Draft version June 12, 2023 年，使用
AASTeX631 默认样式排版的 LATEX

arXiv:2303.04770v2 [astro-ph.EP] 9 Jun 2023

恒星和行星磁场变化对（系外）行星环境及大气质量损失的影响

Sakshi Gupta [1, 2] Arnab Basak [1] and Dibyendu Nandy [1, 2]

[1] *Center of Excellence in Space Sciences India, Indian Institute of Science Education and Research Kolkata, Mohanpur 741246, India* [2] *Department of Physical Sciences, Indian Institute of Science Education and Research Kolkata, Mohanpur 741246, India*

摘要

恒星的磁活动会调节恒星风外流，塑造轨道运行的（系外）行星周围的近域环境，并引发大气逃逸，进而影响其宜居性。我们通过三维磁流体动力学模拟开展了详细的参数空间研究，以了解恒星风磁场和行星磁场强度变化对行星磁层拓扑结构及大气逃逸的影响。研究发现，恒星磁场与行星磁场的相对强度在决定稳态磁层构型和大气侵蚀方面发挥着重要作用。当恒星磁场增强或行星磁场减弱时，恒星磁场会在行星昼侧积聚，迫使磁层顶向行星表面靠近。磁尾随之张开，导致夜侧尾流区形成 Alfv´én 翼。我们展示了磁重联过程和风条件如何导致磁尾电流片分叉。随着恒星风磁场强度增大，昼侧磁重联点向行星靠近，从而加剧大气质量损失。我们建立了一个将大气质量损失率与恒星和行星磁场强度联系起来的解析方程，该方程能够成功解释模拟结果。我们的研究有助于理解，在恒星-行星系统中，不同的相对磁场强度，或同一恒星-行星系统随年龄演化过程中，恒星磁场与行星磁场的相互作用如何影响（系外）行星环境及其宜居性。

关键词：恒星风（1636）；磁流体动力学（1964）；行星磁层（997）；系外行星大气（487）；系外行星大气演化（2308）；恒星—行星相互作用（2177）；恒星磁场（1610）

1. 引言

恒星通过磁化恒星风与其所拥有的行星相互作用，磁化恒星风会直接影响这些行星的磁层构型和大气逃逸。如果行星距离恒星较远（如太阳—地球系统），则可以忽略引力（潮汐）相互作用；在这种情况下，恒星风会独立影响行星环境，而不会改变恒星的日冕结构。行星大气的演化及其与恒星风相互作用的性质，深受各自磁场强度变化的影响（Cohen 等，2015；Basak 与 Nandy，2021）。多个系外行星的发现（Mayor 与 Queloz，1995；Pepe 等，2014；Lunine 等，2009）激发了人们对探索维持生命条件的迹象的兴趣，并促使人们从行星大气起源与演化的角度理解宜居性（Lammer 等，2009；Lammer，2013；Pollack 与 Yung，1980；Cridland 等，2017）。在天体物理学语境下，宜居性取决于受恒星风作用的行星能否留住其大气层（Alvarado-G´omez 等，2020）以及其他一些因素；本文聚焦于恒星风与行星的相互作用。

恒星的年龄决定其活动性，而活动性又决定外流风的性质。观测证实，太阳在演化阶段不同时磁活动也会变化（Nandy & Martens 2007；Vidotto2021），太阳系行星以及太阳系以外恒星的磁场强度也存在变化（Stevenson 1983；Kieferet al. 2017；J.-D. doNascimentoetal.2016）。探索系外行星的磁场是当前备受关注的研究课题（Oklop˘ci´c et al. 2020；Grießmeier 2015）。随着人们在多种

恒星-行星系统中探测到不同的磁活动，自然会产生这样一个问题：（系外）行星与其宿主恒星发生磁相互作用会有什么后果？这是一个关键问题，因为答案决定了行星在与其所环绕的恒星长期相互作用期间能否保留大气层，并进而决定其宜居时间尺度。我们探讨这种相互作用的性质如何取决于恒星风磁场与行星磁层的相对强度。已有多项研究致力于了解恒星风如何影响行星磁层及其大气层（Lammer et al. 2012；See et al. 2014；Vidotto & Cleary 2020；Harbach et al. 2021；Nandy et al.2021）。恒星磁活动的变化（Nandy 2004；Nandy &Martens 2007；Brun et al.2014；Vidotto 2021；Tripathietal.2021；Nandy et al. 2021）会导致恒星辐射（Spinaet al.2020）、恒星风速度（Finley et al.2018）、等离子体风磁场强度（Vidotto et al. 2015）发生变化，也可能引发磁暴。由于这些相互关联的现象，行星偶极场会发生形变，形成的磁层结构可能不同于我们在地球上常见的情况（Galletetal. 2016）。

本文中，我们采用数值建模开展全面的参数空间研究，以了解恒星-行星系统中的相互作用，以及恒星活动演化对具有不同磁层强度的行星所产生的影响。磁化恒星风和行星的固有磁场预计会显著影响行星宜居性和大气质量损失（Nandy 2004年；Khodachenko 等，2008年；Nandy 等，2017年）。我们采用广泛的恒星和行星磁场取值，开展三维全球磁流体力学（MHD）模拟，以全面揭示相互作用过程。迄今发现的大多数系外巨行星预计都具有显著的电离层。为简化全球模拟，并依据先前的研究（Koskinen 等，2010年；Yan 等，2019年；Gronoff 等，2011年），我们假设行星被完全导电的等离子体大气所包围。我们研究了增强恒星风磁场对磁层顶停滞距离的影响，并探讨导致昼侧区域发生磁场堆积的条件。我们考察的另一种重要现象是阿尔芬翼的形成：当上游恒星风的阿尔芬´马赫数较低时，磁尾会张开，同时行星夜侧区域的电流片长度会缩短并发生分叉。我们找到了适用于本研究所有情形的电流片分叉判据，并建立了一个解析关系，用以描述质量损失率随恒星和行星磁场变化而产生的变化。

本研究适用于任何恒星-行星系统，也适用于其中任一实体或两个实体的磁场随时间发生显著变化的系统。我们的研究结果有助于更好地理解（系外）行星大气，并确定变化的磁场强度对宜居性的影响。本文首先在第2 节介绍模型描述，其中概述本研究所采用的理论和数值设置。详细研究结果见第3节，随后在第4节给出结论。

2. 模型描述

我们采用由Das 等人 (2019年)开发的恒星-行星相互作用模块（CESSI-SPIM），用于模拟不同配置的恒星风和行星磁层。控制这些过程的电阻磁流体力学方程组如下：

$$\partial_t \rho + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \tag{1}$$

$$\partial_t \vec{v} + (\vec{v} \cdot \nabla)\vec{v} + \frac{1}{4\pi\rho}\vec{B} \times (\nabla \times \vec{B}) + \frac{1}{\rho}\nabla P = \vec{g} \tag{2}$$

$$\partial_t E + \nabla \cdot [(E + P)\vec{v} - \vec{B}(\vec{v} \cdot \vec{B}) + (\eta \cdot \vec{J}) \times \vec{B}] = \rho\vec{v} \cdot \vec{g} \tag{3}$$

$$\partial_t \vec{B} + \nabla \times (\vec{B} \times \vec{v}) + \nabla \times (\eta \cdot \vec{J}) = 0 \tag{4}$$

其中，符号 ρ、 v、 B、 P、 E 和 $\vec{g}$ 分别表示密度、速度、磁场、压强、总能量密度以及行星引力加速度。 J 是电流密度，由 $\nabla \times B$给出，其中忽略了位移电流。总能量密度的表达式为

$$E = \frac{P}{\gamma - 1} + \frac{\rho v^2}{2} + \frac{B^2}{8\pi} \tag{5}$$

对于理想气体状态方程。

计算域在 x 方向上从 -80 R_p 延伸至 200 R_p，在 y 方向上从 -45 R_p 延伸至 45 R_p，并在 z 方向上从 -200 R_p 延伸至 200 R_p；其中 R_p 是行星的半径，行星位于笛卡尔盒的原点。- 2 R_p 至 2 R_p 的区域在三个方向上均由 12 个网格解析，即行星附近区域中的 1 R_p 由 3 个网格解析。考虑到计算设施有限，在 x 和 z 方向上采用拉伸网格与均匀网格相结合的网格类型。在 x 方向上，从 -80R_p 至 -2 R_p 以及从 2 R_p 至 10 R_p 的区域分别由 156 个和 16 个网格解析，即 1 R_p 由 2 个网格解析。从 10 R_p 至 200 R_p 使用拉伸比为 1.005175 的网格。在 y 方向上，从 -45 R_p 至 -2 R_p 以及从 2 R_p 至 45 R_p 的区域各由 86 个网格解析，即 1 R_p 由 2 个网格解析。在 z 方向上，从 -22 R_p 至 -2 R_p 以及从 2 R_p 至 22 R_p 的区域各由 40 个网格解析，即 1 R_p 由 2 个网格解析；而从 -200 R_p 至 -22 R_p 以及从 22 R_p 至 200 R_p 的区域则使用拉伸比为 1.004958 的网格。

本研究考虑一颗质量、半径和倾角均与地球相近的类地行星，并假设恒星风速度为 270 km/s，对应于平静时期。我们通过改变行星磁层（$0.1B_e$，$0.5B_e$，$1B_e$，$2B_e$ 和 $5B_e$）及恒星风的磁场强度（-0.1 nT、-0.5 nT、-1 nT、-2 nT、-5 nT、-10 nT、-30 nT、-50 nT 和 -75 nT），并采用所有可能的组合，进行了一系列模拟。这里，$B_e = 3.1 \times 10^4$ nT 表示地球偶极磁场的表面赤道磁场强度。

T表 1. 模拟中使用的物理参数及其对应符号。

物理量	符号	所用数值
环境介质中的密度	ρ_{amb}	1.5 $\times 10^{-23}$ 克 厘米$^{-3}$
环境介质中的压强	P_{amb}	2.49 $\times 10^{-11}$ 达因·厘米$^{-2}$
恒星风的密度	ρ_{sw}	4 ρ_{amb}
恒星风速度	v_{sw}	2.7 $\times 10^7$ 厘米 秒$^{-1}$
绝热指数	γ	5/3
行星质量	M_{pl}	5.972 $\times 10^{27}$ 克
行星半径	R_{pl}	6.371 $\times 10^8$ 厘米
行星内禀磁场	B_{pl}	$0.1B_e$ - $5B_e$ *
恒星风磁场强度	$\lvert B_{sw}\rvert$	0.1 nT - 75 nT
磁扩散率	η	10^{13} 厘米^{2}秒$^{-1}$
磁层倾角	θ_{pl}	11°

**The symbol B_e represents the magnetic field for the case of the Earth's dipole。*

为了研究恒星活动演化对行星大气流失的影响（这会直接影响宜居性），我们在行星周围初始化一个导电等离子体大气。行星附近的密度剖面定义为

$$\begin{aligned} \rho_{pl} &= 10^6 \rho_{atm} \qquad r \le R_p \\ \rho_{atm}(r) &= \rho_{pl} + \frac{(\rho_{amb} - \rho_{pl})}{2}\left[\tanh\left\{9\left(\frac{r}{R_P} - 2\right)\right\} + 1\right] \\ & \qquad R_P \le r \le 3R_p\,, \end{aligned} \tag{6}$$

其中 ρ_{pl} 和 ρ_{amb} 分别是行星和环境介质的密度，而 r 是距原点的径向距离。关于选择上述大气剖面的依据，感兴趣的读者可参阅Basak & Nandy （2021年）第 2.1 节。大气中的压力分布通过对下列方程进行数值积分求得

$$\frac{dP}{dr} = -\rho_{atm}(r) g(r) \tag{7}$$

这里，引力场由 $g(r) = -\frac{GM_{pl}}{r^2}$ 给出，其中 M_{pl} 为行星质量。行星内部的压强通过外推行星—电离层边界处的压强值来计算。区域 $r > 3R_{pl}$ 内的密度和压强初始化为与环境介质中的值相同（表1）。

恒星风注入边界处（位于 yz 平面内的 x= -80 R_p ）的输入参数，通过针对给定的激波速度求解 Rankine–Hugoniot 磁化跃迁条件获得。注入密度为 $\rho_{sw} = 4\ \rho_{amb}$、朝南向的（SIMF）恒星风。对于笛卡尔盒的所有其他边界面，均采用无力外流边界条件。每次运行都会改变恒星风和/或行星的磁场，并分析行星磁层的稳态构型及大气逃逸。

3. 结果与讨论

当恒星风撞击行星磁层时，行星昼侧会达到动压平衡，从而形成磁层顶，阻止恒星等离子体穿透，并保护内层大气免受侵蚀。热压、磁压和动压之间的平衡决定了磁层顶的形状和位置。Basak & Nandy （2021）的一项早期研究将磁层顶停滞距离（R_{mp}）视为动压 P_d （入射风）与磁压 P_m （行星附近）曲线的平衡位置。如果恒星风磁场（B_{sw}）较弱，这种方法效果良好，因为入射风的磁压很小，在计算中可以忽略。然而，当恒星磁场相对较强时，它会在磁层顶外侧积聚，因此不能再忽略磁鞘区域内的磁压。我们的研究表明，随着 P_m 和 P_d 的增大，两者的交点会向外移动，靠近弓形激波（图1）。对于强磁化风，即使越过该交点，动压 P_d 仍然足够高，这表明恒星风等离子体能够穿透至该位置之外，因此不能将该位置视为磁层顶停滞距离。因此，对于强磁化风的情况，我们需要采用不同的方法来评估磁层顶停滞距离。先前研究（Schield 1969年；Shue & Chao 2013年；Lu 等人 2015年）表明，在磁层顶处，行星侧的磁压与热压之和（以下记为 P_{th+m} ）与入射恒星风达到平衡（另见Shue & Chao 2013年）。据此可得以下关系：

$$\left[P_{th} + P_m\right]_{\text{planet}-\text{side}} = \left[P_{th} + P_m\right]_{\text{star}-\text{side}}\ . \tag{8}$$

沿日下点线，行星处于 P_{th+m} 曲线峰值所在位置且梯度变为零的距离，随后被视为磁层顶停滞距离。 P_{th} 曲线与 P_d 曲线的交点给出了弓形激波停滞距离的位置（Liu 等人 1999年；Ma 2004年；Holmberg 等人 2019年）。我们通过研究阿尔芬′马赫数的空间变化，对弓形激波停滞距离的估算进行交叉验证；结果与压力平衡分析所得结果非常吻合。

图1 展示了在恒星风磁场变化情况下，行星磁层 $B_p = B_e$ ($B_e = 3.1 \times 10^4$ nT)的弓形激波距离（R_{bs}）和磁层顶停滞距离（R_{mp}）的压力平衡。请注意，本研究仅考虑南向行星际磁场（SIMF）。总热压（P_{th}）由 PLUTO代码（Mignone等（2007））输出，而恒星风动压（$P_d = \frac{\rho_{sw} v^2}{2}$）和磁压（$P_m = \frac{B^2}{8\pi}$）则根据演化的模拟变量进行评估。随着恒星风磁场强度增大，磁层顶向行星靠近，而弓形激波则向外移动。如图1(a)-(c)所示，对于磁化程度较弱的恒星风，恒星磁场积聚并不显著，且 P_d 与 P_m 的交点给出 R_{mp} 所示的位置，见Basak & Nandy (2021年）。随着 $|B_{sw}|$ 进一步增大，可以明显看出，行星前方的恒星风磁压显著增强（图1 (d)-(f)）。随着 $|B_{sw}|$增大，磁鞘区域中的热压和磁压最初都会在一定距离范围内上升。然而，由于恒星风磁场在磁层顶外部积聚，磁压的增强逐渐变得显著。

刚过磁层顶，磁压便降至接近零，这代表昼侧磁重联 X 点。由于磁重联区域发生能量转换，磁层顶附近的热压迅速升高。（例如，参见Lu等（2015））

不同行星磁场强度（B_p）下的压力平衡（保持恒星风磁场恒定）表明，随着 B_p 降低，弓形激波和磁层顶都会向行星移动（Basak&Nandy 2021）。这意味着，当 B_p较低时，恒星风能够穿透至更接近行星的位置，从而导致更严重的大气逃逸。与行星磁场较强的情况相比，我们发现行星磁场较弱时，磁鞘区域的磁压显著增加。因此，增强恒星风磁场或减弱行星磁场，都会导致

行星日侧的磁场积聚。因此，行星内禀磁场与恒星风磁场的比值是决定恒星—行星相互作用动力学的重要因素。这与预期相符。

等离子体风与行星磁层的相互作用会使行星偶极场发生一定程度的变形。这种变形会形成泪滴状的磁层结构，我们通常在地球上观测到这种结构。图2展示了一系列行星磁层与恒星风磁场相互作用的模拟结果。在每个子图中，磁力线（白色流线）叠加在$y = 0$ 平面上的电流密度（颜色图）之上，恒星风等离子体从左向右流动。在图 (a)–(c) 中，模拟显示了行星磁场 $B_p = 0.1\ B_e$、 $1\ B_e$和 $5\ B_e$ 分别取不同值时，延展磁尾结构的形成情况。所有情况下，恒星风磁场强度均固定为 $|B_{sw}| = 2$ nT。

随着 $|B_{sw}|$ 增至 10 nT， [图 (d)–(f)] 中相同行星磁场取值下的磁尾开始张开；当 $|B_{sw}|$进一步增至 50 nT 时， [图 (g)–(i)] 中的磁尾瓣张开得更加明显（Turnpenney 等（2020））。阿尔芬马赫数是决定磁场中等离子体行为的重要控制参数。随着恒星风磁场强度增加，上游阿尔芬马赫数降低，从而导致行星两侧出现阿尔芬翼（Ridley（2007））。图 3 展示了亚阿尔芬等离子体与磁化行星的相互作用，以及行星磁尾中三维阿尔芬翼的形成；图中由阿尔芬马赫数 M_A 等值面（$M_A \leq 0.3$）围住的区域即为阿尔芬翼。恒星风磁场较强时，磁力线会弯曲，但不会强烈地绕覆行星。Chan´e 等（2012）展示了地球在 2002年5月24日和25日出现阿尔芬翼的观测证据。太阳系中的多个卫星，包括月球尾迹（Zhang 等（2016））、木卫三、木卫一、木卫二和土卫二，都已被观测到形成阿尔芬翼。Saur, J. 等（2013）在多个恒星—（系外）行星系统中发现了亚阿尔芬等离子体相互作用的迹象。随着上游阿尔芬马赫数降低，阿尔芬翼会以更大的角度偏离赤道面形成，电流片的长度也会缩短；也就是说，磁重联发生在磁尾区域内更靠近行星的位置，如图 2 按列排列的各子图所示。图 2 按行排列的各子图表明，对于给定的恒星风磁场强度，行星磁场较弱时更容易出现阿尔芬翼。这里仅展示了少数模拟结果，以说明磁尾如何张开。对于涉及参数各种可能组合的其他模拟（见表1），也发现了类似的规律。Vernisse 等（2017）指出，涉及弱磁化障碍物、亚阿尔芬上游等离子体速度或两者兼有的相互作用，均可能使阿尔芬翼结构占据主导地位；我们的模拟结果也证实了这一点。

为更详细地分析磁尾的张开情况，我们确定夜侧区域中电流片发生分叉的位置与行星之间的距离。图4(a)显示了 xz平面上的电流密度图（左）以及沿日下点线的相应电流密度大小（J_{mag}）变化（右）。由于电流片沿 y 和 z 方向具有有限厚度，我们在行星大气层外考虑一个假想的长方体，将电流片包围其中，并使其沿 y 和 z 两个方向的范围均从-0.5 R_p 延伸至0.5 R_p 。随后，在立方体的 yz 切片上计算空间平均 J_{mag} ，并绘制其沿 x方向的变化。我们发现，当电流密度大小降至峰值的约45%–50%时，电流片通常开始分叉。图4(a)中的A线和B线分别表示这两个值。对于模拟的所有不同组别（表1），这一结果均保持稳健。从行星延伸至夜侧区域分叉点的电流片长度，在此称为电流片长度。图4(b)展示了电流片长度随行星磁场和恒星风磁场的变化。随着行星磁场 B_p 增强，分叉点逐渐远离行星。对于 $B_p = 2B_e$ ，在 $|B_{sw}| = 30$ nT之前，我们在模拟域内未观察到分叉。对于强度为 $B_p = 5B_e$的较强行星磁场，分叉从约 $|B_{sw}| = 50$ nT开始出现。

从图 4（b）可以明显看出，无论是恒星风磁场增强还是行星磁场减弱，电流片分叉点都会向行星靠近。

我们还研究了恒星风和行星磁场强度的变化如何影响行星大气的质量损失率。为了计算总质量损失率，我们考虑一个边长为 6.6 R_p 的立方体（在三个方向上均从 -3.3 R_p 延伸至 3.3 R_p ），其原点与行星中心重合，使整颗行星及其大气层均位于立方体内。立方体六个面上的质量损失率共同构成总质量损失率。大气质量损失率取决于恒星风穿透行星大气的程度。这基本上由日侧的一个点表示——重联 X 点；越过该点后，行星磁力线便与恒星磁场合并。如果逐渐增强恒星风的磁场强度，同时保持行星磁场强度不变，预计 X点会

向行星靠近，从而导致更强的大气逃逸。然而，随着恒星磁场强度增加， X点到行星的距离并不会持续减小。重联中性点会饱和于某一水平，之后恒星磁场开始在昼侧累积 [图1 (d)-(f)] ，类似于外加磁层；在这一阶段，质量损失率达到极限值。图5 (a)证实，大气质量损失率会随恒星风磁场强度增加而上升。图5(b)显示了不同行星磁场强度下， X点到行星表面的距离随恒星风磁场增强而变化的曲线。这表明，对于较弱的行星磁场， X点距离会在较低的恒星磁场强度下饱和至稳定值；而对于较强的行星磁场，则需在较高的恒星风磁场强度下才会饱和。图5(a)表明，对于较弱的行星磁场，质量损失率起初会上升，随后在较低的恒星风磁场强度下达到饱和；而对于较强的行星磁场，则需要更高的恒星风磁场强度才能使质量损失率达到饱和。研究发现，大气逃逸率与X点到行星的距离呈强负相关。行星磁场强度为 $0.5B_e$、 $1B_e$、 $2B_e$和 $5B_e$ 时，皮尔逊相关系数分别为 -0.9800、-0.9683、-0.9753 和 -0.9659。

图5(a) 还表明，对于本研究所考虑的导电等离子体大气，质量损失率会随着行星磁层强度的增加而上升。这是因为更强的磁层与环境介质的相互作用面积更大，因此在与恒星风相互作用时，可能导致更多物质流失。此外，本研究并未将大气物质视为电荷中性，因此预计大气等离子体会参与磁重联，并在此过程中流失。早期研究表明，磁重联期间，大气物质会延展，并经由极冠和尖点区逃逸（Gunell 等 2018年；Egan 等 2019年；Sakata 等 2020年；Carolan 等 2021年），从而使更强磁层对应更大的大气质量损失。 Gunell 等(2018年) 指出，内禀磁场并不一定能保护行星免于大气逃逸；即使是高度磁化的行星，其逃逸率也可能更高。因此，内禀磁场在保护行星大气方面所起的作用是一个复杂的问题。

行星质量损失率的半解析表达式

我们的研究表明，行星的整体动力学、电流片长度和大气质量损失率会受到行星磁场与恒星风磁场相对强度的显著影响。对于不同的模拟组（表 1），图 6 显示，行星磁场与恒星风磁场的比值是决定大气质量损失率的重要因素。基于理论考量，我们建立了两者之间的解析关系，以确定质量损失率对行星磁场和恒星风磁场变化的依赖关系。

未受扰动的行星偶极磁场随 $\frac{1}{r^3}$ 衰减，因此磁层顶处的压力平衡可写为

$$p_{dyn\,sw} + \frac{B_{sw}^2}{2\mu_0} + p_{th\,sw} = \frac{k_m^2 B_p^2 R_p^6}{2\mu_0 R_{mp}^6} + p_{th\,p}\,, \tag{9}$$

其中，恒星风造成的动压、恒星风造成的热压以及行星磁层在磁层顶处造成的热压分别用 $p_{dyn\,sw}$和 $p_{th\,sw}$、 $p_{th\,p}$表示。符号 B_{sw}和 B_p分别表示恒星风磁场强度和行星磁场强度，而 R_{mp} 表示以行星半径 R_p为单位的磁层顶停滞距离。因子 k_m 表示恒星风在磁层顶处对偶极磁场的压缩程度（Mead 和 Beard 1964；Tsyganenko 2005）。由方程 9

’ 磁层顶停滞距离可表示为

$$\left(\frac{R_{mp}}{R_p}\right) = \left[\frac{k_m^2(\frac{B_p}{B_{sw}})^2}{1 + \frac{C}{B_p^2}(\frac{B_p}{B_{sw}})^2}\right]^{1/6}, \tag{10}$$

其中 $C = 2\mu_0(p_{dyn\,sw} + p_{th\,sw} - p_{th\,p})$。正如第 3 节所指出的，大气质量损失率 ($M$) 与日侧 X 点距离 () 呈线性负相关，可表示为 $M = -AX_{point} + B$ 其中 A和 B 是需要确定的拟合参数。此外，在 SIMF 情况下，磁层停滞距离 R_{mp} 近似等于日侧磁重联点 (X_{point})。因此，方程 10 可表示为

$$\dot{M} \simeq -AR_p\Big[\frac{(\frac{B_p}{B_{sw}})^2}{1+\frac{C}{B_p^2}(\frac{B_p}{B_{sw}})^2}\Big]^{1/6} + B \tag{11}$$

方程 11 给出了质量损失率与行星磁场强度和恒星风磁场强度之比之间的解析关系。

图6 显示，我们模拟得到的大气质量损失率与11给出的解析表达式相当吻合。对于所有行星磁场情形，模型拟合的 R_{square} （拟合优度）均大于 0.99。

尽管受到计算能力的限制，我们仍为模拟仔细选择了网格分辨率，以兼顾精度和计算可行性。需要指出的是，较高的网格分辨率可能会导致计算所得的大气质量损失率出现定量变化，并使磁层顶和磁尾的位置略有偏差；但随着分辨率进一步提高，本研究的核心结论依然稳健。定性的全球大尺度结构取决于参数值，而其背后的物理机制仍然成立。

4. 结论

本研究采用三维全球磁流体力学建模，探究恒星和（系外）行星磁场强度变化对行星稳态磁层构型及大气逃逸率的影响。本研究有助于理解恒星磁活动演化如何影响具有不同行星磁场强度的行星环境与宜居性。因此，我们的结果适用于广泛的远距离（系外）行星系统。

计算行星昼侧的压力平衡表明，无论是增强恒星风磁场，还是削弱行星磁层，都会导致行星前方积聚恒星磁场，其情形类似于外加磁层。在这种情况下，无法通过传统方法平衡入射风的动压与行星附近的磁压来求得磁层顶停滞距离；必须采用更一般的处理方法，同时考虑磁压和热压之和。研究发现，对于特定强度的行星磁层，增强恒星风磁场会使弓形激波远离行星，而磁层顶则在更靠近行星处形成，这意味着恒星风穿透程度增加。

我们发现，行星磁场与恒星风磁场的相对强度，对决定磁尾区域的磁重联起着关键作用。当恒星风磁化程度适中或行星内禀磁场较强时，存在的狭长行星磁尾，在恒星风磁场极强（即阿尔芬马赫数降低）或行星磁场极弱的情况下便不复存在。这会导致夜侧尾流区形成阿尔芬翼。我们的研究结果表明，无论是增强恒星风磁场，还是削弱行星内禀磁场，磁尾都会开始张开，且分岔点会向行星靠近。我们观察到，当电流密度大小降至其最大值的约 45-50 % 时，磁尾电流片开始分岔。

我们还发现，由于恒星风更易穿透并接近行星，随着恒星磁场增强，大气质量损失率也会增加。对于行星磁场较弱的情况，恒星风磁场较弱时大气逃逸率便会达到饱和。然而，对于行星磁场较强的情况，则需要更强的恒星风磁场，大气逃逸率才会达到饱和。日侧 X驻点与行星之间的距离随恒星风磁场的变化，为大气逃逸率达到饱和提供了充分的解释，因为日侧 X驻点与行星之间的距离和大气逃逸率呈现显著的负相关。通过模拟行星磁场对大气逃逸过程的影响，我们证实了 Gunell 等(2018年）的研究结果：强磁化行星的逃逸率可能更高。

我们建立了质量损失率与（系外）行星磁场和恒星风磁场之比之间的解析关系。研究表明，恒星与行星的相对磁场强度会显著影响行星的整体动力学、电流片长度以及大气质量损失率。数值模拟结果显示，本研究推导的解析表达式能够简洁地描述模拟所得的大气逃逸率。

本文开展的详细参数空间研究有助于确定在太阳系和系外行星系统中会形成特定磁层构型的恒星与行星条件。结果还展示了磁场变化对大气逃逸率的影响，这对于理解（系外）行星的宜居性具有重要意义。

5. 致谢

D.N. 感谢国际天文学联合会 E4委员会（磁活动对太阳和恒星环境的影响）成员提供的宝贵讨论。作者感谢 Souvik Roy、Soumyaranjan Dash 和 Chitradeep Saha 的宝贵讨论。S.G. 感谢印度政府大学拨款委员会提供的奖学金资助。恒星-行星相互作用模块（CESSI-SPIM）的开发及模拟运行由印度空间科学卓越中心（CESSI）承担，该中心由加尔各答印度科学教育与研究学院、教育部和印度政府资助。

参考文献

Alvarado-G´omez, J. D., Drake, J. J., Garraffo, C., et al. 2020, 《天体物理学杂志快报》, 902, L9, doi: 10.3847/2041-8213/abb885Basak, A., & Nandy. 2021年, 《皇家天文学会月刊》, 502, 3569–3581, doi: 10.1093/mnras/stab225Brun, A. S., Garc´ıa, R. A., Houdek, G., Nandy, D., & Pinsonneault, M. 2014, 《空间科学评论》, 196, 303–356, doi: 10.1007/s11214-014-0117-8Carolan, S., Vidotto, A. A., Hazra, G., Villarreal D'Angelo, C., & Kubyshkina, D. 2021年, 《皇家天文学会月刊》, 508, 6001, doi: 10.1093/mnras/stab2947Chan´e, E., Saur, J., Neubauer, F. M., Raeder, J., & Poedts, S. 2012年, 《地球物理研究杂志: 空间物理学》, 117, doi: 10.1029/2012ja017628Cohen, O., Ma, Y., Drake, J. J., et al. 2015年, 《天体物理学杂志》, 806, 41, doi: 10.1088/0004-637x/806/1/41Cridland, A. J., Pudritz, R. E., Birnstiel, T., Cleeves, L. I., & Bergin, E. A. 2017年, 《皇家天文学会月刊》, 469, 3910, doi: 10.1093/mnras/stx1069Das, S. B., Basak, A., Nandy, D., & Vaidya, B. 2019年, 《天体物理学杂志》, 877, 80, doi: 10.3847/1538-4357/ab18adEgan, H., Jarvinen, R., Ma, Y., & Brain, D. 2019 年 , 《皇家天文学会月刊》 , 488, 2108, doi: 10.1093/mnras/stz1819Finley, A.J.,Matt, S.P., & See,V.2018, TheAstrophysicalJournal,864, 125, doi: 10.3847/1538-4357/aad7b6Gallet, F., Charbonnel, C., Amard, L., et al. 2016年, 《天文学与天体物理学》, 597, doi: 10.1051/0004-6361/201629034Grießmeier, J.-M. 2015 年, 系外行星磁场的探测方法及其重要性, 沙姆：施普林格国际出版公司, doi:10.1007/978-3-319-09749-7 11

Gronoff, G., Mertens, C., Lilensten, J.,et al.2011, 《天文学与天体物理学》, 529, doi: 10.1051/0004-6361/201015675Gunell, H., Maggiolo, R., Nilsson, H.,et al.2018, 《天文学与天体物理学》, 614, doi: 10.1051/0004-6361/201832934Harbach, L. M., Moschou, S. P., Garraffo, C., et al. 2021, 《天体物理学杂志》, 913, 130, doi: 10.3847/1538-4357/abf63aHolmberg,M. K., Andr´e, N., Garnier, P., et al. 2019, 《地球物理研究杂志: 空间物理学》,124, 8564–8589, doi: 10.1029/2019ja026954J.-D. do Nascimento, J., Vidotto, A. A., Petit, P., et al. 2016, 《天体物理学杂志》, 820, L15, doi: 10.3847/2041-8205/820/1/l15Khodachenko, M., Lammer, H., Lichtenegger, H.,et al. 2008, 《国际天文学联合会会议录》, 4, 283 ,doi: 10.1017/S1743921309030622Kiefer, R.,Schad, A., Davies, G.,& Roth, M. 2017, 《天文学与天体物理学》, 598, doi: 10.1051/0004-6361/201628469Koskinen, T. T., Cho,J. Y.-K., Achilleos, N., &Aylward, A. D. 2010, 《天体物理学杂志》, 722, 178, doi: 10.1088/0004-637x/722/1/178Lammer, H. 2013, 行星大气的起源与演化, doi:10.1007/978-3-642-32087-3Lammer, H., Bredeh¨oft, J. H., Coustenis, A., etal. 2009, 《天文学与天体物理学评论》,17, 181–249, doi: 10.1007/s00159-009-0019-zLammer, H., G¨udel, M.,Kulikov, Y., et al. 2012, 《地球、行星与空间》,64, 179, doi: 10.5047/eps.2011.04.002Liu, Y.,Nagy, A. F.,Groth, C. P.,et al.1999, 《地球物理研究快报》, 26, 2689–2692, doi: 10.1029/1999gl900584Lu, J., Wang, M., Kabin, K., et al. 2015,《行星与空间科学》, 106, 108–115, doi: 10.1016/j.pss.2014.12.003Lunine, J. I., Macintosh, B.,& Peale, S. 2009, 《今日物理》, 62, 46–51,doi: 10.1063/1.3141941

Ma, Y. 2004, 《地球物理学研究杂志》, 109, doi: 10.1029/2003ja010367Mayor, M., & Queloz, D. 1995, 《自然》, 378, 355–359, doi: 10.1038/378355a0Mead, G. D., & Beard, D. B. 1964, 《地球物理学研究杂志》, 69, 1169–1179, doi:10.1029/jz069i007p01169Mignone, A., Bodo, G., Massaglia, S., et al. 2007, 《天体物理学杂志增刊》, 170, 228, doi: 10.1086/513316Nandy, D. 2004, 《太阳物理学》, 224, 161–169, doi: 10.1007/s11207-005-4990-xNandy, D., & Martens, P. 2007, 《空间研究进展》, 40, 891, doi: https://doi.org/10.1016/j.asr.2007.01.079Nandy, D., Martens, P. C., Obridko, V., Dash, S., & Georgieva, K. 2021, 《地球与行星科学进展》, 8, doi: 10.1186/s40645-021-00430-xNandy, D., Valio, A., & Petit, P. 2017, 活跃恒星周围的宜居世界：2016年10月17日至21日在巴西马雷西亚斯举行的国际天文学联合会第328届专题讨论会会议录（剑桥大学出版社）Oklopˇci´c, A., Silva, M., Montero-Camacho, P., & Hirata, C. M. 2020, 《天体物理学杂志》, 890, 88, doi: 10.3847/1538-4357/ab67c6Pepe, F., Ehrenreich, D., & Meyer, M. R. 2014, 《自然》, 513, 358–366, doi:10.1038/nature13784Pollack, J., & Yung, Y. 1980, 《地球与行星科学年度评论》, 8, doi: 10.1146/annurev.ea.08.050180.002233Ridley, A. J. 2007, 《地球物理年刊》, 25, 533 Sakata, R., Seki, K., Sakai, S., et al. 2020, 《地球物理研究杂志：空间物理学》, 125, doi: 10.1029/2019ja026945Saur, J., Grambusch, T., Duling, S., Neubauer, F. M., & Simon, S. 2013, 《天文学与天体物理学》, 552, A119, doi: 10.1051/0004-6361/201118179

Schield，M. A. 1969年，《地球物理学研究杂志》，74，1275–1286，doi：10.1029/ja074i005p01275See, V.，Jardine，M.，Vidotto, A. A.，等 2014，《天文学与天体物理学》，570，doi：10.1051/0004-6361/201424323Shue, J.-H.，& Chao，J.-K. 2013，《地球物理研究杂志：空间物理学》，118，3017–3026，doi：10.1002/jgra.50290Spina，L.，Nordlander，T.，Casey，A. R.，等 2020年，《天体物理学杂志》，895，52，doi：10.3847/1538-4357/ab8bd7Stevenson，D. J. 1983年，《物理学进展报告》，46，555，doi：10.1088/0034-4885/46/5/001Tripathi，B.，Nandy, D.，& Banerjee，S. 2021年，《皇家天文学会月刊：快报》，506，L50，doi：10.1093/mnrasl/slab035Tsyganenko，N. A. 2005年，《地球物理学研究杂志》，110，doi：10.1029/2004ja010798Turnpenney，S.，Nichols，J. D.，Wynn，G. A.，& Jia，X. 2020年，《皇家天文学会月刊》，494，5044，doi：10.1093/mnras/staa824Vernisse，Y.，Riousset，J.，Motschmann，U.，& Glassmeier，K.-H. 2017年，《行星与空间科学》，137，40–51，doi：10.1016/j.pss.2016.08.012Vidotto, A.，Donati，J.，Jardine，M.，等 2015年，《皇家天文学会月刊：快报》，455，doi：10.1093/mnrasl/slv147Vidotto, A. A. 2021年，《太阳物理学生活评论》，18，doi：10.1007/s41116-021-00029-wVidotto, A. A.，& Cleary，A. 2020年，《皇家天文学会月刊》，494，2417，doi：10.1093/mnras/staa852Yan，F.，Casasayas-Barris，N.，Molaverdikhani，K.，等 2019年，《天文学与天体物理学》，632，doi：10.1051/0004-6361/201936396Zhang，H.，Khurana，K. K.，Kivelson，M. G.，等 2016年，《地球物理研究杂志：空间物理学》，121，doi：10.1002/2016ja022360

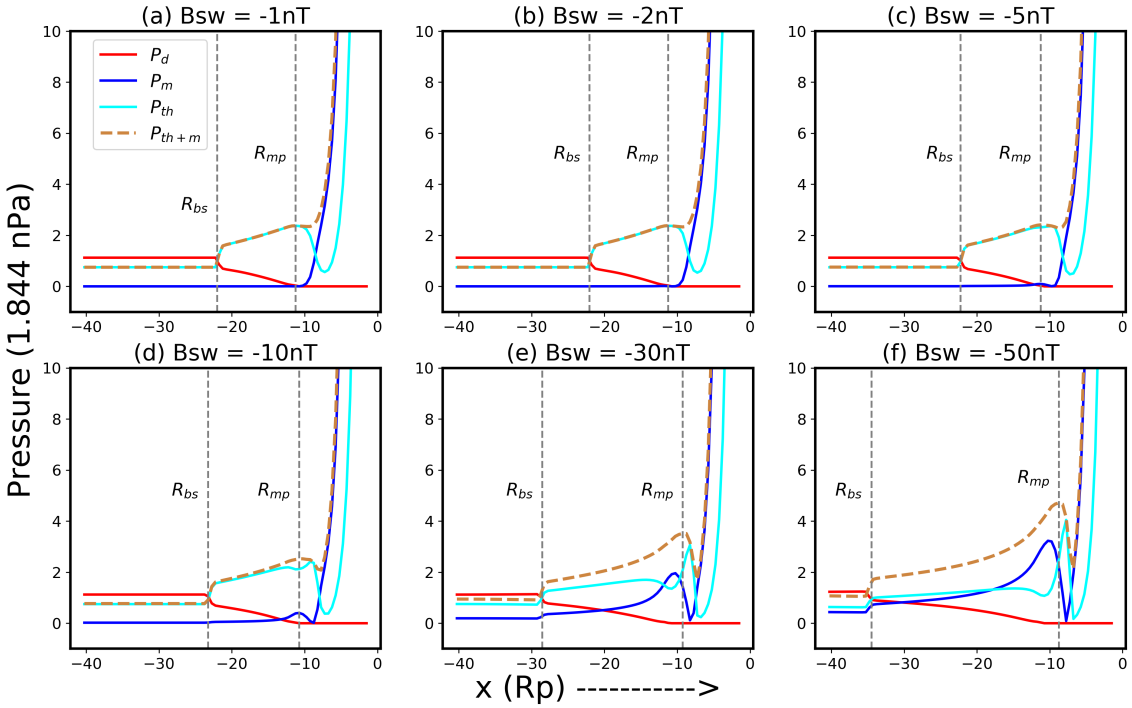


图1。 弓形激波和磁层顶的压力平衡：行星昼侧不同压强的变化曲线，所对应的磁层磁场为 $B_p = B_e$（3.1×10^4 nT），恒星风磁场强度为（B_{sw}）。符号 P_{th}、 P_m、 P_d、 P_{th+m} 分别表示热压、磁压、动压以及热压与磁压之和。符号 R_{bs} 和 R_{mp} 分别表示弓形激波和磁层顶停滞位置。 R_{bs} 的值通过平衡 P_d（恒星风）与 P_{th}（磁鞘）获得，而 R_{mp} 则通过确定行星附近 P_{th+m} 梯度为零的位置进行评估。

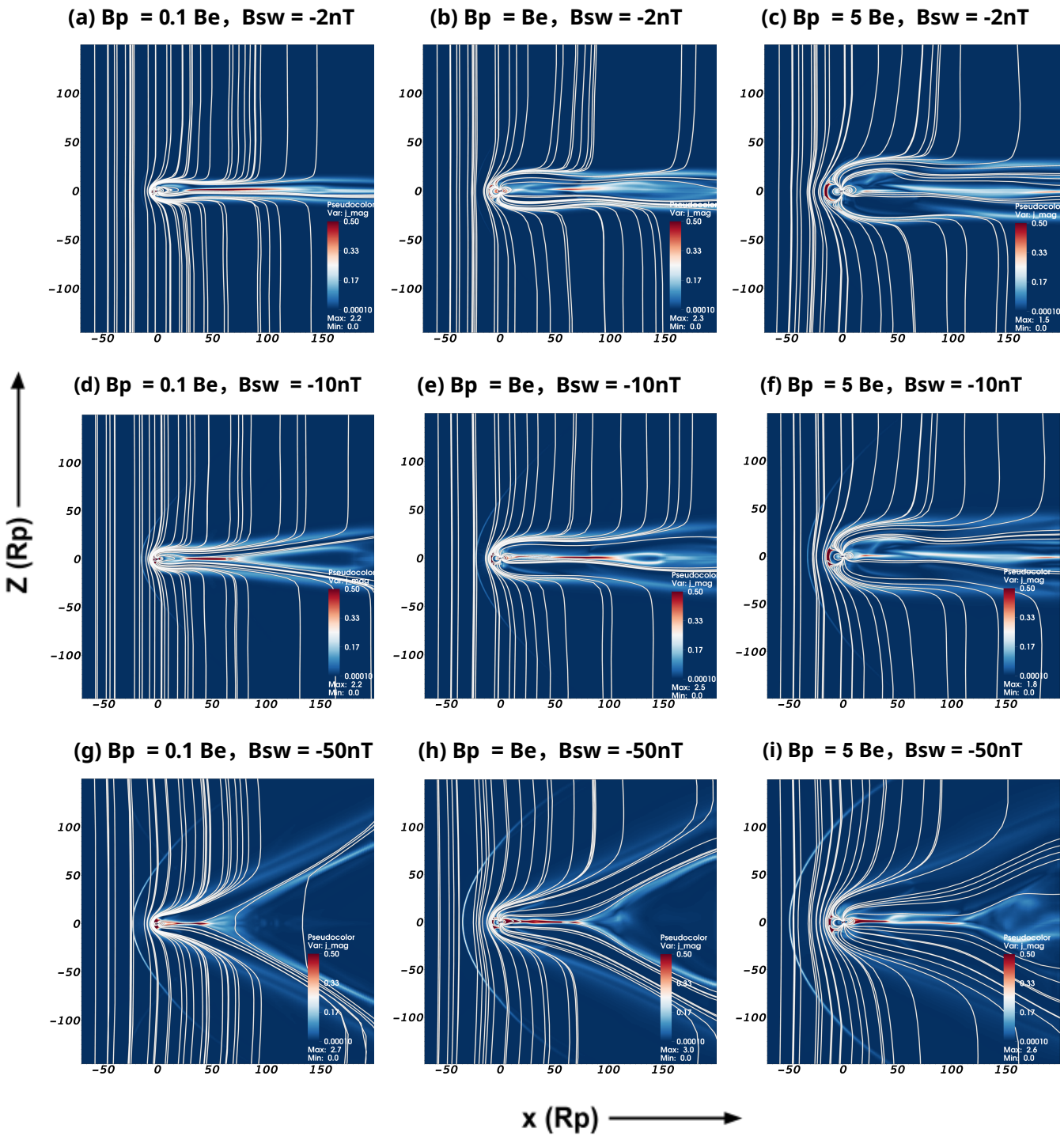


图 2. 不同恒星和行星磁场条件下的稳态行星磁层构型。背景色彩图显示电流密度，磁场则以 $y = 0$ 平面上的白色流线表示。行星位于原点，恒星风从左向右流动。恒星风磁场沿每一行（从上到下）增强，而行星磁场强度沿每一列（从左到右）增强。距离以行星半径为单位。

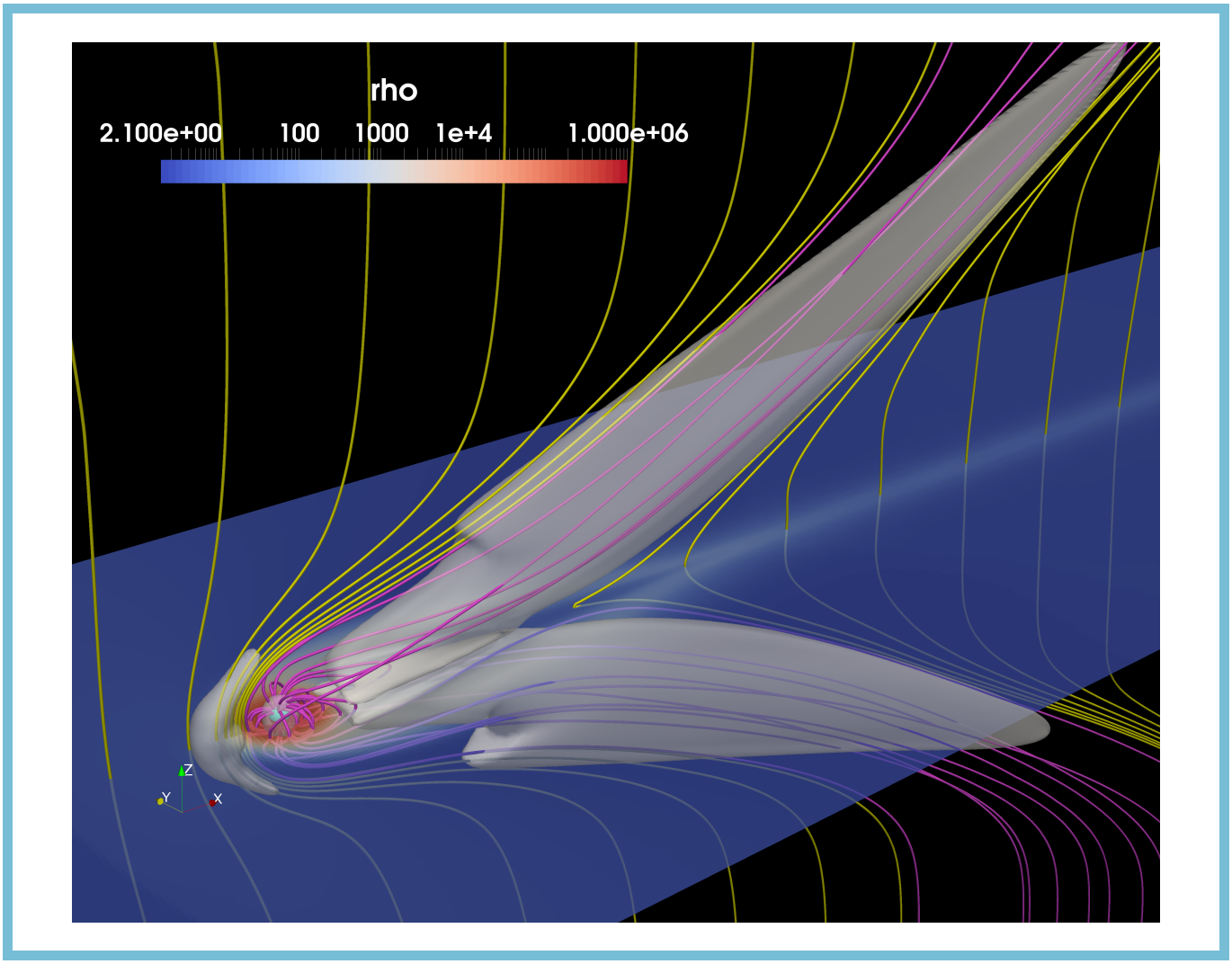


图 3. $B_p = 0.1B_e$ 和 $B_{sw} = -50$ nT 条件下（系外）行星的稳态磁层构型。白色表面包围着马赫数 $M_A < 0.3$ 的区域。粉色和黄色流线分别表示起源于行星的磁力线和纯恒星风流线。在线动画展示了该磁层构型的时间演化，其中背景颜色表示电流密度的大小（J_{mag}）。

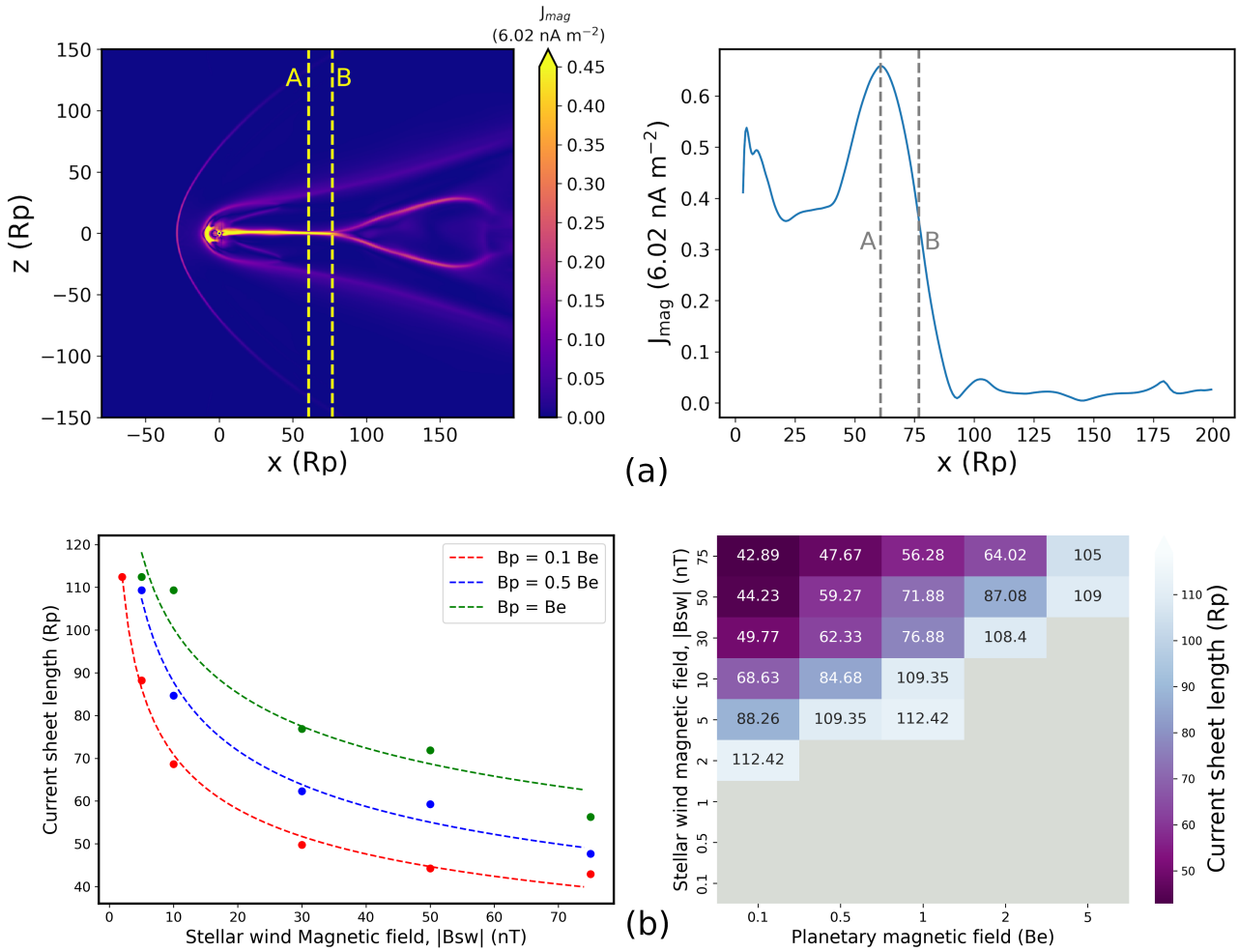


图4. 磁尾张开导致的电流片分叉：（a） $y = 0$ 平面中的电流密度分布（左），以及沿日下点线的电流密度大小（J_{mag}）的相应变化（右），对应于 $B_p = B_e$ 和 B_{sw} = -30 nT。A线表示电流密度最大的位置，B线标示电流片的分叉点。（b）左：三种不同的行星磁场强度情况下，电流片长度随恒星风磁场的变化。右：电流片长度随恒星磁场强度和行星磁场强度变化的示意图。浅灰色区域表示在模拟域内电流片长度尚未发生分叉的情况。

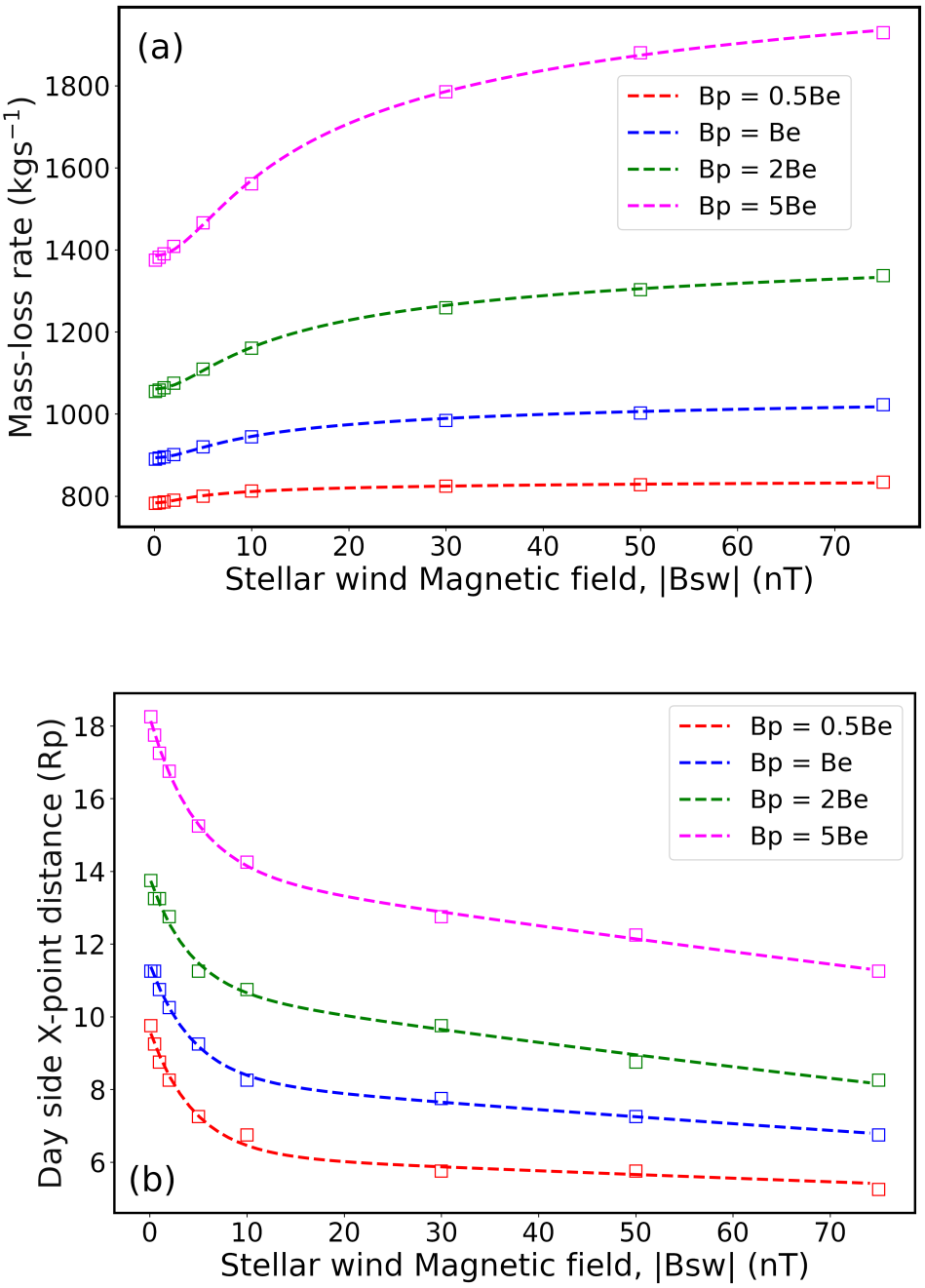


图 5. 行星大气流失的动力学：(a) 以行星为中心、边长为 $6.6\,R_p$ 的立方体中的总质量损失率；(b) 不同磁层强度下，昼侧 X 点距离（相对于行星表面）的变化与恒星风磁场强度的关系。

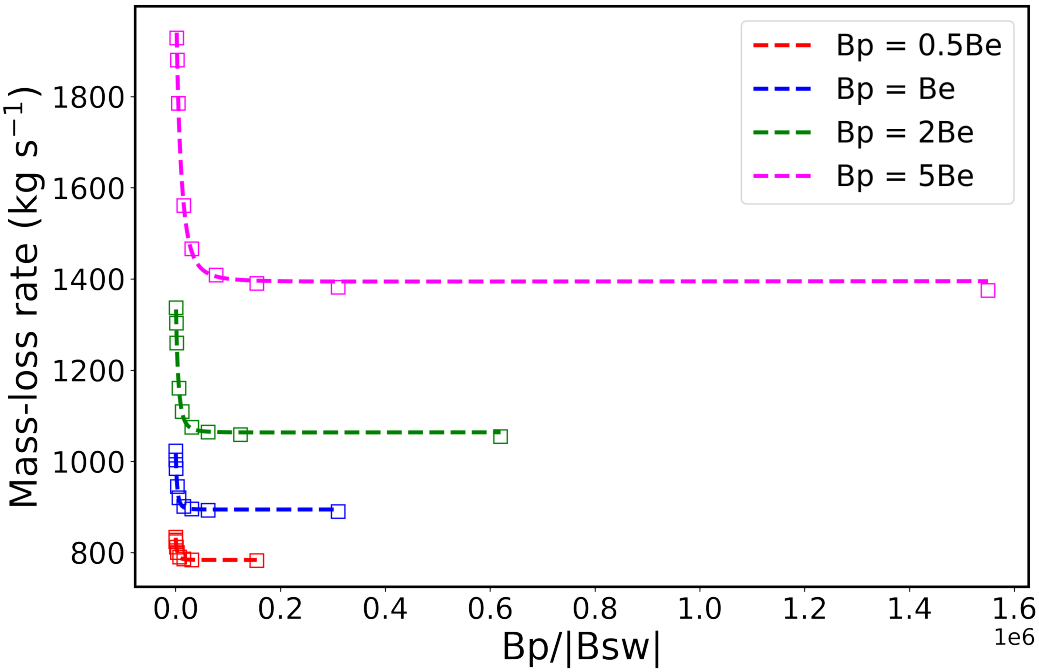


图6. 大气质量损失率对行星磁场强度与恒星风磁场强度之比的依赖关系。模拟结果以方框表示，而解析表达式（方程 11）的拟合结果以点线表示。