arXiv:2303.07579v1 [astro-ph.EP] 14 Mar 2023

利用平方公里阵列揭示太阳系天体磁层、大气层和内部的动力学

Tomoki KIMURA[1]、Yuka FUJII[2]、Hajime KITA[3]、Fuminori TSUCHIYA[4]、Hideo SAGAWA[5] 以及平方公里阵列-日本行星科学团队

[1]东京理科大学，日本东京新宿区神乐坂1-3，邮编162-8601[2]日本国立天文台，日本东京三鹰市大泽2-21-1，邮编181-8588[3]东北工业大学，日本宫城仙台太白区八木山霞町35-1，邮编982-8577[4]东北大学，日本宫城仙台青叶区荒卷字青叶6-3，邮编980-8578[5]京都产业大学，日本京都北区上贺茂本山，邮编603-8555

*电子邮箱：kimura@rs.tus.ac.jp, yuka.fujii.ebihara@gmail.com, hajimekita@tohtech.ac.jp, fuminori.tsuchiya.a8@tohoku.ac.jp, sagawa@cc.kyoto-su.ac.jp

收稿；录用

摘要

太阳系中的行星、卫星和小行星等天体，是在 $\lesssim$10吉赫频段进行低频射电天文学观测时最明亮的目标。太阳系天体的低频无线电辐射呈现出丰富多样的观测特征，包括频谱、偏振、周期性和流量。这些观测特征是探索天体磁层、大气层、表面乃至内部的重要手段。无线电辐射的产生与传播理论将这些特征与环境中蕴含的基础物理学联系起来，例如极光电子加速、回旋加速和大气动量传递。本文回顾了有关太阳系天体低频无线电辐射的既有研究，以揭示关于天体动力学与演化的一些关键问题。为通过未来的观测回答这些关键问题

并利用平方公里阵列（SKA）开展观测，我们对射电辐射的探测与成像进行了可行性研究。总结部分还提出了利用 SKA 将太阳系观测扩展至系外行星的可能性。

关键词： 木星、金星、冰卫星、极光、辐射带、大气层、内部海洋

1 引言

太阳系行星和卫星是天文观测最为人熟知的目标之一。它们是最早一批天文望远镜的观测目标，如今已能在从X射线到低频无线电波的极宽波长范围内进行观测。天文观测与近期航天器原位测量相结合，为研究这些天体的详细性质做出了重大贡献，包括其大气层和磁层结构。尽管如此，仍有许多未解之谜，有望通过新的观测获得线索。其中一项新观测将由新型低频射电天文台平方公里阵列（SKA；例如 Braun 等人，2017年）实现，其在0.1–10 吉赫频段具有很高的灵敏度。

Butler 等（2004）对平方公里阵列研究太阳系天体的预期科学目标进行了广泛综述。作者指出，平方公里阵列观测将通过非热和／或热射电辐射，为太阳系中几乎所有天体带来独特贡献，包括气态巨行星、类地行星、卫星和小型冰质天体。它能够表征木星辐射带的同步辐射，以探测高能粒子和磁场的三维构型；还可能首次探测到土星、海王星和天王星的同步辐射。平方公里阵列的低频观测还可探测气态巨行星和金星的大气层深层，这些区域在较高频率下是不透明的。结合平方公里阵列的高灵敏度，我们便能揭示深层大气的组成成分及其水平分布。通过空间分布信息，还可以研究类地行星和较大型冰质天体的表面性质与地下性质。此外，平方公里阵列还可用于探究小天体的物理和化学性质。

此后，我们对这些行星和卫星的认识取得了长足进展。例如，朱诺探测器近期对木星磁层进行的原位观测，阐明了极区极光电子加速的详细微观物理过程，并探测到了局部强磁场（见§2.3.3）。朱诺号还与空间和

地基望远镜合作开展多波长观测，探测了木星大气深处。至于类地行星，晓号轨道器对金星大气的观测部分解答了一个长期悬而未决的问题：极快速大气环流的维持机制（§4.2.1）。

本文旨在回顾近期针对太阳系天体开展的低频射电观测所提出的具体问题，并探讨如何利用 SKA 解答其中一些问题，同时定量评估 SKA 的射电可探测性。特别是，我们重点研究行星磁层中的粒子加速过程（§2 和 §3）、金星最低层大气的热结构（§4），以及气态巨行星的冰卫星上水羽流可能产生的热辐射（§5）。我们在 §6 总结对未来 SKA 观测的展望，并从更广阔的背景讨论其对系外行星研究的影响。

2 非热辐射：极光射电辐射

太阳系中最明亮的射电辐射，是来自行星极区的极光射电辐射。一般而言，从 X射线到红外波段的极光（下文称为“光学极光”）由大气原子和分子发出，这些原子和分子因与从磁层沉降而来的高能电子碰撞而受到激发。沉降电子的一部分能量会通过等离子体不稳定性转化为电磁波。这就是极光射电辐射，其产生高度高于光学极光。由于极区光学极光和极光射电辐射的产生过程都与沉降电子密切相关，因此长期以来，人们在大多数太阳系行星上都报告了这两种极光之间的相关性（Zarka 2004）。以木星为例，沉降电子总能量的 $\sim 1\%$ 会转化为极光射电辐射能量（Zarka 2004）。由行星自转驱动的极光电流系统及内禀磁场能量（希尔电流系统，见 §2.2.1）从木星中提取出总计为~600 太瓦的电磁能（Hill 2001）。在总电磁能中，200–800 吉瓦用于光学极光辐射，仅有 10–100 吉瓦用于极光射电辐射（Bagenal & Delamere 2011；Clarke 等人 2004）。

根据此前的观测和理论，极光射电辐射的源区很可能固定在行星磁场上，该磁场连接至极区光学极光；相对于源区磁力线，辐射具有各向异性辐射束角。这种各向异性取决于射电频率、源区沉降电子的速度分布，以及射电源区的局地回旋频率。极端的例子是木星十赫兹极光射电辐射（HOM），其波束呈细长的“空心锥”形，张角为

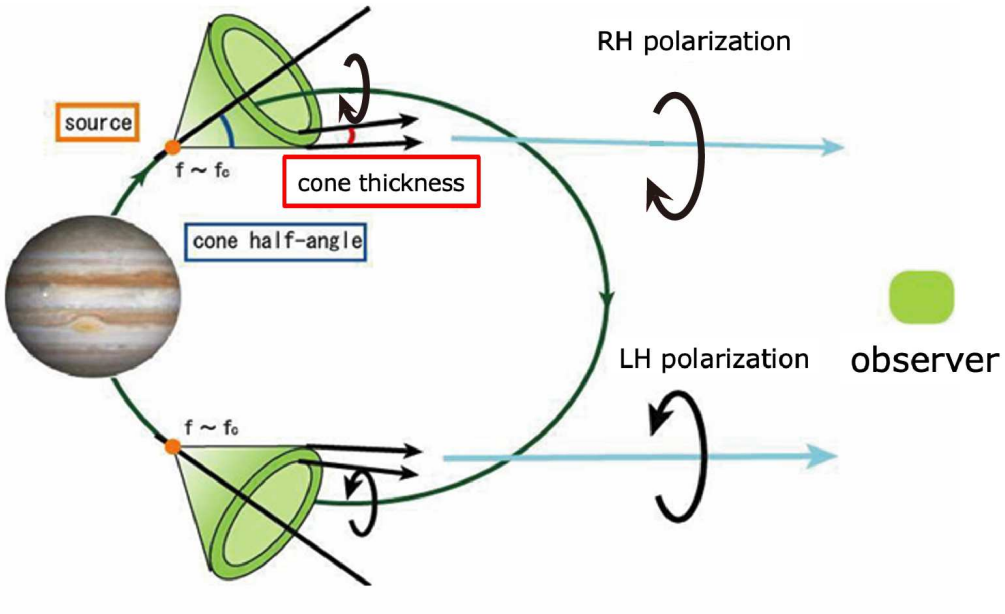


图1. 木星百公里波段极光射电辐射 HOM 的薄“空心锥”形波束辐射示意图，以及相对于源区背景磁场和观测天线的偏振（Itoh，2008）。

$\sim 10s°$。木星磁层中的等离子体由其卫星（主要是木卫一）提供，这些等离子体会使射电辐射发生折射和散射。由于辐射本身具有各向异性，且射线路径受到调制，远在磁层之外的观测者只能在距赤道 $\sim \pm 10°$ 处观测到极光射电辐射（Itoh，2008，图1）。另一方面，土星的极光射电辐射（土星千米波辐射）呈宽广的“实心锥”形波束，角宽达数十°，几乎在所有纬度均可观测到（Lamy 等，2008）。空心锥与实心锥的辐射各向异性差异，归因于沉降极光电子不稳定的速度分布（见§2.1）

由于极光辐射的源区与行星磁层共同自转，远处观测者观测到的无线电辐射具有周期性。这种无线电辐射的周期性可独特地约束气态巨行星内部的自转周期；由于上层大气的动力学作用，光学观测无法准确估算该周期。事实上，根据十米波段极光射电辐射（DAM）估算出的木星“真实”自转周期为 $9^{\mathrm{h}}55^{\mathrm{m}}29^{\mathrm{s}}.37$，而根据赤道区域云层运动推算出的自转周期为 $9^{\mathrm{h}}50^{\mathrm{m}}30.0034^{\mathrm{s}}$（Dessler，2002）。

2.1 极光射电辐射的产生过程

我们在此简要回顾极光射电辐射的产生过程。产生过程理论将观测到的极光射电辐射的时间和谱特征与源区的基本特征联系起来，例如：

沉降电子的速度分布以及背景磁场的回旋频率。

回旋脉泽不稳定性（电子回旋脉泽不稳定性）是激发相干电磁自由空间波（即无线电辐射）的过程，也是最有可能产生极光无线电辐射的机制（Wu & Lee 1979）。在这一过程中，回旋电子与圆偏振无线电波发生“共振”；该波与回旋电子同相振荡，并在能量从电子转换至波的过程中逐渐增强波幅（或者，具体取决于共振条件，也可能使波幅减小）。“损失锥”形分布（图 2）是最有利于无线电波增长的分布之一。理论估算的受激无线电波束射方向和频谱，已被发现能够很好地解释大多数以往的观测结果（Zarka 2004）。

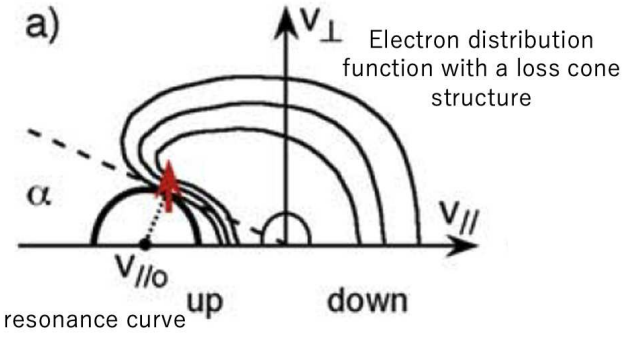


图 2。电子分布函数的损失锥结构，以及用于估算无线电波增长率的“共振曲线”（Hess等人 2008）。横轴表示平行于背景磁场的电子速度，纵轴表示垂直方向的速度。粗黑线为共振曲线，细黑线为具有损失锥结构的速度分布函数密度等值线。与损失锥分布发生最有效共振的圆偏振、平行传播无线电波的相速度称为 $V_{||o}$，

线性增长率和阻尼率通过沿“共振曲线”（图 2 中的粗黑线）对电子速度相空间密度的梯度进行积分来估算。共振曲线定义如下：

$$\omega - k_{||} v_{||} = \frac{n\omega_c}{\gamma}, \tag{1}$$

其中，ω 为波角频率，$k_{||}$ 为平行于背景磁场的波数，$v_{||}$ 为平行电子速度，n 为共振阶数，ω_c 为局部回旋角频率，γ 为电子的洛伦兹因子。回旋角频率 ω_c 由元电荷 e、背景磁通密度 B 和电子质量 m_e 表示为：

$$\omega_c = \frac{eB}{m_e} = 28[\mathrm{Hz}] \times \left(\frac{B}{1[\mathrm{nT}]} \right) \tag{2}$$

公式 1 相关　对应于电子速度相空间中取决于 $v_{||}$ 和 $v_{\perp}$ 的二次曲线

无线电波的增长和衰减由沿共振曲线对分布函数进行梯度积分所得结果的正负决定。如果积分值为正，无线电波会因波增长而被激发，反之则会衰减。最稳定的分布函数——高斯分布——积分结果始终为负，因此无线电波会衰减。共振曲线取决于无线电波的色散关系（即 (ω, k) 的组合）。因此，在特定的 (ω, k) 组合下，无线电波会被激发或衰减。这会导致谱结构和相对于背景磁场的波束辐射呈现多种特性。假设共振曲线已知，这些特性可通过对分布函数进行数值积分来理论估算。

电子回旋脉泽不稳定性过程要求，在射电源区中，源区电子不发生碰撞，并以回旋频率 ω_c 绕转；该频率远高于电子等离子体频率 ω_p （即 $\omega_p/\omega_c \ll 1$），其中

$$\omega_p = 2\pi f_p, \quad f_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\pi m_e}} = 8.979\ [\mathrm{kHz}] \times \left(\frac{n_e}{1\ [\mathrm{cm}^3]}\right)^{1/2} \tag{3}$$

电子数密度为 n_e。这一要求对应于电子绕转速度远快于等离子体振荡、并有效地与无线电波发生共振的条件。在强磁化行星的极区上方，这一条件通常能够得到较好满足。

对于非相对论电子且共振阶数为 $n = 1$ 的情况，方程 1 中的共振条件可简化为 $\omega \sim \omega_c$。这意味着激发的无线电波频率几乎等于回旋频率。利用 $\omega \sim \omega_c$，可根据远距离观测到的射电频率估算射电源区的磁通密度：

$$B \sim \frac{m_e \omega}{e} \tag{4}$$

需要注意的是，对于某些由相对论电子（$>$ MeV）通过电子回旋脉泽不稳定性激发的无线电辐射，这一近似并不成立；此时洛伦兹因子远大于 1（Kimura 等，2011）。在相对论情形下，激发的无线电辐射频率显著低于局地回旋频率，且取决于电子能量。

2.2 极光射电辐射的能源

作为极光射电辐射能源的沉降电子，其流量和能量会随磁层动力学而动态变化。受激极光射电辐射的强度和频谱会响应沉降电子流量和能量的变化。本节将简要介绍极光电子加速的三种能源。

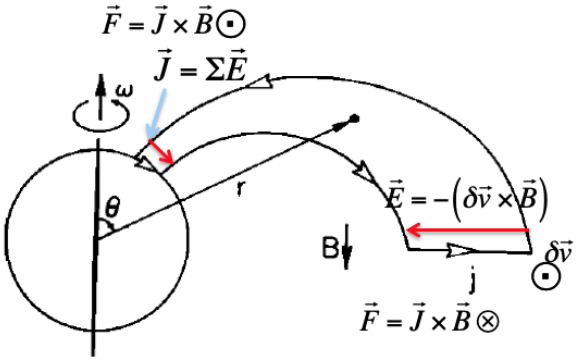


图3. 希尔电流系统示意图（Hill 1979）。白色箭头和红色箭头分别表示磁层—电离层耦合电流和磁层中的发电机电场。

2.2.1 希尔电流系统

对于极光电子而言，最有效的加速过程是与连接电离层和磁层的电流系统相关联的沿磁场方向的电势。

在木星和土星等快速自转且具有磁场的气态巨行星上，旋转磁层中驱动的发电机过程会形成希尔电流系统。该电流系统需要具备以下条件：(1) 行星快速自转；(2) 强内禀磁场；(3) 充满空间等离子体的磁层。例如，木星的自转周期为 ~ 10 小时，赤道附近的表面磁场为 ~ 5 高斯，而在 6 R_J 处的等离子体密度为 2, 000 cm^{-3}；这些等离子体由木卫一上的火山喷发提供。木卫一提供的等离子体因角动量守恒而发生亚共转，并在离心力作用下向外输运。方位速度的共转滞后 δv 产生“发电机电场” $E = -\delta v \times B$，如图3所示，其中 B 为磁层中的磁通密度。发电机电场施加于具有有限电导率的极区电离层，从而在子午面内形成电流回路，使电离层与磁层耦合。该电流系统产生的洛伦兹力（$J \times B$）会抽取行星自转的角动量，并将其传递至磁层。

在木星，希尔电流的总强度最高可达数千万兆安（Hill 2001）。为了维持电离层上方极区磁层中的流量（即电流密度），需要沿磁场电流，这会产生沿磁场方向电场，例如所谓的倒V形电场结构（例如，Cowley and Bunce 2001）。沿磁场方向电场产生的电子加速能量最高可达数百千电子伏，甚至可能达到兆电子伏范围，并使电子沉降进入大气层（例如，Mauk et al. 2017）。沉降电子会激发光学和射电极光辐射。据估计，希尔电流系统中沿磁场加速所激发的无线电辐射总能耗为 100 吉瓦（Zarka 2007）。

2.2.2 木卫一—木星电流系统

在木星系统中，共转磁场以相对方位速度 $|\mathbf{v}| \sim 54\,\mathrm{km\ s^{-1}}$ 穿过木卫一的火山大气，从而产生发电机电场 $\mathbf{E} = -\mathbf{v} \times \mathbf{B}$；该电场在木卫一的电离大气中产生电流，并使木卫一与木星极区相耦合（Thomas et al. 2004）。木卫一处发电机电场和电流的方向均为径向向外。木卫一-木星电流系统的总电流为 1 MA，其激发极光射电辐射的方式与希尔电流系统相同。据估计，木卫一-木星电流系统中极光射电辐射的总能耗为数吉瓦。与木卫一-木星电流系统相关的极光射电辐射称为木卫一十公里波（Io-DAM），它在穿过木卫一的磁力线的极区足点上方激发。因此，木卫一十公里波的出现取决于木卫一的轨道相位以及木星的自转相位（例如，Dessler 2002）。

2.2.3 太阳风

太阳风是源自太阳的等离子体流，也是磁层、电离层和大气层中极光射电辐射及其他电磁动力学过程的重要能源。太阳风中沉积的总电磁能量只有一小部分（通常为 $\sim 1\%$）输入磁层，并驱动等离子体对流，最终在磁层中形成电流系统。例如，在木星磁层中，太阳风能量输入估计为 130 TW（Bagenal & Delamere 2011），而从木星自转和内禀磁场中提取并储存在磁层中的总能量估计为 ~ 600 TW（Hill 2001）。与希尔电流系统类似，太阳风能量会产生电流系统，使极区上空的极光电子加速。太阳风能量的输入速率取决于太阳风的坡印廷通量和磁层截面。Zarka（2007）发现了太阳风能量输入与极光射电辐射通量密度之间的标度律（图 4）。这就是“行星射电辐射的波得定律”，最近被用于估算系外行星的极光射电通量。极光射电通量会随太阳风变化而改变。例如，Gurnett 等人（2002）和 Prang´e 等人（2004）观测到，当太阳风激波结构压缩木星磁层时，木星的极光射电通量较平静水平增强了 3–5 倍。

2.3 极光射电辐射能源的最新认识

前文各节回顾的极光射电辐射能源，会随时间和空间动态变化，具体取决于磁层环境。此处我们简要回顾关于极光射电辐射能源动力学的近期研究。

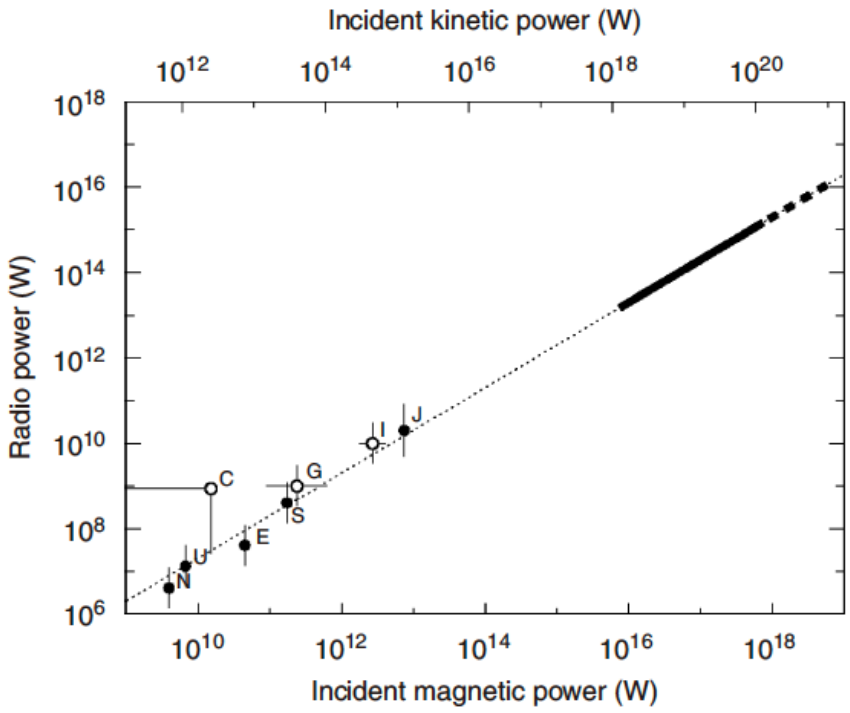


图 4. 行星极光射电通量的标度律（Zarka 2007）。该图展示了极光射电流量与输入行星磁层的能量之间的关系。横轴表示太阳风的电磁能或动能，纵轴表示太阳系中行星和卫星发出的通量密度。N、U、C、E、S、G、I 和 J 分别表示海王星、天王星、木卫四、地球、土星、木卫三、木卫一和木星。

2.3.1 磁层中的质量传输

§2.2 节回顾的极光电流系统由磁层中等离子体的环流产生。环流等离子体的质量分布始终受源与损失过程之间的平衡控制。例如，在木星，木卫一的火山可能提供等离子体质量，这些等离子体在等离子体环中经历离心驱动的交换运动，随后向中磁层和外磁层径向输运（Horne 等，2008）。径向输运所分布的磁层总质量估计为 1.5×10^9 kg。在准稳态下，磁层总质量由两种过程维持平衡：木卫一火山气体提供的质量源过程（每秒数百至数千千克）与等离子体从磁层喷射至行星际空间造成的质量损失过程（例如，Bagenal & Delamere 2011）。磁层中的质量平衡及相关等离子体环流会随时间变化，以响应太阳风能量输入，以及卫星释放水和火山气体的喷发率（Kimura 等（2018））。这最终会导致极光电流系统发生变化，并引发相应的电子加速。事实上，与等离子体团喷发相关、周期为 $\sim$ 2–3 天的瞬态紫外极光爆发，在木卫一火山显示出大规模喷发信号、质量加载率提高 1.5 倍时，强度有所增强

偏离稳态（Kimura 等（2018））。紫外极光爆发发生在瞬态极光射电辐射之后，高能电子注入可能与磁尾重联有关（例如，Louarn 等（2014））。

2.3.2 太阳极紫外依赖性

Kimura 等（2013）发现，土星极光射电通量存在季节变化，这很可能是由于土星自转轴倾角较大（26.7°），导致照射到土星大气的太阳紫外通量随季节显著变化所致。夏季半球发出的极光射电通量是冬季半球的100倍。根据极光射电辐射的谱结构，Morioka 等（2012）指出，地球极光加速区的垂直范围明显随季节变化，这与其较大的自转轴倾角（23.4°）有关。尽管通量密度和频谱发生季节变化的原因仍不清楚，但照射到电离层的太阳紫外通量可能随行星轨道运动而变化，进而改变电离层电导率，导致极光电流系统和无线电辐射发生变化。先前研究认为，电离层等离子体流动模式和中性大气风的季节变化也可能改变极光电流系统及由此产生的极光射电辐射（例如，Jia 等（2012））。

2.3.3 朱诺号的研究结果：极光电子加速的关键物理机制

最近，朱诺探测器通过原位测量，在木星极区的极光电子加速微观物理方面取得了令人惊讶的发现。人们长期以来强烈预期，倒V形场向电势结构是木星和地球上占主导地位的极光加速过程（例如，Cowley and Bunce 2001）。然而，朱诺号在主发射区上方的原位观测清楚地表明，倒V形结构在空间范围和能量方面都只是次要成分（图5；Mauk et al. 2017；Mauk 等（2020））。Mauk et al. (2017) 和 Mauk 等（2020）发现，最显著的过程是随机加速，这一过程可能由从赤道磁层传播至极区极光区的色散阿尔芬波驱动（Saur 等（2018））。根据朱诺号原位数据估算，倒V形结构中沉降极光电子的能流为 $\sim 10^{-1}$ W m^{-2}，而随机加速区中的能流为 ~ 1 W m^{-2} （图5b；Mauk et al. 2017）。

一些开创性研究（Saur 等（2003）；Tao 等（2015））已经指出，阿尔芬波由赤道中磁层 20–30 R_J 处激发的磁流体动力学湍流所激发；从赤道中磁层传播至极区极光区后，它们可成为电子的重要能源。朱诺号新近发现的极区随机加速

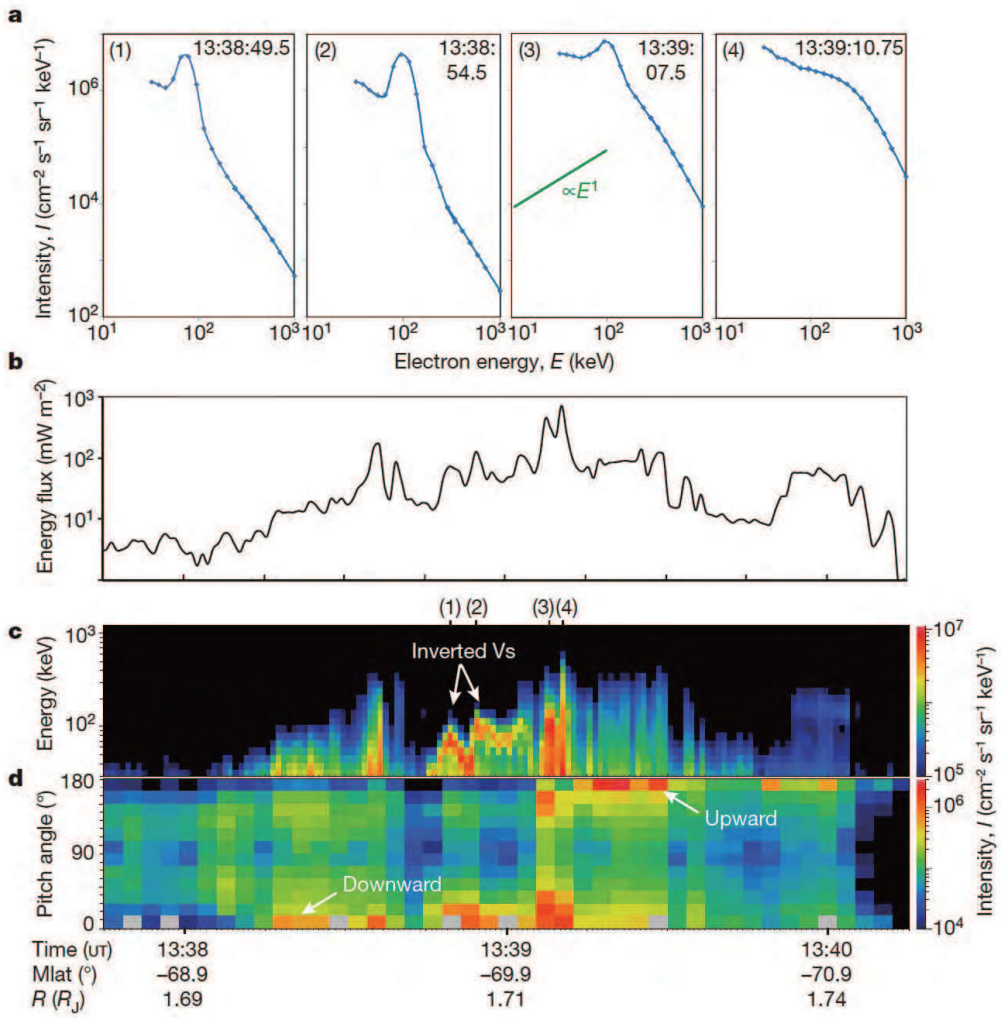


图5. 朱诺探测器搭载的高能粒子探测器在主发射区上方测得的高能极光电子能谱、能流和能量-时间图（Mauk et al. 2017）。(a) 面板 (c) 中标记为 (1)、(2)、(3) 和 (4) 的时段对应的微分能流谱。(b) 向下沉降电子能流。(c) 向下沉降电子的能量-时间谱。(d) 能量为 10–1,000 千电子伏的电子俯仰角分布。

可能是这一过程的一部分。阿尔芬波随机加速与传统的希尔电流系统（§2.2.1）以及木卫一-木星电流系统（§2.2.2）之间的关系仍然未知。然而，在磁流体力学理论中，阿尔芬波的磁螺度等同于场向电流，这表明从微观角度看，全球极光电流系统涉及阿尔芬波。Saur 等人（2003）估算，磁层湍流向极光区输送的坡印廷通量总量在 18–30 R处为 30 太瓦，约为希尔电流系统从 21 R处的赤道中磁层输送的总能量的一半。这表明，阿尔芬波以电流的形式，将大量电磁能从磁层输送至极光区。目前，阿尔芬波加速正在被

在磁层与电离层之间沿磁力线进行数值求解，并涉及高能电子与色散型阿尔fvén波相互作用的动力学效应（Damiano 等（2019））。

赤道磁层中磁流体动力学湍流的产生过程也是一个尚未解决的重要问题。基于波粒相互作用理论的阿尔fvén加速研究（Saur 等（2018））假设，赤道磁层中的交换运动（§2.3.1）是驱动阿尔fvén波向极区极光区传播的过程。然而，对于木星的离心力驱动系统，磁流体动力学湍流激发阿尔fvén波的过程尚未得到证实。

结合波生成理论与朱诺号原位高能电子测量，对极光射电辐射激发过程的微观物理机制进行了定量研究。Louarn 等（2017）和 Louarn 等（2018）从观测到的、具有圆锥形和损失锥结构的电子速度分布出发，在理论上证明 HOM 能以足够的波增长率被激发；这些结构与阿尔fvén随机加速过程相符。Louarn 等（2017）得出波振幅增长的典型倍增时间为 10^{-4} 秒，由此产生的放大路径为 ~1000 千米，可能局限于射电源区内。Louis 等（2021）全面研究了极光射电辐射各组成部分的纬度分布，这将有助于约束极光射电源的位置、波束辐射特征及电子分布函数。

除了主发射区外，朱诺号还发现了极冠区中的单向向上兆电子伏电子束和向下兆电子伏离子（Mauk 等（2018）；Mauk 等（2020））。这些高能粒子束可能与极冠区激发的准周期极光射电暴和X射线极光有关，其周期为几分钟至几十分钟（Yao 等，2021）。

2.4 利用平方公里阵列对木星极光射电辐射源成像

从综述中提取出了一些关于前文所述极光加速过程的关键问题：

- 赤道磁层中的交换运动如何激发阿尔芬波及相关的磁流体动力学湍流？（§2.3.1 和 2.3.3）
- 电离层和磁层中的阿尔芬波加速与倒V形加速如何随时间和空间变化？（§2.3.3）
- 能源如何控制极光加速？（§2.2.1、2.2.2、2.2.3、2.3.1 和 2.3.2）

在此，我们提出利用平方公里阵列开展未来观测，以探讨这些关键问题。

正如 Morioka 等（2012）所提出的，源区内极光射电辐射的空间范围与沉降极光电子的空间范围直接对应。对源区内的极光射电辐射进行成像，对于揭示极光加速过程（如阿尔芬加速和倒V形加速）及相关的磁层动力学至关重要。例如，根据以往的观测（如 Clarke 等人，2004），估计木星极区极光区的最大磁通密度小于 ~ 10 G，对应的局地回旋频率低于 ~ 30 兆赫。这意味着极光射电频谱中的主要结构应低于 ~ 30 兆赫，低于平方公里阵列的可观测频率。然而，朱诺号近期通过原位测量发现了一个称为“磁异常”的强磁化区域，其表面磁通密度超过 20 G（Connerney 等人，2018）。在磁异常正上方激发的极光射电辐射，其频率将高于 50 兆赫。与以往研究观测到的频率相比（如 Zarka，2004），这一最高频率是迄今为止的最高值。50 兆赫处的通量密度将显著低于 50 兆赫以下的射电频谱主要分量。平方公里阵列低频阵将在 > 50 兆赫处以全球最高灵敏度进行频谱观测，有望实现对木星极光射电源的成像，具体讨论见下文。沿源磁力线的通量密度分布能够揭示高能极光电子、沿磁场方向电场的垂直廓线及其动力学。由于加速区本身不直接产生辐射，因此无法通过其他波长的遥感测量垂直廓线。基于此类垂直廓线，我们可以探讨沿磁场方向电场的源过程、磁层-电离层耦合过程及其时间活动。特别是，朱诺号发现的阿尔芬加速区（§2.3.3）预计沿极光磁力线呈现波状结构，可通过平方公里阵列的高空间分辨率成像加以观测。

2.4.1 可探测性：SKA1 和 2

根据 Connerney 等人（2018）对朱诺号的原位测量发现，木卫一在木星极区电离层中的磁足点穿过磁异常。木卫一位于磁异常上方、地表磁场为 > 20 G 的磁足点会在 50 兆赫以上发射十米波射电辐射，这与木卫一-木星电流系统有关。十米波射电通量谱在 50 兆赫以上很大程度上取决于频率，范围为 1 Jy 至 10^6 Jy（Zarka，2004）。表面磁异常的空间范围直径可能为 $\sim 1 R_{\rm j}$，从地球上木星冲日期间观测时对应 20 角秒。极光射电源的垂直范围尚不清楚，此处我们假设其空间尺度与表面磁异常相同。

在 60 兆赫下曝光 1 小时、波束半高全宽为 23.5 角秒时，SKA1-Low 的检测限为 163μJy/波束（Braun 等人，2017年）；借此，我们可以通过逐秒快照监测极光射电源。请注意，射电源的空间范围与 SKA 波束大小相当。在场向电场激活期间，我们能够分辨出大于波束大小的延展射电源区。以当前 SKA 波束大小，足以分辨射电源的共转运动。利用上述估算的足够信噪比，可以检测到射电流量中约 10 秒的快速时间变化。这种高时间分辨率对应于迄今探测到的宏观磁层活动的最短时间尺度，例如在磁层中传播的阿尔芬波的周期性。

SKA1-Low 成像将探测到最快的磁层活动，有助于理解由阿尔芬波产生的场向电子加速过程及其他重要物理过程（见 §2.3.3）。空间分辨率比 SKA1 高 10 倍的平方公里阵列第二阶段，将把射电源区分成 10 个像素 $\times$ 10 像素，从而分辨场向电场的结构。通过在 10 小时至一个月的时间范围内监测极光射电源区空间延展及其强度的时间变化，我们可以研究阿尔芬加速的能源，该能源可能与希尔电流系统（§2.2.1）、木卫一-木星电流系统（§2.2.2）、太阳风（§2.2.3）、磁层中的质量传输（§2.3.1）以及太阳极紫外辐射（§2.3.2）有关。

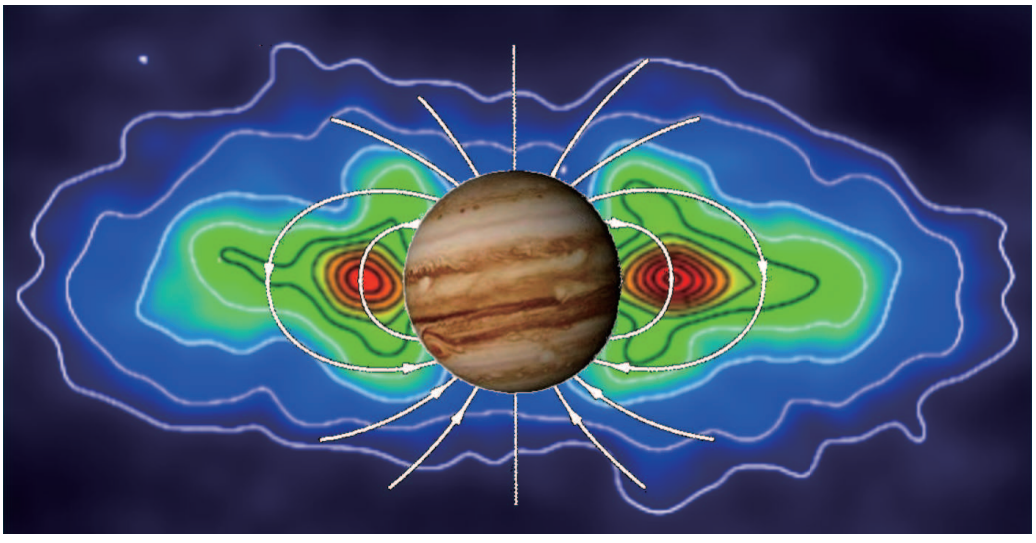


图 6. GMRT 在 610 兆赫观测到的木星同步辐射空间分布。

3 非热辐射：同步辐射

3.1 行星辐射带与加速过程

磁化行星周围通常存在辐射带。木星拥有太阳系中最强的辐射带，电子能量可达 50–100 MeV（Bolton 等，2002）。在洛伦兹力的作用下，这些相对论电子沿磁力线作螺旋运动，并产生同步辐射。对于木星，同步辐射可由地面射电望远镜在几十兆赫至几十吉赫的频率范围内观测到。图 6 展示了利用巨型米波射电望远镜（GMRT）观测到的同步辐射空间分布。该图清晰地显示，电子集中在磁赤道附近，这表明磁场具有偶极性质。受射电望远镜当前灵敏度的限制，同步辐射的空间范围仅延伸至约 3 R_j 的径向距离。该辐射区域的核心区域位于距木星约 1.5 R_j 处，同时也能看到高纬度成分。

电子在磁场强度为 B [G] 的磁场中，其能量为 E [MeV] 时发出的同步辐射强度 P [W/Hz]（频率为 ν[MHz]）表示为：

$$P \simeq 2.34 \times 10^{-29} B F(\nu/\nu_c) \sin\theta \ [\mathrm{W/Hz}] \tag{5}$$

其中，

$$F(x) = x \int_0^\infty K_{5/3}(\eta) d\eta, \tag{6}$$

$$\nu_c = 16.08 B E^2 \sin\theta, \tag{7}$$

$K_{5/3}$ 为修正贝塞尔函数。θ 表示电子速度矢量与磁场之间的夹角，称为俯仰角。当木星与地球之间的距离为 4 AU 时，在地球上观测到的木星同步辐射总强度在 1.5 GHz 下约为 5 Jy。如公式（5）所示，木星同步辐射的流量变化是由电子能量、俯仰角以及磁层中相对论电子空间分布的变化引起的。与其他电磁辐射相比，木星同步辐射是探测木星辐射带空间分布及其动力学的有效手段。

磁层中的电子输运可近似为径向扩散过程。在向内扩散过程中，由于第一绝热不变量（$W_\perp/B$，即所谓的磁矩；其中 $W_\perp$ 是电子垂直于磁场方向的能量）守恒，电子的垂直能量会增加。这种“加热过程”也称为回旋加速。由于电子受到垂直于背景磁场方向的回旋加速，辐射带电子的俯仰角分布集中在约 90 度附近

。因此，在侧视观测中，木星同步辐射沿垂直于磁力线的方向发射，并在该方向上亮度最大。如果磁轴与自转轴不对齐，同步辐射就会出现调制。木星磁轴的倾角约为 10 度，同步辐射的表观强度调制约为 10%，这称为波束辐射曲线。波束辐射曲线的振幅取决于相对论电子的俯仰角分布。俯仰角分布越集中在 90 度附近，调制振幅就越大（Miyoshi et al. 1999）。研究人员利用木星同步辐射的这些物理特征，测量了木星磁层的自转周期、磁轴倾角和磁场强度。

辐射带电子的来源包括太阳风、行星大气以及从卫星喷发出的气体。电子在径向扩散过程中经历某些加速过程，获得相对论性能量（Lejosne & Kollmann 2020）。在地球磁层中，径向扩散由波动的超低频（ULF）波和/或亚暴引发的对流电场驱动。然而，由于木星磁层尺度庞大，这些过程在木星磁层中并不起作用：对于沿方位方向缓慢漂移的相对论性粒子而言，ULF 波和对流电场并未局限于特定空间区域。人们认为，木星内磁层中的径向扩散由电离层发电机风驱动（Brice & McDonough 1973；Goertz et al. 1979；de Pater & Goertz 2018）。因此，电离层的太阳紫外加热是影响木星辐射带的重要控制因素之一。同步辐射的时间变化和空间分布观测结果支持这一设想（Miyoshi et al. 1999；Tsuchiya et al. 2011；Kita et al. 2013；Kita et al. 2015）。在木卫一轨道之外，由交换不稳定性（Southwood & Kivelson 1987；Kollmann et al. 2018）以及晨昏电场（Murakami et al. 2016；Han et al. 2018）驱动的电场波动，是电子径向输运和绝热加热的驱动因素。晨昏电场受太阳风动压调制（Murakami et al. 2016），而同步辐射的年际变化可由晨昏电场驱动的径向扩散系数变化来解释（Han et al. 2018）。

虽然回旋加速是木星辐射带中的一种主要加速机制，但仅凭这一机制还不足以达到观测到的粒子能量。此外，太阳紫外线/极紫外加热和太阳风都无法解释所有中期（数周至数月）和长期（数年）时间尺度上的变化。其他可能的额外加速过程包括外磁层中的预热，以及中磁层中的波粒相互作用。朱诺号航天器近期的观测显示，木星极区存在持续向上的高能电子束（Mauk et al. 2017; Ebert et al. 2017; Clark et al. 2017）。由于极

区通过磁力线映射至外磁层，这些电子将成为外磁层中高能电子的来源。当这些电子向内运动时，会通过回旋加速过程进一步加速，最终在辐射带中达到相对论性能量（另见 §2.3.3）。此外，波粒相互作用预计也在辐射带电子的加速过程中发挥重要作用。哨声模波粒相互作用是地球辐射带中的一种重要加速过程（Miyoshi et al. 2018）。哨声模合声辐射是一种等离子体波，具有精细的谱结构。在木星，旅行者号和伽利略号发现了类似于地球上存在的等离子体波。对伽利略号观测到的等离子体波进行统计分析后发现，哨声模合声在木卫三轨道与木卫一轨道之间增强，其峰值位于木卫二轨道附近（Katoh et al. 2011）。目前尚未揭示这类等离子体波活动如何改变辐射带在中期（数周至数月）和长期（数年）时间尺度上的状况。哨声模合声由注入内磁层的热电子激发（Horne et al. 2008），而这些热电子与交换不稳定性导致的木卫一喷出重等离子体向外输运有关（Yoshioka et al. 2014）。火山活动如何影响木星辐射带的加速过程仍是一个正在研究的课题。如果能在木卫一和木卫二轨道之间观测到同步辐射，将有助于我们理解太阳系中最强辐射带里的电子加速机制。

3.2 行星同步辐射的观测

以下是将通过平方公里阵列观测回答的关键问题。

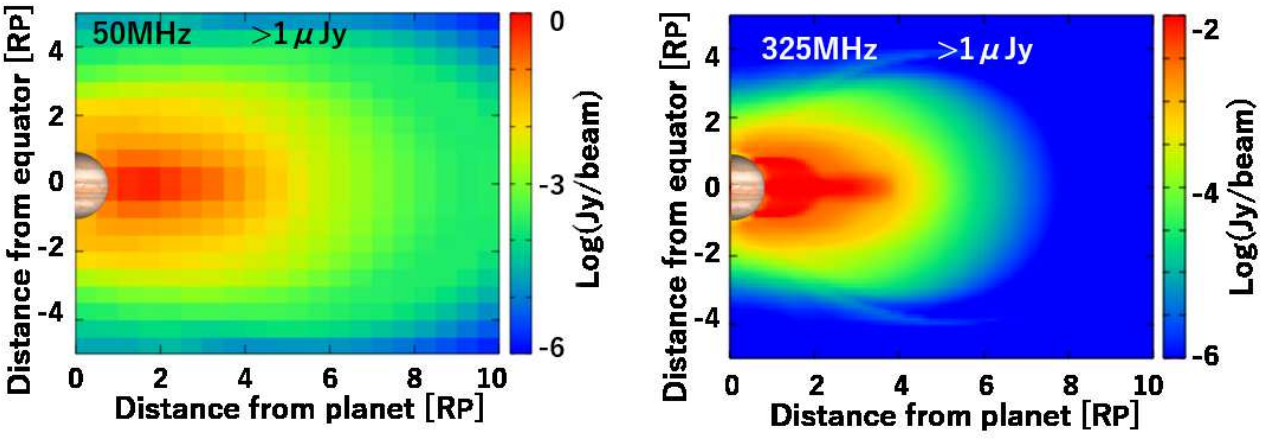


图 7. 木星的　　在 Garrett等人提出的偶极磁场和粒子分布模型下，50 兆赫和 325 兆赫处同步辐射的空间分布（2005）。

• 外磁层中的预加热如何控制木星辐射带?
• 辐射带中通过径向扩散实现回旋加速时，电场扰动的主要来源是什么?

• 波粒相互作用如何改变辐射带?

平方公里阵列空前的高灵敏度将使我们能够探测此前尚未发现的微弱木星同步辐射。换言之，我们可以研究更大范围内的辐射带电子。图7展示了木星在50 兆赫和325 兆赫下的同步辐射。木卫一和木卫二分别位于5.9 R_j 和9.4 R_j处，而木星的视直径为30-50 角秒。SKA 1-low在50 兆赫和300 兆赫下的空间分辨率分别为23.5 角秒和4.6 角秒（Braun 等人，2017年）。图7的像素尺寸与预期波束大小几乎相同。根据此前对木星同步辐射的观测，木星辐射带的变化时间尺度为数天，因此，采用1小时的积分时间来探测其时间变化是合理的。这些频率下1小时积分可探测到的最低射电流量分别为 163 μJy和 11 μJy（Braun 等人，2017年）。将这些灵敏度与图7进行比较可知，SKA1 low能够在325 兆赫下探测到延伸至木卫一轨道的同步辐射，并在50 兆赫下探测到延伸至木卫二轨道的同步辐射。

在此，我们展示如何利用平方公里阵列揭示三种加速过程——预加热、回旋加速和波粒相互作用——的物理特征，并全面了解产生辐射带的等离子体—磁层相互作用。

平方公里阵列的观测将与木星冰卫星探测器（计划于2023年发射）和欧罗巴快船号（计划于2024年发射）的原位观测协同开展。平方公里阵列的观测可以监测辐射带的大尺度结构，但无法观测发生预加热过程的外磁层。另一方面，原位观测可以测量发生预加热过程区域的粒子能量和分布，但无法获取辐射带的整体特性。通过观测红外、紫外和射电辐射，研究还可结合对极光活动时间变化的观测进一步完善。将这些测量结果与平方公里阵列观测到的同步辐射相结合，我们便能探讨它们之间的关联。

显然，回旋加速在木星磁层中发挥着重要作用；然而，导致辐射带径向扩散的电场扰动，其来源仍不清楚。人们认为，木星高层大气中的电场扰动是径向扩散的主要来源之一，并且与太阳紫外线/极紫外线密切相关。此外，晨昏电场也是径向扩散的重要来源（Han et al. 2018），它与太阳风动压有关。木星大气扰动的径向扩散系数与 L^3 成正比，其中 L 是木星本征偶极磁场的 L值；而晨昏电场的径向扩散系数与 L^6 成正比。平方公里阵列（SKA）能够观测广阔的

径向范围内的同步辐射。这是根据同步辐射射电通量的空间变化及其与太阳风和太阳紫外线/极紫外线的相关性，探讨电场扰动来源所必需的信息。

尽管木星中磁层中已发现哨声模波，但尚不清楚波粒加速是否是木星辐射带中有效的加速过程。平方公里阵列能够观测到木卫二轨道附近的波粒加速区，因此我们可以评估中磁层附近高能电子的时间变化，这种变化可能与波粒加速有关。与木星冰卫星探测器和欧罗巴快船号开展同步观测，有助于我们理解波粒加速的时间变化以及高能电子的产生。此外，如果能够观测到木卫二轨道附近同步辐射频谱的变化，这可能就是波粒加速的迹象。因此，时空变化和频谱特征对于探讨波粒相互作用的影响都很重要。

土星也有辐射带。土星的磁场强度是木星的 1/10，而由于主环造成的损失，其电子能量低于 10 兆电子伏。因此，土星同步辐射的强度远弱于木星。预计其在 100-300 兆赫频段的总流量为 0.15-0.45 毫央斯基（Lorenzato 等（2012））。平方公里阵列的 SKA 1-low 需要 ~ 1 小时的积分时间才能探测到土星的同步辐射。曾尝试使用低频阵列观测土星的同步辐射，但尚未发现来自土星的同步辐射。如果 SKA 1-low 能够观测到土星的辐射带，将为行星辐射带的比较研究提供更多信息。

4 热辐射：行星大气

4.1 巨行星深层大气的无线电辐射

行星大气层热辐射图能告诉我们大气温度的空间分布，以及不透明度来源（即大气组成成分）的丰度。一般而言，观测到的热辐射来自大气光学深度（沿视线方向）约为 1 的区域。由于大气中的分子和云会吸收辐射，大气不透明度会随波长而变化。这意味着，通过选择不同的观测波长，可以探测行星大气层的不同高度。图 8 展示了木星射电热辐射的一个典型例子。图中绘制的核函数称为权重函数，它们是大气透射率对高度的导数，表示在特定频率下观测到的热辐射中，各个高度所占的权重

。在木星大气中，NH_3 在 23–24 吉赫处会产生强烈吸收。选择低于这一 NH_3 吸收频率的观测频率，就能探测到更深的木星大气层。NH_3 也是土星大气中的主要吸收气体。在天王星和海王星中，H_2S 在 ~1–10s 吉赫的宽广频率范围内对大气不透明度的贡献会增加（de Pater 等，1991）。这些巨行星中的物质（木星和土星中的 NH_3 和 PH_3 气体，以及天王星和海王星中的 H_2S）来源于深层大气，因此它们的三维分布可用于约束空气从深层向上输送或向深层下沉的过程。

Butler 等（2004）综述了若干有关巨行星大气层的科学问题，这些问题预计将通过未来的平方公里阵观测加以探究。本文不再重复这些问题，而是简要介绍利用甚大天线阵和朱诺探测器获得的一些新发现。

甚大天线阵曾多次用于观测木星（例如 de Pater 等（2016）、de Pater 等（2019））以及其他巨行星。这些甚大天线阵观测通常会连续数天进行数据积分，每天通常观测 ~10 小时，以便累积不同阵列构型下的数据。因此，观测到的射电图在经度方向上会发生模糊。de Pater 等（2019）对甚大天线阵在 3–37 吉赫频段拍摄的木星图像进行了深入分析。研究人员从经度模糊的图像中发现，存在一个特定纬度范围（8.5–11°N），其中分布着一系列热点。de Pater 等（2019）还成功重建了经度分辨

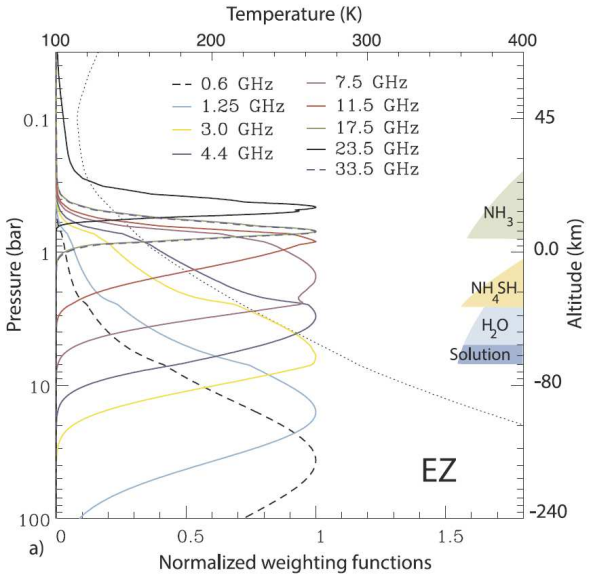


图 8. 木星在若干波长下的热辐射权重函数（de Pater 等，2019）。权重函数表示所选波长的热辐射对哪些高度敏感。计算采用赤道带的热化学平衡大气模型。虚线表示大气温度（上方横坐标），右侧纵坐标还标示了云层的位置。

图，采用了一种名为“facet 技术”的创新图像合成技术，以校正行星自转造成的图像畸变（Sault 等人，2004年）。经度分辨图显示，木星深层大气中存在数个热点和氨羽流。一些大型羽流中的 NH_3 气体似乎处于过饱和状态，其所在压力层高达 0.5 巴，这表明 NH_3 气体在凝结析出之前，已被抬升至主要 NH_3 云层之上。未来利用空间分辨率和灵敏度更高的平方公里阵列进行观测，将能更详细地呈现这些热点和羽流。

研究木星中 H_2O 的丰度也具有重要的科学意义，因为这有助于约束这颗气态巨行星的形成模型。近期，朱诺探测器搭载的微波辐射计（MWR）测得了赤道区域在 0.7 至 30 巴压力层中的 H_2O 丰度（Li 等人，2020年）。测得的 H_2O 丰度比根据原太阳氧氢比预期的值高出 ∼2.7 倍。然而，朱诺号/MWR 射电观测的空间覆盖范围有限，因此尚无法确定测得的 H_2O 丰度能否代表木星大气的全球丰度。

4.2 类地行星大气的无线电辐射

对于类地行星而言，低频射电观测主要用于表面科学，而对其大气层的研究则更多采用较高频率（毫米波或亚毫米波）。尽管如此，金星大气仍是低频观测的一个有趣目标。

4.2.1 揭示云层下的金星大气

金星拥有厚重的一氧化碳$_2$ 大气层（表面气压为90巴），其全球覆盖着厚厚的 H_2SO_4 云，分布在50–70公里的高度。众所周知，金星大气会使行星快速自转，即所谓的大气“超旋转”，其速度达到行星自转速度的 ∼60 倍（云顶高度处为>100 米/秒）。为维持这种全球性的快速大气环流，行星自转的角动量必须向上传输至大气层，并分布于所有纬度。这种维持机制长期以来一直是金星大气科学中尚未解决的问题。有趣的是，土卫六、木星和土星也存在超旋转大气层。因此，理解太阳系中大气层的超旋转现象，是行星科学更广阔领域中的一个重要课题（Imamura 等人，2020年）。

最近，Horinouchi 等人（2020）分析了日本金星轨道器“晓”获取的风速图，终于揭示了超旋转机制的一部分。

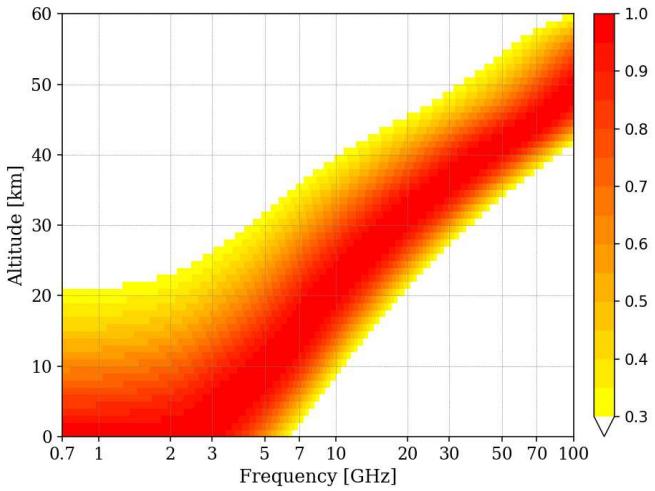


图9。金星大气射电辐射的权重函数。假设采用标准大气条件，并考虑 CO_2 和 SO_2 造成的气体不透明度，但未考虑地下层的热辐射（其在低于 ～1吉赫的频率下应有一定贡献）。

作者得出结论，赤道区域的超旋转由大气热潮汐维持，而大气热潮汐是由昼夜太阳加热的差异激发的。他们还指出，角动量通过经向环流从赤道输送到中纬度。尽管这一发现意义重大，超旋转的完整机制仍未揭晓。这是因为晓号探测器探测的高度仅限于云层附近，因此我们仍无法约束表面与云下层之间的角动量输送。

金星云层非常厚，几乎没有任何光学/红外波长能够穿透云层下方的大气层。只有两个大气窗口可以让我们通过遥感观测云层下方的金星大气：近红外波段和射电频率。近红外大气窗口用于研究云层下方微量气体（如一氧化碳、H_2O、SO_2）的空间分布。然而，无法从这些近红外观测中获取温度信息。另一方面，射电频率下金星大气的不透明度主要由CO_2 的碰撞诱导吸收（CIA）决定（Gruszka与Borysow 1997）。CO_2 的CIA吸收系数会随波长增大而减小，也就是说，波长越长，大气越透明。第二种重要的吸收气体是SO_2。SO_2 在射电频率下的吸收线并不强，但数量众多。由于大气压力高，每条谱线的线宽都非常宽，因而表现为连续吸收。图9展示了金星大气低频射电观测的权重函数。图中清楚地表明，大气在高度为

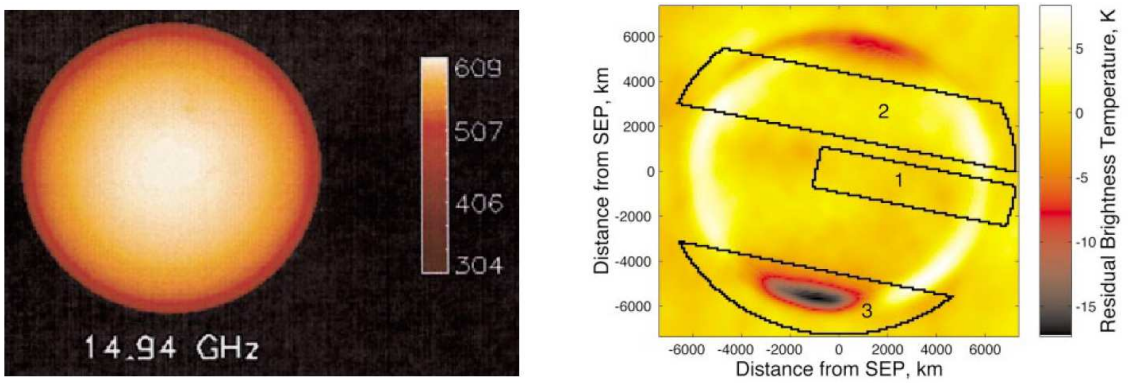


图10。左图：使用甚大天线阵在 14.94 吉赫观测到的金星射电图（Butler 等人，2001年）。右图：减去盘面平均亮温后得到的残差图像（Jenkins 等人，2002年）。区域 1–3 表示 Jenkins 等人（2002年）在论文中分析的区域。

低于 ~30 千米处发出的热辐射（该处远低于云层）可以在射电频率下被探测到。

Jenkins 等人（2002年）使用甚大天线阵观测金星，获得了探测高度为 20–30 千米的热图（图10）。作者指出，该高度处的温度比金星标准大气模型（根据先驱者金星任务过去的原位测量汇编而成的模型）高出 ~25 K。值得注意的是，这项甚大天线阵分析采用了全球平均值，而且在推导温度分布时假设 SO_2 的丰度为 150 ppm。提高观测灵敏度，以便绘制热辐射的空间分布，并更准确地掌握 SO_2 的丰度，将有助于突破对云层下方金星大气温度三维结构的认识。

金星最低层大气的温度分布在很大程度上仍未得到观测。过去只有进入探测器和着陆器进行过少数几次原位测量。金星2号探测器的测量结果表明，在18至32千米高度处存在一个对流层，但这种热结构的性质仍未得到清楚理解（Lebonnois 与 Schubert，2017年）。金星2号探测器的另一项令人费解的发现是，在低于7千米的高度处存在一个高度不稳定层（推导得出的大气静力稳定度低至负 −1.5 K/km）。若要将这项金星2号测量结果解释为大气条件“稳定”，就必须大胆假设大气的平均分子质量（大气成分）存在垂直梯度（这种现象在地球充分混合的对流层中从未观测到）。Lebonnois 与 Schubert（2017年）提出，该不稳定层中可能发生了 N_2 与一氧化碳$_2$ 的密度驱动分离，或许是由分子扩散或自然密度驱动对流所致。对近地表温度垂直廓线进行新的高灵敏度测量，将有助于检验这一假设。

探测由大气波和潮汐引起的温度扰动可能更具挑战性，因为其振幅较小（~0.05 K，而背景大气温

度为 ∼500–700 K），但这也是最受期待的信息，因为此类波动活动负责在不同纬度和高度之间分配角动量。

4.2.2 可探测性：SKA1-MID

平方公里阵列将围绕金星大气层探讨以下关键问题。

• 低层大气中的温度垂直结构如何？特别是，近地表大气有多稳定?

• 光学厚云层下方的温度结构在空间和时间上有何变化？那里会产生哪些类型的大气波和潮汐?

如图9所示，利用平方公里阵列可以探测到最低层大气的热辐射，尤其是在SKA1-MID的最高频段。在这一频段，低层大气中的SO_2和CO_2 的碰撞诱导吸收（CIA）也会造成大气不透明度。结合能够约束SO_2丰度的近红外观测，可以从射电亮度图中反演大气温度的空间分布。平方公里阵列所需的观测能力总结如下。

• 温度垂直廓线测量。为了了解气象行为，重要的是获取不同纬度区域（赤道、中纬度和极区）以及不同当地时间（日间和夜间）的最低层大气温度廓线。金星的视角直径在10至60角秒之间变化。在频率高于 ∼1 吉赫时，SKA1-MID的空间分辨率将优于 ∼1 角秒（Braun 等人，2017年）。即使金星的视角直径最小时，这也足以分辨其不同纬度（∼10s°）。

预计平方公里阵列观测的垂直分辨率为 ∼10-15 km（根据图 9 中贡献函数高度剖面的半高宽粗略估算）。这一能力足以垂直分辨金星2号探测器发现的不同层次（即 0–7 km、7–18 km 和 18–32 km 范围内分别为高度不稳定层、稳定层和不稳定层）。

SKA1-MID 对连续谱辐射的灵敏度可达 μJy/beam（观测 1 小时）（Braun 等人，2017 年）。这相当于在 1 GHz 下、 ∼1 角秒^2 波束内具有数开尔文的亮温灵敏度，足以约束大气温度的垂直温度递减率（金星上的绝热温度递减率为 7.6 K/km）。

• 探测由大气波和潮汐引起的热扰动。由于以往的观测没有可供参考的信息，因此很难估计热扰动的可探测性。一些数值研究预测，云层下方存在振幅为 ∼0.05 K 的热潮汐（ Takagi 等人（2018），Lebonnois 等人（2016））。这意味着

探测需要毫开尔文级灵敏度。热潮汐应以东西向波数为 1 的分量最为显著，即温度沿行星经度（昼夜）分布时，有一个局部最大值和一个局部最小值。因此，探测这种经向温度变化不需要很高的空间分辨率：波束大小为 ~5-10 角秒即可接受。放宽空间分辨率要求后，我们预计这项观测可通过 SKA1-MID 实现。

5 热辐射：冰质天体

5.1 冰质天体的最新观测

对于无大气天体（包括具有稀薄大气的冰卫星），热辐射来自地下层，其穿透深度为波长的 ~10–20倍。穿透深度取决于表面物质的物理性质。波长为 λ 时的亮温 $T_B(\lambda)$可用辐射传输方程表示

$$T_B(\lambda) = (1 - R(\lambda, \phi)) \int_0^\infty T(z) \exp\left(\frac{-\kappa_\lambda z}{\cos\theta}\right) \frac{\kappa_\lambda}{\cos\theta} dz, \tag{8}$$

其中， $R(\lambda,\phi)$是发射角为 ϕ 时的菲涅耳反射率，因此 $1 - R$ 表示发射率。 $T(z)$是表面以下深度为 z 处的物理温度， κ_λ 是射电吸收系数， θ 是辐射在表面以下传播时的角度。 ϕ 和 θ 之间的关系由斯涅尔折射定律描述：

$$\sqrt{\epsilon} = \frac{\sin\theta}{\sin\phi} \tag{9}$$

其中， ϵ 是复介电常数。辐射从表面发射时会发生偏振。偏振度是 ϵ、 θ和 ϕ的函数。因此，通过在不同发射角下观测平行和垂直偏振辐射，我们可以获取有关 $T(z)$和 ϵ的信息。介电常数可用于约束表面的物理参数（材料、表面粗糙度、孔隙度等）。

冰质天体表面的热辐射可能与冰壳中的地质活动以及来自内部海洋的水羽流有关。具体而言，气态巨行星的冰卫星会因轨道运动引发潮汐加热，并喷出内部海洋中的水。卡西尼号探测器对水羽流进行了原位测量，已证实土星的卫星土卫二拥有内部海洋。卡西尼号搭载的尘埃计数器和离子质谱仪还在土卫二的水羽流中发现了一些氨基酸的前体物质（Khawaja等人，2019）。这表明，气态巨行星的冰卫星内部海洋极有可能是宜居环境。

预计水羽流及其底部的裂缝温度高于其他地质非活动区域（Spencer等人，1999）。Trumbo等人（2017）和Trumbo等人（2018）使用阿塔卡马大型毫米波/亚毫米波阵列射电望远镜测量了木卫二表面热辐射的分布（图11）。他们未能证实，伽利略号探测器先前的红外观测所推测可能存在水羽流的区域，热辐射有显著增强（Spencer等人，1999）。他们认为，未观测到热辐射是由于其存在时间变化。研究得出结论，若在建模中考虑表面反照率、太阳辐射通量和表面热惯量的空间非均匀性，便可以解释热辐射的分布。具体而言，热惯量分布可能与喷发后在表面积聚的海洋水有关（Trumbo等人，2017；Trumbo等人，2018）。非均匀热惯量的成因尚不明确，但可能是新鲜表面物质的晶体结构、孔隙度和粒径存在差异所致；这些物质是由喷发水的沉积作用形成的。

伽利略号探测器在木卫二飞掠期间进行的原位等离子体波测量表明，水羽流在数百千米高度处的空间范围达数百千米（Jia 等（2018））。这意味着水羽流和羽流基部裂缝的空间尺度为数百千米或更小，可能无法通过阿塔卡马大型毫米波/亚毫米波阵列的空间分辨率（木卫二处为 ~ 200 km）加以分辨。借助优于阿塔卡马大型毫米波/亚毫米波阵列的空间分辨率获得的热辐射成像，将能够分辨热惯量分布，包括水羽流结构，从而有助于理解表面物质环境。

水羽流的时间尺度是一个亟待解决的重要问题。Roth等人（2014）首次根据哈勃空间望远镜的氢和氧紫外成像，发现了可能存在的水羽流的出现与消失。由于潮汐力取决于轨道运动，因此可以合理预期，水羽流会在85小时轨道周期中的某个特定相位出现。Roth等人（2016）在每个轨道相位对木卫二水羽流进行了长期监测，以验证其轨道相位依赖性。然而，他们以及后续观测均未发现这种依赖性。这表明，与轨道运动相关的潮汐力变化不足以引发水羽流喷发，或者各轨道相位的观测次数尚不足以检测到这种依赖性。轨道相位依赖性缺失的另一个可能原因是木星磁层电子的污染：这些电子与木卫二水羽流气体发生碰撞，通过碰撞紫外激发产生氢和氧紫外发射。这种碰撞紫外激发可能会模拟水羽流喷发的时间变化。作为一种互补观测方法，对水羽流热辐射进行高分辨率射电干涉成像，将有助于可靠地识别水羽流的轨道相位依赖性。

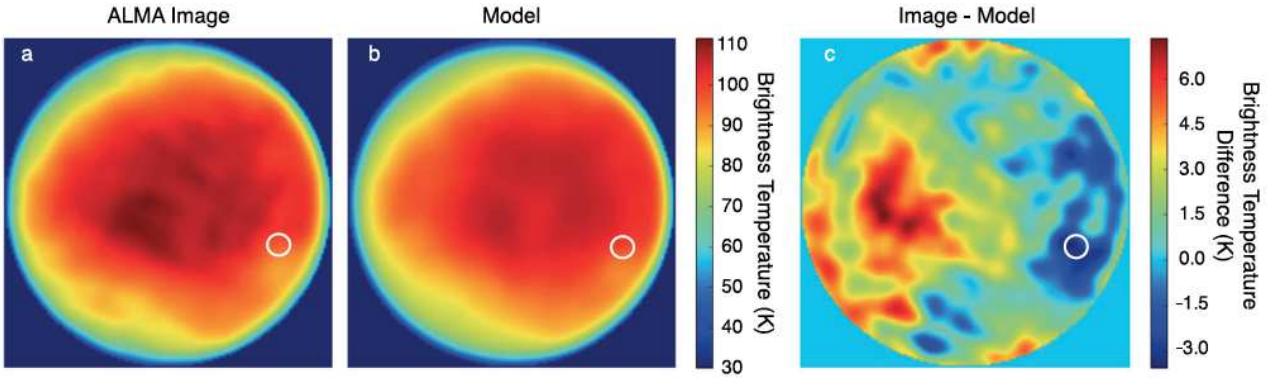


图 11。利用阿塔卡马大型毫米波/亚毫米波阵列测得的木卫二表面亮温分布（Trumbo 等人，2017）。左：阿塔卡马大型毫米波/亚毫米波阵列观测得到的亮温。中：热传导模型得到的亮温。右：观测值与模型值之差。热传导建模采用了均匀的热惯量。观测结果与模型之间的显著差异表明热惯量并不均匀。白色实线圆圈表示观测时阿塔卡马大型毫米波/亚毫米波阵列的波束大小，其位置对应于先前伽利略号红外成像所推测的可能水羽流位置。

5.2 利用平方公里阵列对冰质天体的热辐射进行成像

我们可以从第5.1节的综述中提炼出关于冰质天体的一些简单关键问题：

- 水羽流和羽流基部裂缝的空间尺度是多少？
- 水羽流以及地壳和海洋相关地质活动的时间尺度是多少？

由于现有观测的灵敏度和分辨率不足，水羽流的空间分布和出现频率仍然未知。因此，尽管内部海洋和冰壳是地外宜居环境的一部分，我们对其中的地质活动仍缺乏充分了解。平方公里阵列对热辐射进行高分辨率、高灵敏度观测，可使水羽流、羽流基部裂缝及其动力学清晰可见。借助平方公里阵列的观测，我们或可评估内部水体海洋和氨基酸前体的流失率，从而有助于理解内部海洋宜居性的持久性。类似的平方公里阵列观测也可用于其他稀薄大气天体，使其地质活动可视化，进而有助于约束其表面与内部演化。本文简要研究了 SKA1 和 SKA2 对冰质天体热辐射的探测能力。

5.2.1 可探测性：SKA1

图12展示了用不同温度的黑体光谱近似得到的表面热辐射估算值。这里假设使用 SKA1 在 10.61 GHz 进行观测，观测对象是在半高全宽为 67 毫角秒（mas）的波束内均匀分布的射电源（Braun 等人，2017年）；在 SKA 可观测的频率范围内，冰卫星的热辐射很可能在此频率达到最大值。

黑体射电通量从 $3.3 \times 10^{-4} \mu$Jy 波束$^{-1}$ (50MHz) 到 14μJy 波束$^{-1}$ (10.61GHz)。SKA1 曝光 1 小时的探测极限为 1.2μJy 波束$^{-1}$ （Braun 等人，2017年），对应于 10.61GHz 下显著的信噪比 12σ 。冲日前后木卫二的视直径为 1 角秒，以 SKA1 的 67 毫角秒波束大小计算，可分辨为 15 个像素，相当于表面上数百千米的范围。该分辨率与阿塔卡马大型毫米波/亚毫米波阵列在 230 GHz 下的 50 毫角秒分辨率相当。如图12所示，SKA 频率范围内的热辐射强度比阿塔卡马大型毫米波/亚毫米波阵列频段低数个数量级甚至更多。然而，SKA1 的高灵敏度观测弥补了 SKA1 与阿塔卡马大型毫米波/亚毫米波阵列之间源强度的巨大差异。SKA1 的信噪比仅比阿塔卡马大型毫米波/亚毫米波阵列低一个数量级。

5.2.2 可探测性：平方公里阵列第二阶段

平方公里阵列第二阶段将实现与阿塔卡马大型毫米波/亚毫米波阵列相当的灵敏度，并达到其 10 倍的高空间分辨率（ $\sim$1 毫角秒，可分辨表面上几公里的尺度）。凭借高灵敏度和高分辨率，平方公里阵列第二阶段能够探测到水羽流，并分辨羽流和裂缝的尺寸（$<$ 几百公里）；阿塔卡马大型毫米波/亚毫米波阵列无法做到这一点。水羽流与地质非活动区域之间的热辐射强度差异尚不清楚。不过，有研究指出，与热惯量不均匀性相关的热辐射振幅可达 10%（Trumbo 等人，2017；Trumbo 等人，2018）。平方公里阵列第二阶段通过一小时或更长时间的曝光，可以在信噪比>10 下探测到 10% 的振幅。木卫二 85 小时轨道周期中各个相位的热辐射不均匀性，将揭示由轨道运动的潮汐力驱动、与内部海洋相关的地质活动。即使使用哈勃空间望远镜或阿塔卡马大型毫米波/亚毫米波阵列，也尚未进行过这类观测。

5.2.3 与未来探索的协同作用

在2030年代初，欧洲航天局（ESA）的 JUICE 探测器和美国国家航空航天局（NASA）的欧罗巴快船号将通过飞掠和轨道探测，对木星冰卫星木卫二和木卫三的环境进行原位测量。JUICE 和欧罗巴快船号将通过表面成像、等离子体和场测量等手段，详细探测这些冰卫星的表面和水羽流。然而，航天器只能在其所在位置进行观测，因此原则上难以解析冰卫星环境的时空结构；这种环境会动态变化，并与木星磁层相互作用。计划于2020年底开始运行的平方公里阵列（SKA），是最有效的全球环境成像设施之一，可为航天器所在位置周围的环境参数提供互补的背景信息。例如，SKA 热辐射成像将探测表面局部热点区域随时间的出现情况，而其分子辐射、电子密度和离子组成则将通过

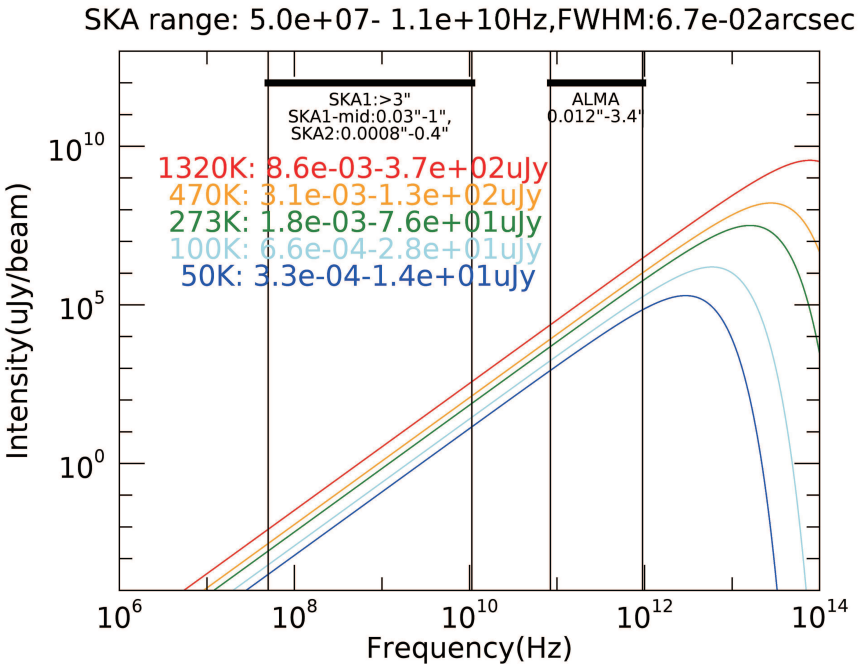


图12。太阳系天体表面温度对应的黑体谱。这里假设黑体辐射源均匀分布在半高全宽为 67 mas 的波束大小范围内。每条彩色实线对应一种表面温度：（红色）木卫一的高温火山，温度为 1320 K；（蓝色）木卫一的低温火山，温度为 470 K；（绿色）温度为 273 K 的水或冰；（浅蓝色）木星冰卫星的阳照区域；（蓝色）温度为 50K 的柯伊伯带天体。SKA 频率范围内的辐射强度范围以彩色文字标出。

航天器以高分辨率模式进行的原位测量加以定量探究。与水羽流活动相关的稀薄大气中的中性氧和氢所产生的紫外辐射，将由 LAPYUTA 空间望远镜从地球轨道持续监测。该望远镜目前正作为一项未来任务提案，由本文部分作者与日本行星科学界共同牵头。平方公里阵列、木星冰卫星探测器、欧罗巴快船号和 LAPYUTA 之间的协同观测，必将揭示冰卫星环境（包括其内部海洋）的当前动力学。

6 总结与未来展望

6.1 非热辐射：极光射电辐射

我们在§2中回顾了太阳系行星上的非热极光射电辐射的物理特征，重点关注气态巨行星及其卫星。极光射电辐射由极光电子速度分布中的等离子体不稳定性（电子回旋脉泽不稳定性，CMI）激发，其辐射频率为 $\omega \sim \omega_c$，相对于背景磁力线以10s° 的各向异性波束辐射（§2.1）。目前已提出多种极光射电辐射的能量来源过程：希尔电流系统（§2.2.1）、木卫一-木星电流系统（§2.2.2）和太阳风（§2.2.3）。请注意，Hill

电流系统和木卫一-木星电流系统由行星自转、内禀磁场、大气层（电离层）以及源自卫星的共转磁层等离子体驱动。射电能源会受到磁层中“卫星源生”等离子体输运过程（§2.3.1）以及照射至极区大气的太阳极紫外通量（§2.3.2）的影响。朱诺号在极光区上方进行的原位测量近期发现，阿尔芬加速在木星从千电子伏到兆电子伏能量范围内的极光加速过程中占主导地位。我们简要研究了未来平方公里阵列SKA1和SKA2观测探测这一新发现的阿尔芬加速过程的可行性；研究发现，该过程有望被SKA1探测到，并可通过逐秒监测成像（§2.4）。

本文回顾的太阳系行星极光射电辐射物理机制，也可能适用于系外行星的探索。基于这些物理机制，未来利用平方公里阵列开展的观测将探索系外行星的重要环境。探测到系外行星的极光射电辐射，便有力地证明其存在大气层，因为极光电流系统需要行星大气层具有一定的电离层电导率（§2.2.1）。系外行星射电辐射的频谱可根据相干回旋脉泽不稳定性辐射频率 $\omega \sim \omega_c$，约束行星表面的磁通密度（§2.1）。通过极光射电辐射的周期性，可以估算系外行星的自转周期，正如对木星自转周期的估算（Dessler 2002）。如果极光射电辐射以特定的相位关系随行星自转周期周期性出现，则表明存在类似木卫一—木星系统的极光电流系统；这证明了“系外卫星”存在大气层，因为维持该电流系统需要一个具有一定电导率的区域（§2.2.2）。周期为2–3天的瞬变极光射电暴，可能暗示系外行星磁层发生了等离子体团质量抛射。这也表明，系外卫星会向磁层喷发由火山气体和／或水蒸气构成的物质（§2.3.1）。基于光学和射电观测，同时观测主恒星及其系外行星，或可直观呈现日冕物质抛射（CME）及恒星系统内其他恒星风激波结构的传播：也就是说，系外行星可充当恒星风的“传感器”，在恒星风激波抵达后表现为极光射电辐射增强（§2.2.3，Gurnett 等人 2002；Prang´e 等人 2004 ）。结合 Zarka （ 2007 ）提出的标度律，可根据极光射电辐射强度估算主恒星向系外行星磁层输入的能量（§2.2.3，图4）。

6.2 非热辐射：同步辐射

本文回顾了木星辐射带中的物理过程（§3.1）。利用平方公里阵列，可对木星同步辐射进行高灵敏度、大面积成像。其覆盖范围延伸至

50 兆赫下的木卫二轨道，以及 325 兆赫下的木卫一轨道。平方公里阵列能够揭示木星辐射带中三种加速过程的物理特征：预加热、回旋加速和波粒相互作用。将木星冰卫星探测器和欧罗巴快船号的原位观测与平方公里阵列的观测相结合，对于实现我们的目标也很重要（§3.2）。

这项研究也可以拓展到系外行星辐射带。磁化行星具有辐射带，其中的相对论电子会发出同步辐射。与太阳系中的辐射带类似，系外行星辐射带应随主恒星的活动而变化。不同系外行星系统之间同步辐射的差异，为理解辐射带中的基本物理过程提供了重要证据。问题在于，系外行星同步辐射的强度远弱于极光辐射。SKA 的全部性能恐怕仍不足以灵敏地探测系外行星的同步辐射。

6.3 热辐射：大气层

射电热辐射观测是研究巨行星大气层深处的有力工具（Butler 等（2004））。此外，金星也是探测其大气层的重要科学目标。SKA1-MID 覆盖的频率范围将为探测金星大气层最低处的高度提供独特途径（§4.2.1）。SKA1-MID 可约束从表面到高度 $\sim$30 km 的垂直温度廓线，这将有助于了解深层大气层的稳定性。研究人员将检验近表面 N_2 发生密度驱动分离的假设（Lebonnois 与 Schubert，2017年）。此外，SKA 的高灵敏度将能够探测在云层下方大气层中传播的热潮汐。这类潮汐（包括其他大气波）的活动对于理解金星大气层中的角动量输送至关重要，也就是大气环流的加速和减速过程（§4.2.2）。了解金星大气的结构、稳定性和环流，也将增进我们对潮汐锁定系外行星的认识。

6.4 热辐射：冰质天体

气态巨行星的冰卫星内部海洋，是太阳系中地外宜居环境的最佳候选者。冰卫星，尤其是绕木星运行的木卫二，曾由空间紫外望远镜哈勃空间望远镜和地基射电望远镜阿塔卡马大型毫米波/亚毫米波阵列进行观测（§5.1）。尽管哈勃空间望远镜的紫外成像探测到稀薄氧气大气层的扩张，这可能与源自内部海洋的水羽流有关（Roth 等（2014）；Roth 等（2016）），但阿塔卡马大型毫米波/亚毫米波阵列及其他观测设施尚未探测到水羽流和羽流基部裂缝的热辐射（

Trumbo 等人，2017；Trumbo 等人，2018）。未来利用平方公里阵列第二阶段进行成像，空间分辨率可达 ∼1 毫角秒（在表面上相当于数公里），届时将能分辨尺寸为 < 数百公里的局部水羽流和裂缝热辐射（Jia 等（2018））（§5.2）。研究指出，冰卫星表面的热惯量非均匀性为10%（Trumbo 等人，2017；Trumbo 等人，2018）；平方公里阵列第二阶段通过一小时或更长时间的曝光即可凭借信噪比> 10 探测到这一现象。平方公里阵列与未来探测器及地基望远镜（如木星冰卫星探测器、欧罗巴快船号和LAPYUTA）开展协同观测，将揭示水羽流和内部海洋的分布与动力学。

参考文献

Bagenal, F., & Delamere, P. A. 2011,《地球物理研究杂志：空间物理》, 116 Bolton, S. J., et al. 2002,《自然》, 415, 987 Braun, R., and SKA 科学团队, 2017, SKA-TEL-SKO-0000818 Brice & McDonough (1973) 木星辐射带《伊卡洛斯》, 18, doi:10.1016/0019-1035(73)90204-2 Butler, B. J., Steffes, P. G., Suleiman, S. H., Kolodner, M. A., & Jenkins, J. M. 2001,《伊卡洛斯》, 154, 226 Butler,B., D. Campbell, I. de Pater, and D. Gary, 2004,《新天文学评论》, 48, 11-12, 1511. Clarke, J. T., Grodent, D., Cowley, S. W., Bunce, E. J., Zarka, P., Connerney, J. E., & Satoh, T. 2004,《木星：行星、卫星与磁层》, 1, 639 Clark, G., et al. (2017), 木星极区沿磁场方向电势的高能粒子特征, 《地球物理研究快报》, 44, 8703– 8711, doi:10.1002/2017GL074366. Connerney, J., et al. 2018,《地球物理研究快报》, 45, 2590 Cowley, S. and E. Bunce, 2001,《行星与空间科学》, 49, 10-11, 1067. Damiano,P., P. Delamere, B. Stauffer, C.-S. Ng, and J. Johnson, 2019,《地球物理研究快报》, 46, 6, 3043. de Pater, I., and Goertz, C. K. (1990), 高能电子和木星同步辐射的径向扩散模型：1. 稳态解, J. Geophys. Res., 95(A1), 39– 50, doi:10.1029/JA095iA01p00039. de Pater, I., Romani, P. N., & Atreya, S. K. 1991,《伊卡洛斯》, 91, 220 de Pater, I., Sault, R. J., Butler, B., DeBoer, D., & Wong, M. H. 2016,《科学》, 352, 1198 de Pater, I., Sault, R. J., Michael, H. W., Leigh, N. F., DeBoer, D. & Butler, B. 2019, 《伊卡洛斯》 , 322, 168 Dessler, A. J. 2002, 木星磁层物理, Vol. 3 (剑桥大学出版社) Ebert, R. W., et al. (2017). 木星极光区中 0.1–100 千电子伏电子的空间分布和性质。《地球物理研究快报》, 44. doi:10.1002/2017GL075106 Garrett, H. B., Levin, S. M., Bolton, S. J., Evans, R. W., & Bhattacharya, B. 2005,《地球物理研究快报》, 32, L04104 Goertz, C. K., Van Allen, J. A., and Thomsen, M. F. (1979), 支持木星内磁层有损径向扩散模型的进一步观测证据, J. Geophys. Res., 84(A1), 87– 92, doi:10.1029/JA084iA01p00087. Grima, C., et al. 2012,《伊卡洛斯》, 220, 84 Gruszka, M., & Borysow, A. 1997,《伊卡洛斯》, 129, 172 Gurnett, D., et al. 2002,《自然》, 415, 985 Han, S., Murakami, G., Kita, H., Tsuchiya, F., Tao, C., Misawa, H. et al. 2018,《地球物理研究杂志：空间物理》, 123, 9508-9516. Hess, S., Cecconi, B., & Zarka, P. 2008,《地球物理研究快报》, 35 Hill, T. 1979,《地球物理研究杂志：空间物理》, 84, 6554 Hill, T. 2001,《地球物理研究杂志：空间物理》, 106, 8101 Horinouchi, T. et al. 2020, 《科学》 , 368, 405. Horne, R. B., Thorne, R. M., Glauert, S., Menietti, D., Shprits, Y. Y., & Gurnett, D. A. 2008,《自然·物理》, 4, 301 Imamura, T., Mitchell, J., Lebonnois, S., Kaspi, Y., Showman, A. P., & Korablev, O. 2020, 《空间科学评论》, 216, 87 Itoh 2008, 东北大学硕士论文 Jenkins, J. M., Kolodner, M. A., Butler, B. J., Suleiman, S. H., & Steffes, P. G. 2002,《伊卡洛斯》, 158, 312 Jia, X., M. G. Kivelson, and T. I. Gombosi, 2012,《地球物理研究杂志：空间物理》, 117, A04215.

Jia, X., Kivelson, M. G., Khurana, K. K., & Kurth, W. S. 2018,《自然·天文学》, 2, 459 Katoh, Y., et al. 2011,《地球物理研究杂志（空间物理学）》, 116, A02215 Khawaja, N., et al. 2019,《皇家天文学会月刊》, 489, 5231 Kimura, T., et al. 2018,《地球物理研究杂志：空间物理》, 123, 1885 Kimura, T., et al. 2013,《地球物理研究杂志：空间物理》, 118, 7019 Kimura, T., Tsuchiya, F., Misawa, H., Morioka, A., & Nishimura, Y. 2011,《地球物理研究杂志：空间物理》, 116 Kita, H., et al. 2015,《地球物理研究杂志（空间物理学）》, 120, 6614 Kita, H., Misawa, H., Tsuchiya, F., Tao, C., & Morioka, A. 2013,《地球物理研究杂志（空间物理学）》, 118, 6106 Kollmann, P., Roussos, E., Paranicas, C., Woodfield, E. E., Mauk, B. H., Clark, G., et al. (2018). 木星和土星上电子加速至 MeV 能量。《地球物理研究杂志：空间物理》, 123, 9110– 9129. https://doi.org/10.1029/2018JA025665 Lamy, L., et al., 2008,《地球物理研究杂志：空间物理》, 113, A07201. Lebonnois, S., Sugimoto, N., & Gilli, G. 2016,《伊卡洛斯》, 278, 38. Lebonnois, S. & Schubert, G. 2017, Nat. Geo., 10, 473. Lejosne, S. & P. Kollmann (2020), 地球及其他天体的辐射带径向扩散, 《空间科学评论》, 216:19, doi:10.1007/s11214-020-0642-6 Li, C., et al. 2020,《自然·天文学》, 4, 609 Lorenzato, L., Sicard, A., and Bourdarie, S. (2012), 土星电子辐射带的物理模型, J. Geophys. Res., 117, A08214, doi:10.1029/2012JA017560. Louarn, P., et al., 2014,《地球物理研究快报》, 119, 4495. Louarn, P., et al., 2018,《地球物理研究快报》, 45, 18, 9408. Louarn, P., et al., 2017,《地球物理研究快报》, 44, 10, 4439. Louis,C. K., et al., 2021,《地球物理研究杂志：空间物理》, 126, e2021JA029435. Mauk, B. H., et al., 2017,《自然》, 549, 7670, 66. Mauk,B et al., 2018,《地球物理研究快报》, 45, 3, 1277. Mauk,B. H., 2020, et al.,《地球物理研究杂志：空间物理》, 125, 3, e2019JA027699. Miyoshi, Y., Misawa, H., Morioka, A., Kondo, T., Koyama, Y., & Nakajima, J. 1999,《地球物理研究快报》, 26, 9 Miyoshi, Y., et al. 2018,《地球、行星与空间》, 70, 101 Morioka, A., Miyoshi, Y., Kitamura, N., Misawa, H., Tsuchiya, F., Menietti, J., & Honary, F. 2012,《地球物理研究杂志：空间物理》, 117 Murakami, G., et al. (2016), 极紫外监测艾奥等离子体环所得的太阳风对木星内磁层响应研究, 《地球物理研究快报》, 43, 12,308– 12,316, doi:10.1002/2016GL071675. Prang´e et al. 2004,《自然》, 432, 78. Roth, L., Saur, J., Retherford, K. D., Strobel, D. F., Feldman, P. D., McGrath, M. A., & Nimmo, F. 2014,《科学》, 343, 171 Roth, L., et al. 2016,《地球物理研究杂志：空间物理》, 121, 2143 Sault, R. J., Engel, Ch., & de Pater, I. 2004,《伊卡洛斯》, 168, 336. Saur, J., et al., 2018,《地球物理研究杂志：空间物理》, 123, 11, 9560. Saur, J., A. Pouquet, and W. H. Matthaeus, 2003,《地球物理研究快报》, 30, 5, 1260. Southwood, D. J., and Kivelson, M. G. (1987), 磁层交换不稳定性, J. Geophys. Res., 92(A1), 109– 116, doi:10.1029/JA092iA01p00109.

Spencer, J. R., Tamppari, L. K., Martin, T. Z., & Travis, L. D. 1999, 《科学》, 284, 1514; Takagi, M., et al. 2018, 《地球物理研究杂志：行星》, 123, 335。Tao, C., et al., 2015, 《地球物理研究杂志：空间物理》, 120, 4, 2477。Thomas, N.,Bagenal, F., Hill, T., & Wilson, J. 2004, 木星：行星、卫星与磁层, 1, 561。Trumbo, S. K., Brown, M. E., & Butler, B. J. 2017, 《天文学杂志》, 154, 148。Trumbo, S. K., Brown, M. E., & Butler, B. J. 2018, 《天文学杂志》, 156, 161。Tsuchiya, F., Misawa, H., Imai, K., & Morioka, A. 2011, 《地球物理研究杂志（空间物理学）》, 116, A09202。Wu, C., & Lee, L.,1979, 《天体物理学杂志》, 230, 621。Yao,Z. et al., 2021, 《科学进展》, 7, 28, eabf0851。Yoshioka, K., et al. 2014, 《科学》, 345, 1581。Zarka, P.2004, 《空间研究进展》, 33, 2045。Zarka, P.2007, 《行星与空间科学》, 55, 598。