，334，81 Tarter, J. C., Backus, P. R., Mancinelli, R. L., et al. 2007年，《天体生物学》，7，30 Thomsen, M. F. 2004年，《空间天气》，2，S11004 Turner, J. D., Zarka, P., Griessmeier, J. M., et al. 2021年，《天文学与天体物理学》，645，A59 van Haarlem, M. P., Wise, M. W., Gunst, A. W., et al. 2013年，《天文学与天体物理学》，556，A2 Varela, J., Pantellini, F., & Moncuquet, M. 2015年，《行星与空间科学》，119，264 Varela, J., Pantellini, F., & Moncuquet, M. 2016a，《行星与空间科学》，129，74 Varela, J., Pantellini, F., & Moncuquet, M. 2016b，《行星与空间科学》，120，78 Varela, J., Pantellini, F., & Moncuquet, M. 2016c，《行星与空间科学》，122，46 Varela, J., Reville, V., Brun., A. S., Pantellini, F., & Zarka, P. 2016d，《天文学与天体物理学》，595，A69 Varela, J., Reville, V., Brun, A. S., Zarka, P., & Pantellini, F. 2018年，《天文学与天体物理学》，616，A182 Varela, J., Reville, V., Brun, A. S., Zarka, P., & Pantellini, F. 2022年，《天文学与天体物理学》，659，A10 Vedantham, H. K., Callingham, J. R., Shimwell, T. W., et al. 2020年，《自然·天文学》，4，577 Vidotto, A. A., Fares, R., Jardine, M., et al. 2012年，《皇家天文学会月报》，423，3285 Vidotto, A. A., Jardine, M., Morin, J., et al. 2013年，《皇家天文学会月报》，438，1162 Wang, Y. L., Raeder, J., Russell, C. T., Phan, T. D., & Manapat, M. 2003年，《地球物理研究杂志：空间物理学》，108，SMP 8 Wang, Y. M., Ye, P. Z., Wang, S., & Xue, X. H. 2003年，《地球物理研究快报》，30，1 Watanabe, K. & Sato, T. 1990年，《地球物理研究杂志：空间物理学》，95，75 Wu, C. S. 1979年，230，621 Wu, C. & Lepping, R. P. 2015年，《太阳物理学》，290，1243 Yang, J., Cowan, N. B., & Abbot, D. S. 2013年，《天体物理学杂志》，771，L45 Zarka, P. 1998年，《地球物理研究杂志》，103，20159 Zarka, P. 2007年，《行星与空间科学》，55，598 Zarka, P. 2018年，《系外行星手册》，1775 Zarka, P., Denis, L., Tagger, M., et al. 2020年，边疆新望远镜，专题会议J01，国际无线电科学联盟大会，罗马，
h
ttp://
www.ursi.org/proceedings/procGA20/papers/URSIGASS2020SummaryPape

rNenuFARnew.pdf

Zarka, P., Lazio, T. J. W., & Hallinan,G. 2015，《利用平方公里阵列推进天体物理学》（AASKA14）论文集，贾尔迪尼纳克索斯，意大利，https://pos.sissa.it/215/120/pdf，编号：120 Zarka, P., Treumann, R. A., Ryabov, B. P., & Ryabov, V. B. 2001，《天体物理与空间科学》，277，293

## 附录 A：数值模型验证

本研究所采用的数值模型也应用于分析太阳风与地球磁层之间的相互作用（Varela, J. 等， 2022年）。Varela, J. 等（2022年）的研究致力于分析1997年至2020年间撞击地球的多次日冕物质抛射在磁层中引起的扰动。通过将模拟结果与观测数据进行比较，验证了数值模型，尤其是$K_P$ 指数。该$K_P$ 指数用于表示整体地磁活动，其取值范围为0至9：0表示地磁活动较弱，9表示地磁活动极强（Menvielle, M. & Berthelier, A. 1991年；Thomsen, M. F. 2004年）。在模拟中，$K_P$ 指数被计算为北半球地球表面上存在开放磁力线的最低纬度。图A.1 展示了模拟所得$K_P$ 指数与测量值之间的相关性。统计分析发现，相关系数为0.83，即模拟结果与观测数据之间具有较好的一致性。因此，该数值模型能够有效再现极端空间天气条件下地球磁层的整体结构，也适用于分析恒星风与系外行星磁层之间的相互作用，前提是其内禀磁场与地球的相似。

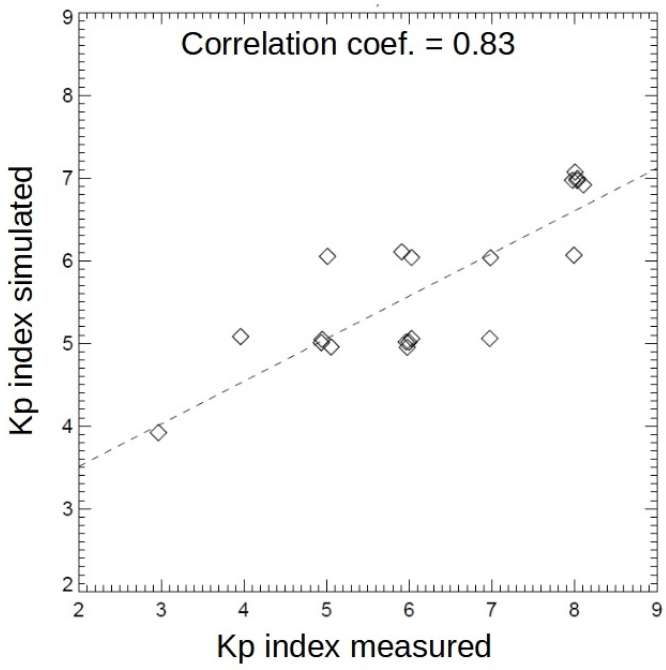


**图 A.1**。 模拟中获得的$K_P$ 指数与测量值之间的相关性。

## 附录 B：磁层顶停滞距离的计算

磁层顶停滞距离的理论近似值，是根据太阳风的动压（$P_d = m_p n_{sw} v_{sw}^2/2$）、太阳风的热压（$P_{th,sw} = m_p n_{sw} v_{th,sw}^2/2 = m_p n_{sw} c_{sw}^2/\gamma$）及行星际磁场的磁压（$P_{mag,sw} = B_{sw}^2/(2\mu_0)$之和，与偶极磁场的磁压（$P_{mag,ex} = \alpha \mu_0 M_{ex}^2/8\pi^2 r^6$）及磁层热压之间的平衡关系计算得出的（$P_{th,\ MSP} = m_p n_{MSP} v_{th,\ MSP}^2/2$）。由此得到以下表达式：

$$P_d + P_{mag,sw} + P_{th,sw} = P_{mag,ex} + P_{th,MSP} \tag{B.1}$$

$$\frac{R_{mp}}{R_{ex}} = \left[ \frac{\alpha \mu_0 M_{ex}^2}{4\pi^2 \left( m_p n_{sw} v_{sw}^2 + \frac{B_{sw}^2}{\mu_0} + \frac{2 m_p n_{sw} c_{sw}^2}{\gamma} - m_p n_{BS} v_{th,MSP}^2 \right)} \right]^{(1/6)} \tag{B.2}$$

其中 $M_{ex}$ 表示系外行星偶极磁矩，$r = R_{mp}/R_{ex}$，以及 $\alpha$ 偶极压缩系数（$\alpha \approx 2$（Gombosi 1994年））。这种近似不包括磁重联对行星际磁场与系外行星磁场之间的影响，因此该表达式假设磁场为压缩的偶极磁场，忽略了行星际磁场的方向。此处的近似仅在行星际磁场强度相当低时有效，而在极端空间天气条件下，磁层顶停滞距离应使用模拟进行计算。

在模拟分析中，磁层顶停滞距离被定义为系外行星向阳面上最后一条闭合磁力线在黄道面内 $0^o$ 处的经度。