天文学 & 天体物理学 手稿编号 aa60340-26corr
2026年11月25日
©ESO 2026

arXiv:2611.32856v1 [astro-ph.SR] 24 Nov 2026

MINDS：DG Tau 的盘、喷流和恒星风的中红外光谱

Manuel Güdel[1,2,3], Péter Ábrahám[1,4], Till Kaeufer[5], Ágnes Kóspál[4], József Varga[4], Nicole Pawellek[1,4], Kamber Schwarz[6], Valentin Christiaens[7,8,9], Danny Gasman[6], Matthias Samland[6], Ewine F. van Dishoeck[10,11], Thomas Henning[6], Aditya M. Arabhavi[12], Alessio Caratti o Garatti[13], Pacôme Estève[14], Adrian Glauser[2], Göran Olofsson[15], Benoît Tabone[14], 和 Göran Östlin[15]

（作者单位见参考文献之后）

摘要

背景。DG Tau 是从 I类原恒星向 T Tauri 恒星演化过程中研究最为深入的年轻恒星天体之一。它已不再嵌于致密分子云中，但仍展现出早期演化阶段的原恒星中常见的特征。除原行星盘外，DG Tau 还拥有两股高能喷流，可在光学、红外波段和 X射线波段一直研究到恒星与盘的直接邻域。我们

ms. 使用 he Medi中分辨率光谱仪l（MRS）——詹姆斯·韦布空间望远镜（JWST）上 MIRI 的积分视场单元——来研究气体和尘埃成分 原行星盘，并研究喷流系统的动力学和热演化。

方法。我们利用包含盘的热内缘、盘中平面和尘埃盘大气的模型，研究了盘的矿物组成。通过光谱连续谱扣除，并采用局部热力学平衡下的平板模型，推导出气体盘组成。为研究喷流的电离、热性质和动力学，我们对整个MRS视场进行了光谱成像，并采用一维激波模型研究电离氖的发射和线比。

结果。DG Tau呈现出中红外光谱，其中包括极明亮的连续谱和多种硅酸盐特征；线光谱以一氧化碳、H_2O、羟基、HI、H_2, 以及Ne^+、Ne^{2+}、Ar^+、Fe^+和Ni^+等离子的发射为主；未探测到任何其他分子的谱线。尘埃分析显示，尘粒显著增长，尺寸至少达到2 μm。H_2O和一氧化碳的谱线形成于极高温度下，温度范围为600–2000 K。与此前利用詹姆斯·韦布空间望远镜对盘进行的观测相比，暖水与热水的比值最低。

这对喷流展现出丰富的离子发射谱线，尤其产生了 [Ne ii], [Ne iii], [Ar ii], [Fe ii], 和[Ni ii]的禁线。前向喷流呈现出此前发现的准直结构，而迄今描述较少的后退喷流则在数角秒的尺度上更加分散，表现出分层结构，其中速度最快的组分准直程度最高。

结论。DG Tau 内盘中存在大量已长大的尘埃，且处于早期演化阶段，这表明尘粒增长迅速。内盘中极高的水和一氧化碳温度以及非常强的连续谱，表明 DG Tau 的强吸积具有重要作用，并因此导致强烈的恒星紫外辐照。相比之下，喷流气体的电离无法用恒星自身的高能辐射来解释。相反，我们提出了一种统一的非平衡电离激波模型：此前研究的 X射线喷流等离子体持续冷却，复合离子不断形成，直到温度降至约 10^4 开尔文及以下时，处于低电离态的金属元素发射出观测到的离子谱线。

关键词：原行星盘 – 恒星：喷流 – 恒星：前主序 – 恒星：变星： T Tauri

1. 引言

詹姆斯·韦布空间望远镜（JWST；Gardner 等人，2023）从根本上改变了我们对原行星盘（PPD）的认识，尤其是在其结构、演化和组成方面。这得益于其空间分辨率、光谱分辨率和灵敏度提升了一个数量级，特别是在中红外（MIR）范围内（Argyriou 等人 2023）。目前，对原行星盘的观测揭示了极为多样的化学特征和组成，从烃分子高度丰富的富碳组成（Arabhavi 等人，2025b）到以水发射为主的盘（Perotti 等人，2023；Gasman 等人，2023；Banzatti 等（2025）；Temmink 等人，2025）。目前尚不清楚这类差异是否完全与恒星质量有关（例如，Grant 等，2025；Arabhavi 等人，2025a），还是也可能反映了某种演化情景（Mah 等人，2024；Houge 等人，2025；参见Grant 等，2025，其中讨论了极低质量恒星与经典T Tauri星之间呈现的二分现象 [经典T Tauri星]）。

已有实证表明，通过盘进行的吸积机制与盘质量损失相耦合，其形式为分子非准直风或准直喷流，通常可在例如 [氧 I] 和 [硫II] 的光学波段中观察到（例如，Hartigan 等，1995 年），[Fe ii] 位于近红外（NIR；例如 Agra-Amboage 等（2011）；White 等，2014a），或 [Neii] 位于中红外（van Boekel 等，2009；Güdel 等，2010）。喷流和盘风质量损失模型包括磁流体动力学模型，尤其是磁离心风模型；在最年轻的天体中，这些风可从 ~0.1 天文单位径向延伸至数十天文单位（Blandford & Payne 1982；Pelletier & Pudritz 1992；Ferreira 1997），其中包括来自盘区最内侧的高速喷流和外侧区域的低速风，呈现出围绕外流轴的“洋葱状”速度结构（例如 Bacciotti 等（2000）；综述见 Pascucci 等，2023 和 Frank 等，2014）。对于演化程度更高的经典T Tauri星，通常从距离恒星1 – 10 天文单位处发射的热驱动光致蒸发流会形成低速风。这些风的速度为数 km s^{-1}，在原行星盘（PPD）演化后期盘空隙的形成过程中可能发挥重要作用（Ercolano 等，2008；Gorti & Hollenbach 2009；Gorti 等，2009；Owen 等，2010）。

有充分证据表明，强烈的 [氖II] 12.81 μm 禁戒线发射源自经典金牛T星的喷流或恒星风，这与 [氖II] 谱线蓝移（Herczeg 等，2007）的提示一致，

T Tau 的喷流和外流中空间延展的 [氖II] 通量（van Boekel 等，2009），以及一项利用斯皮策 太空望远镜（斯皮策，下文简称）开展的经典金牛座T型星巡天表明，最强的[氖II] 发射来自驱动喷流和外流的经典金牛T星（Güdelet al.2010）。此外，Sacco 等 (2012) 和 Pascucci 等(2020）也提供了进一步证据。

詹姆斯·韦布空间望远镜保障时间计划 MIRI中红外盘巡天（MINDS，PID：1282，PI T. Henning，Henning 等，2024）旨在研究涵盖广泛恒星质量和演化阶段的大样本原行星盘的结构、组成和动力学。除经典金牛T星周围的盘外，该样本还包括褐矮星盘、赫比格星周围的盘以及碎屑盘。该计划聚焦于利用中红外仪器（MIRI；Wright 等，2015）开展中红外观测，专门用于表征内盘；此外还包括一些已知能够驱动盘风、喷流和外流的天体。

在后者中，MINDS计划包含一些强吸积天体；这些天体据推测较为年轻，但在光学波段可观测到，是经典金牛T星。I类至II类过渡天体（所谓的平谱源）DG Tau 是这一类别中非常出色的成员，这是因为它距离近、亮度高、光学消光适中且倾角有利（$i \approx 38^{o}$，Eislöffel & Mundt 1998年），从而揭示出多种盘、恒星风和外流结构（Agra-Amboage 等（2011）、2014年；Schneider等人 2013a；Güdel 等，2018），其中包括一个从射电波段延伸至X射线波段、尤其是在禁戒精细结构谱线中观测到的双极喷流系统（Eislöffel & Mundt 1998年；Güdel 等（2008）；Agra-Amboage 等（2011）；Lynch 等，2013）。

本文介绍了对 DG Tau 恒星-盘-外流系统的新中红外表征；我们基于 MIRI 的中分辨率光谱仪（MRS）观测，讨论了盘矿物组成、盘化学以及喷流的结构。我们还探讨了强烈禁戒线发射本身的起源。

2. 目标：DG Tau 恒星-盘-喷流系统

2.1. 恒星

DG Tau[1] 是一颗强吸积、在光学波段可观测的年轻恒星体，光谱型为 K6Ve（Hessman & Guenther 1997），距离为 125 pc（盖亚合作组 2020）。质量估计范围从 ~0.6 $M_{\odot}$（Garufi 等人（2024））到 ~（0.75 – 0.84）$M_{\odot}$（Herczeg & Hillenbrand 2017）；吸积率为 ~（3±2）$\times 10^{-7}$ $M_{\odot}$ yr^{-1}（Agra-Amboage 等（2011）），或者根据新的 HI 估计为（1.1 – 1.7）$\times 10^{-7}$ $M_{\odot}$ yr^{-1}（Shridharan 等，2026）。从其在红外波段中的“平谱”（定义为在 2.2–10 微米范围内、介于 −0.3 和 +0.3 之间的 λF_{λ} 斜率，Greene 等，1994）来看，这颗恒星+盘正处于从红色 I类向 II 类过渡的阶段；事实上，DG Tau 周围仍有大量延展结构，可能是原恒星包层遗留下来的物质（Kitamura 等，1996；Beck 等，2008；Varga 等（2017）；Güdel 等，2018；Garufi 等人（2022）），尽管该恒星的光学消光 $A_V \approx 1.6$ mag 并不显著（ Gullbring 等，2000 ）。

2.2. 风和喷流

图 1 概述了在 DG Tau 周围观测到的特征，这些观测覆盖近红外和中红外、毫米波长以及 X 射线波段；大多数数据取自相应的



图 1：DG Tau系统概览。插图突出显示了盘及其紧邻区域内的特征。1. 中心的亮绿色圆点：钱德拉在 2–8 keV X射线波段观测到的中心恒星 DG Tau（X射线数据来自观测编号 11009/11010/11011）。2. 恒星周围的淡黄色椭球结构：ALMA 在 219.560 GHz 观测到的一氧化碳谱线中的原行星盘，经平滑处理（Güdel 等，2018）。3. 盘上方的紫色等高线：SPHERE 获取的 H波段散射光图像，显示出沿前向喷流轴指向的陡峭空腔状结构，以及向东北方向延伸的丝状结构（Garufi 等人（2024））。在 H_2 中也观测到类似结构（Agra-Amboage 等人（2014））。4. 盘东北边缘的亮黄色等高线：ALMA 在一氧化碳谱线 230.538 GHz 中观测到的恒星风（来自一阶矩图；Güdel 等，2018）。5. 盘东北侧的宽绿色弧：MIRI/MRS 观测到的 H_2 S(1) 17.03 微米弧状结构（经平滑处理），可能位于盘前方，详见下文。6. H_2 弧东北侧的棕色弧：ALMA 在一氧化碳谱线 230.538 GHz 中观测到的结构（Güdel 等，2018）。7. 恒星附近的亮红色细长特征：钱德拉在 0.3–1.5 keV X射线波段观测到的内喷流（Güdel 等（2011）；Frank 等，2014）；X射线恒星源和喷流源已使用亚像素事件重定位进行去卷积。8. 右下方的红色细长特征：钱德拉在 0.3–1.5 keV X射线波段观测到的外部蓝移喷流（Güdel 等（2011）；Frank 等，2014）；由于与中心 X射线源的点扩散函数翼严重重叠，图像经过平滑处理，并在朝向恒星的一侧截断。内喷流与外喷流之间的区域无法可靠绘制。9. 恒星西南侧的蓝色细长结构和东北侧的团块：MIRI/MRS 在[Neii] 12.81 微米谱线中观测到的喷流，本文将进一步讨论。10. 叠加在一氧化碳弧上的灰色虚线弧：倾角为 38° 的投影圆的一部分，用于辅助观察。沿喷流方向的两支箭头表示流动方向。所有观测均已校正 DG Tau 的自行，使其对应于同一日期。不过，SPHERE 图像还需手动调整一个小于一角秒的偏移量。有关该图像的另一种呈现方式，请参见图C.1。

如图注和此前发表的论文所述的档案资料。DG Tau 驱动着一股经过充分研究的双极喷流（Eislöffel & Mundt 1998年；Takami 等 2004年；Agra-Amboage 等（2011）；

[1] 不要与 DG TauB 混淆，它是一颗喷流驱动原恒星，距离 DG Tau 仅约50″ 南方，参见Eislöffel &Mundt(1998年)

White 等（2014a,b）将其识别为赫比格-哈罗天体 HH 158（位于东南方向），在秒差距尺度的距离处还有可能相关的 HH 702 和 HH 830 天体（McGroarty 等，2007）。恒星周围几角秒范围内的外流系统存在不对称性：带有蓝移线发射的前向喷流（以下简称蓝色喷流）高度准直且延伸很长，显示出许多明亮结，似乎以约 2.5 年（Agra-Amboage 等（2011））或 4.8 年（Rodríguez 等（2012））的周期半规律地喷发；相比之下，带有红移线发射的后退喷流（以下简称红色喷流）被描述为较短，更适合被表征为一个宽阔、延展并膨胀的气泡；在此前的观测中，该气泡仅延伸至距恒星约 1″.5 的范围（Agra-Amboage 等，2011、2014；White 等（2014a,b））。仅蓝色喷流的质量损失率，按照文献中的不同报道，为 ~(0.51、0.8、1.4、3.3、1 – 5、6.7) $\times 10^{-8}$ $M_\odot$ yr^{-1}，这只是总质量损失率的下限（数值分别来自 White 等（2014b）、Maurri 等（2014）、Lavalley-Fouquet 等，2000、Agra-Amboage 等（2011）、Lynch 等，2013 以及 Coffey 等，2008），但总体而言，质量损失率与质量吸积率之比与大样本金牛座 T 型星中约 10% 的数值一致（Nisini 等，2019）。该喷流还被识别为一个强软X射线源，从 0″.2 延伸至 ~5″（Güdel 等，2005、2008；Schneider 等，2013b；Frank 等，2014）；出乎意料的是，在东北方向还有一股炽热、后退且很可能经过准直的X射线喷流，与西南喷流大致对称（Güdel 等（2008））；据我们所知，尚缺乏关于这股延展且经过准直的后退喷流的其他证据，但我们将在下文的 MIRI观测中，重新获得东北方向存在一股经过准直的高速喷流的新证据。

喷流周围环绕着一系列从原行星盘发射出的缓慢的宽角风，在 H 的谱线发射中最为清晰可见$_2$ (Agra-Amboage 等（2011），2014；White 等，2014a）以及 ^{12}一氧化碳（Güdel 等，2018）中；它们呈现为锥形外流，这种结构也能在近红外散射光图像中识别出来（Garufi 等人（2024））。

在斯皮策对经典金牛T星的 [Neii] 12.81μm 谱线巡天中，Güdel 等(2010）DG Tau 是其中特征表征最充分、表现最突出的单个经典金牛T星源；事实上，巡天样本表明，喷流是经典金牛T星强禁戒线发射的主要来源。然而，其产生机制尚不清楚。 [Neii] 可能与喷流内部激波有关，也可能由来自喷流本身或较远处恒星的X射线辐照所致（例如，Liu 等（2016）报告了喷流中 [Neiii] 3869 Å 谱线的观测，并对高能辐射使喷流气体电离的过程作出了解释）。下文将讨论这一问题。

2.3. 盘

DG Tau 的中红外连续谱和线光谱曾通过斯皮策望远镜进行了大量观测。重复观测揭示，6–12 μm 硅酸盐特征的变化极为显著，变化时间尺度短至几周（Bary 等，2009）。研究发现，盘的矿物组成以结晶镁橄榄石为主。

利用红外干涉仪对 DG Tau 的最内侧盘进行了分辨观测。根据 VLTI/MIDI 观测，Varga 等人(2017) 测得其在 10 ~1 天文单位处的半光半径为 au，μm，对应于 0″。008（按 DG Tau 的距离计算）。他们还发现，盘的最内侧区域（r < 1 – 3 天文单位）呈现出具有硅酸盐吸收特征的 8 – 13 μm 辐射，该特征由非晶质尘粒造成；而盘区外侧则呈现由晶态尘粒产生的硅酸盐发射。此外，硅酸盐特征的时间变化——上述硅酸盐特征（Bary 等，2009）被发现与外侧区域相关。

斯皮策观测发现了大量中红外水谱线，尽管这些谱线在较长波长处被描述为微弱，而羟基谱线则被显著探测到（Carr & Na-jita 2011，2014）。估算结果表明，温度为 >900 K，发射区域半径为 <0.5 天文单位。羟基可能由强远紫外辐射场（FUV，主要为 Ly $_2$O 的光解产生；α；Carr& Najita2014；Neufeld 等，2024；Tabone 等，2024）。赫歇尔观测还在 557 GHz 和 1113 GHz 处探测到了水，这表明恒星发出的强紫外辐射场将盘上层加热至 600 K，距离范围为 10 至 90 天文单位；如果这些水来自盘，估算的盘内水总质量相当于 100–1000 个地球海洋水量（以水蒸气形式存在），冰态水则多出 100 倍（Podio 等，2013）。

盘中已在毫米波长探测到甲醛（H_2CO）、一硫化碳和氰基的分子谱线，但前两者仅存在于介于 ~40–70 天文单位（Podio 等，2019、2020；Garufi 等，2021）之间的一个环中。这些分子可能倾向于在那里形成，但它们在内盘中的部分发射也可能受到连续谱光学深度的抑制。

3. 观测与数据处理

作为 MINDS 巡天的一部分，我们于2023年2月20日使用 MIRI/MRS 获得了 DG Tau 在5–28微米范围内的光谱。我们采用了三种光栅设置，以覆盖整个波长区间。对于科学目标，我们使用了针对点源优化的推荐四点抖动模式。由于 DG Tau 较为明亮，采用了 FASTR1 读出模式。

MRS 光谱采用 MINDS 合作组内部编写的混合式 Python 流水线进行处理（版本1.14，Christiaens 等，2024）。该代码结合了标准 JWST 科学数据处理流水线 1.17.1版中的程序（Bushouse 等，2025），使用校准参考数据系统（CRDS）上下文 *jwst_1326.pmap*，以及取自 Vortex 图像处理（VIP）软件包的背景扣除、坏像素校正和光谱提取算法（Gomez Gonzalez 等，2017；Christiaens 等，2023）。这一基础处理的结果包括12个数据立方体，每个波段对应一个。视场随波长增加，从 ~3″.5 增至 ~7″.5。我们尝试了两种不同的方法扣除背景发射：获取单独的背景测量值，或在源的质心位置周围定义一个天空环带。两种光谱提取结果非常相似，仅在长于20 微米的波长处出现了1–2%的偏差。我们采用了第二种方法，因为它能在更靠近源的位置测定背景光谱，而弥散发射就位于该处（Kitamura 等，1996；Güdel 等，2018）。环带中计算得到的中值背景受相对狭窄的明亮喷流部分影响很小，这些喷流部分仅产生离子谱线（见第6.1 节）。随后从数据立方体中逐个波长扣除了背景光谱。

随后，使用孔径测光提取该源的一维光谱，孔径半径随波长变化，设为点源半高全宽（FWHM）的两倍。我们使用 JWST 流水线中实现的校正因子对孔径损失进行校正（Law 等，2025），该因子随波长增加，约从 1.11 增至 1.16。接下来，我们对光谱进行了额外的残余条纹校正。然后，作为流水线处理的一部分，我们利用波段光谱的重叠部分拼接相邻波段，并将最短波段作为

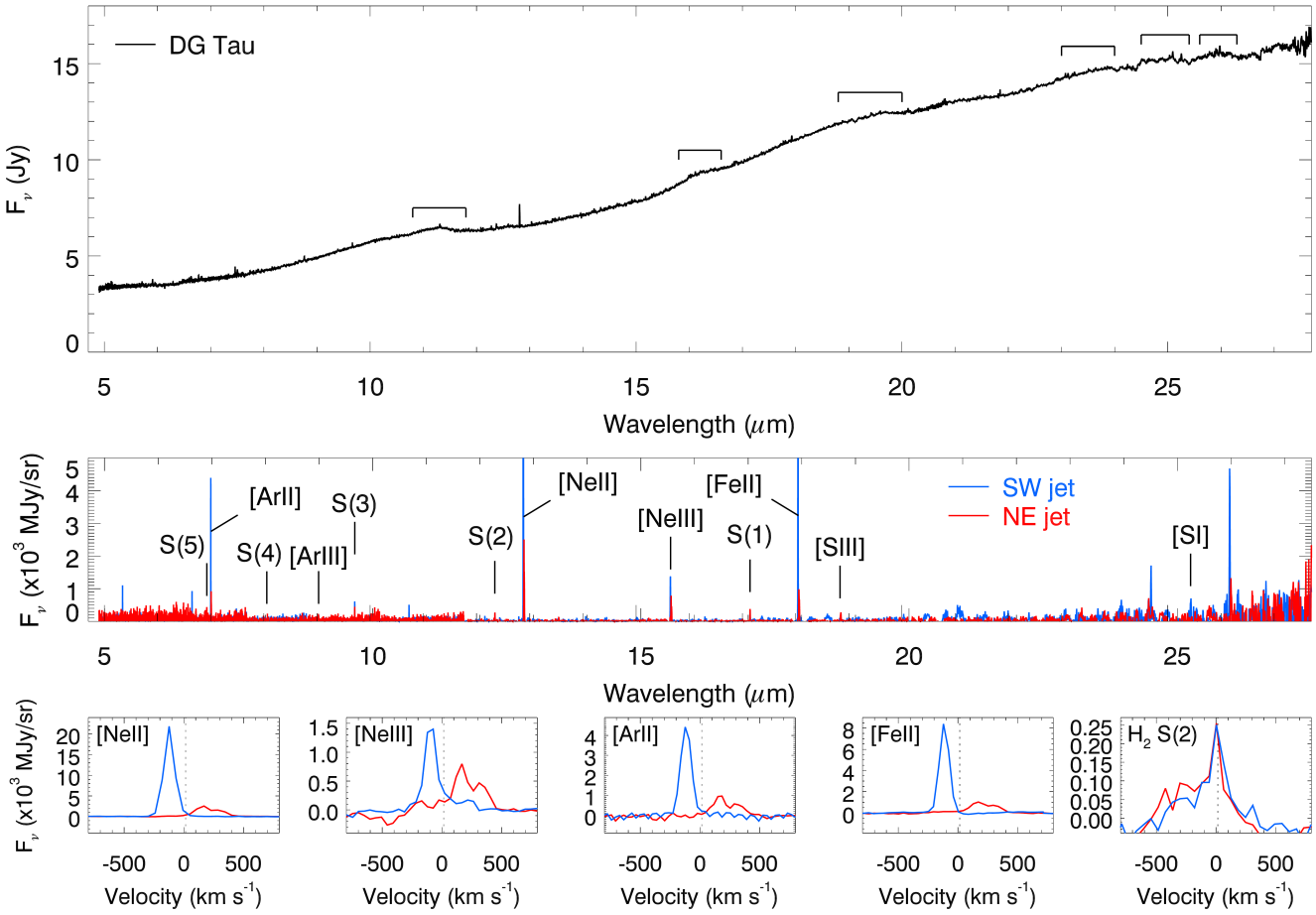


图 2：DG Tau 的 MIRI/MRS 光谱。上图：以 DG Tau 为中心的点扩散函数完整光谱。部分原子谱线源自与中心点扩散函数重叠的延展喷流。横线标示固态发射特征，这些特征归因于非晶态或晶态硅酸盐，并在第 4.1 节中进行分析，以确定尘埃成分。中图：从以延展的前向喷流（蓝色）和后退喷流（红色）为中心的孔径中提取的光谱（提取位置标示在下方图 11a 中）。为突出较弱的谱线， [Ne ii] 12.81 微米和 [Fe ii] 17.94 微米谱线已截断。这些位置未记录到显著的连续谱辐射。下方各图：放大显示喷流和恒星风发射线，包括 [Ne ii] 12.81 微米、 [Ne iii] 15.55 微米、[Ar ii] 6.98 微米、 [Fe ii] 17.94 微米以及 H_2 S(2) 12.28 微米。速度采用质心系，DG Tau 的系统速度为 15.4 km s^{-1} （Nguyen 等（2012）），以竖直虚线标示。

参考。不同通道和子波段的通量水平在重叠波长范围内相差不超过 5%。我们还通过目视检查进一步核验结果，并将缩放因子调整至 ≤2% 级。我们采用 Temmink 等人 (2024b）的方法为光谱拟合连续谱，并将其扣除以得到线光谱。完整的点源光谱见图2的上图。

4. 盘矿物学

4.1. 盘中尘埃的分析

DG Tau 的中红外光谱能量分布（SED）（图 2，顶部面板）总体呈现上升趋势，F_ν，这是平谱源的典型特征。在约 11 μm 处可以清晰看到微弱的硅酸盐发射特征。在 16.3 μm 和 ~19μm 处似乎也存在进一步的固态特征，此外在 21–26 μm 范围内似乎还存在数个宽而浅的隆起。未检测到多环芳烃特征。

我们对 DG Tau 经谱线减除和降采样后的光谱进行了尘埃成分拟合。拟合采用 DustComp[2] 工具（Varga 等（2026））基于 Juhász 等（2009）和 Kaeufer 等（2024a）开发的工具。我们的简化模型包含发射纯黑体辐射的分量，以及用于描述尘埃光谱特征的分量。纯黑体分量包括中心恒星、热内缘，以及来自盘中平面的光学厚暖热辐射。盘的各分量按径向定义，其中内半径（r_{in}）表示含尘盘的内边缘。中平面分量的温度随半径呈幂律依赖关系，在 r_{in}处温度为 $T_{midplane,in}$，幂律指数为 $q_{midplane}$。内缘分量定义为表面亮度恒定的环带，径向宽度为 w_{rim}，温度为 T_{rim}。光学薄尘埃辐射被建模为黑体源函数乘以尘埃不透明度曲线的加权和，其中权重可表示为质量分数。源函数具有幂律径向温度梯度，在 r_{in}处温度为 $T_{dust,in}$，幂律指数为 q_{dust}。关于建模方法的更多详情，见 Varga 等（2026）。在此类模型中，决定发射面积的参数（

[2] 可从以下地址获取https://github.com/jvarga42/DustComp。

表 1：矿物学拟合得出的尘埃质量分数和盘参数。

Dust 种类	颗粒尺寸（微米）	质量分数（%） DHS	GRF
非晶态 Mg_2SiO_4	0.1	0.5	< 1
非晶态 Mg_2SiO_4	2	66.9	32.5
晶态镁橄榄石	0.1	3.2	< 1
晶态镁橄榄石	2	4.4	14.4
非晶态 $MgSiO_3$	0.1	8.5	10.8
非晶态 $MgSiO_3$	2	14.5	42.2
晶体顽火辉石	0.1	< 1	< 1
晶体顽火辉石	2	< 1	< 1
非晶态二氧化硅	0.1	1.9	< 1
非晶态二氧化硅	2	< 1	< 1
$r_{\rm in}$ (天文单位)		$0.06^{+0.01}_{-0.02}$	$0.23^{+0.07}_{-0.01}$
温度$_{\rm dust}$，(开尔文)		709^{+39}_{-204}	500^{+29}_{-76}
$q_{\rm dust}$		$-0.30^{+0.01}_{-0.01}$	$-0.28^{+0.04}_{-0.05}$
温度$_{\rm midplane,in}$ (开尔文)		986^{+24}_{-32}	266^{+24}_{-44}
$q^{\rm midplane}$		$-0.49^{+0.01}_{-0.02}$	$-0.49^{+0.01}_{-0.03}$
$w_{\rm rim}$ (天文单位)		$0.04^{+0.02}_{-0.01}$	$0.04^{+0.01}_{-0.02}$
温度$_{\rm rim}$ (开尔文)		1530^{+117}_{-202}	1125^{+233}_{-37}
χ^2_r		5.5	8.4

注释。 估计探测阈值为 ~1%。

内半径和温度梯度）可能与描述表面密度的参数存在简并（例如，Varga等（2026））。

对于这组尘埃不透明度，我们依据先前对原行星盘尘埃矿物学的研究，选取了镁硅酸盐和二氧化硅（例如，Juhász 等（2010）；Jang 等（2024））。铁和碳等无特征种类未纳入此次分析。我们构建了两组不透明度曲线，两者的主要差异在于所采用的尘粒形状模型。借此，我们旨在检验成分拟合的稳健性，因为尘粒不透明度在很大程度上取决于尘粒的形状和尺寸。真实的星周尘粒很可能是聚集体，形状也千差万别。在多年来发展出的各种尘粒形状模型中，我们在此采用空心球分布（DHS，Min 等（2005））和高斯随机场（GRF，Min 等（2007）），因为研究发现这两种模型都能很好地匹配观测到的尘埃光谱特征（例如，Jang 等（2024））。Varga 等人（2026）指出，不同天体需要采用不同的不透明度组合才能实现最佳描述。

不透明度组中包含以下尘埃种类：非晶态 Mg_2SiO_4（橄榄石型，Jäger 等（2003））、结晶镁橄榄石（Suto 等（2006））、非晶态 $MgSiO_3$（辉石型，Jäger 等（1998））、晶态顽火辉石（Dorschner 等（1995））以及非晶态二氧化硅（Kitamura 等（2007））。对于 GRF 不透明度，以下三种矿物所采用的光学数据有所不同：非晶态 Mg_2SiO_4（Henning 与 Stognienko（1996））、结晶镁橄榄石（Servoin 与 Piriou（1973））以及非晶态二氧化硅（Henning 与 Mutschke（1997））。对于每种种类，我们选择了两种颗粒大小：0.1 微米和 2.0 微米。这些选择的依据是早期的尘埃研究，例如 van Boekel 等（2005）和 Juhász 等（2010）。离散颗粒大小的选择是一种简化，因为星周尘粒具有连续的尘粒尺寸分布。通过选定的颗粒大小，我们旨在代表亚微米大小和数微米大小的尘粒群体；它们是中红外辐射最重要的贡献者。DHS 不透明度使用 optool（Dominik 等（2021））计算。

尘埃种类的最佳拟合质量分数以及盘参数列于表 1中。相应的模型见图3。DHS 和 GRF 不透明度都能很好地匹配数据，小残差表明其大部分均处于 2% 以内。然而，约化 χ^2 值显著大于 1。我们将其归因于数据的光谱复杂性。这种复杂性源于更加多样的尘埃矿物组成，以及我们的模型无法通过有限的不透明度组和简化假设（例如径向恒定组成）完全捕捉的尘粒形状和尺寸效应。我们检验了在尘粒尺寸组中加入第三种颗粒大小是否会带来更好的拟合。为此，我们使用 [0。1, 1, 2] 微米组和 [0。1, 2, 5] 微米组进行了尘埃分析。使用 DHS 不透明度时，与我们采用的尘粒尺寸组相比没有发现任何改善。使用 GRF 不透明度时，我们注意到采用包含 5 微米颗粒大小的组后有所改善（$\chi^2_r = 5$。8）。不过，我们采用的尘粒尺寸组 [0。1, 2] 微米在使用 DHS 不透明度时，以最少的参数实现了总体最佳拟合表现（$\chi^2_r = 5$。5）。

我们注意到，DG Tau 以其随时间变化的硅酸盐发射而闻名，其中可变的视线消光会显著改变特征形状（Bary 等，2009；Varga 等（2017））。更多相关细节见第4.2节。

由 DHS 和 GRF 不透明度模型得到的质量分数总体上相互一致。我们的硅酸盐成分拟合明确检测到了镁橄榄石尘粒（表1和图3）。完全未检测到晶态顽火辉石，而二氧化硅可能仅以极小的分数存在。在非晶态硅酸盐中，Mg_2SiO_4（橄榄石型）和 $MgSiO_3$（辉石型）均为模型拟合所必需。然而，GRF 和 DHS 模型对尺寸为 2 µm 的非晶态 Mg_2SiO_4 和 $MgSiO_3$ 组分的质量分数并不一致。我们将这种差异归因于与颗粒大小相关的简并性：随着颗粒大小增加（尤其是对于尺寸 ≥ 2µm），相应的不透明度变得越来越相似，使得各个组分更难以区分。尽管如此，两种模型都能稳健地约束相关种类的总质量分数，其中尺寸为 2 µm 的镁硅酸盐的合计质量分数，在采用 DHS 不透明度时为 81.4%，采用 GRF 不透明度时为 74.7%。晶态尘粒（镁橄榄石）的分数在 DHS 拟合中为 7.6%，在 GRF 拟合中为 14.4%。关于尘粒性质和拟合残差的进一步讨论见第4.2节。

拟合得到的盘参数应谨慎解读。波长范围相对较窄，且缺少空间分辨数据（参见 Varga 等 2024），因此我们无法对内盘结构得出确切结论。我们发现温度与几何参数之间存在退化，与此相关的不确定度已计入表 1中的形式误差条。由于这些误差条较小（通常在 30% 以内），内盘温度和幂律指数能够较为合理地反映盘内温暖区域的整体环境条件。

4.2. 讨论：盘矿物学

为了将 DG Tau 的硅酸盐发射与其他年轻星盘的硅酸盐发射进行比较，我们从其 *N*波段[3] 光谱中导出了两个参数：一个用于描述特征强度，另一个用于描述其形状（van Boekel 等 2003；Przygodda 等 2003）。[4] 特征强度

[3] *N*波段的中心位于 ~10.5 微米处，半高全宽为 ~2.5 微米。[4] 根据以下公式，从连续谱扣除并归一化后的光谱中计算特征强度和形状参数：$F_{\nu,\,\rm norm} = 1 + (F_\nu - F_{\nu,\,\rm cont})/\langle F_{\nu,\,\rm cont}\rangle$，其中

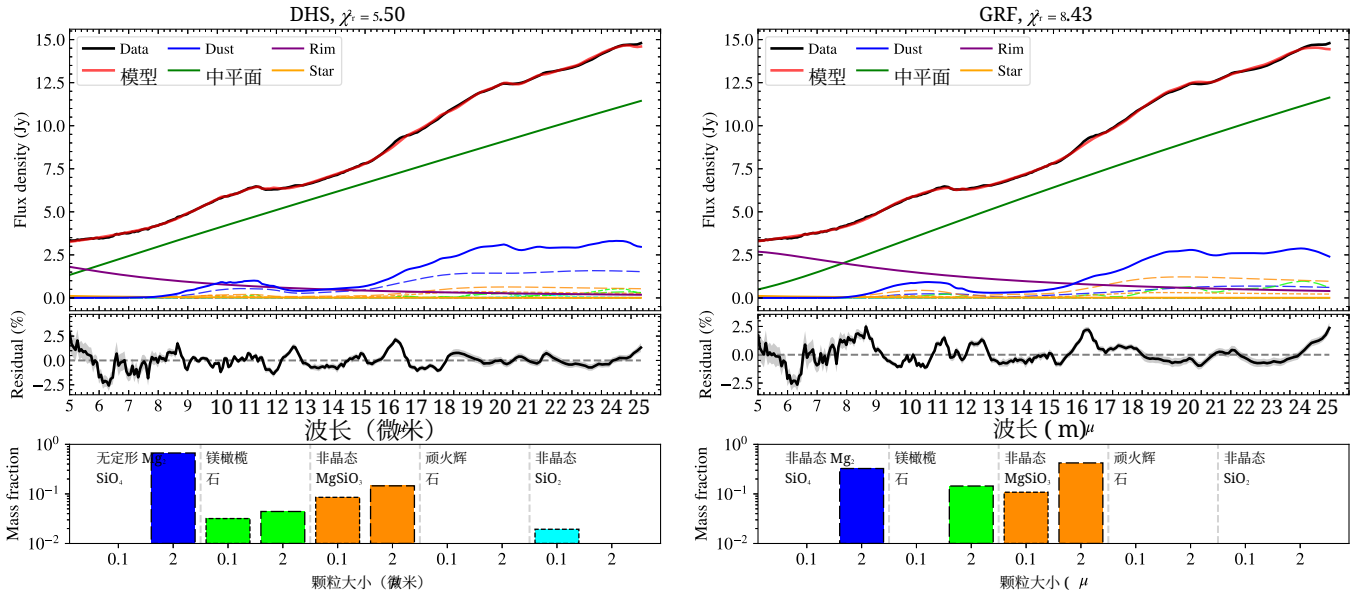


图3：采用不同不透明度组，对 DG Tau 的扣除谱线后的 JWST/MIRI 光谱进行的硅酸盐成分拟合。

参数，即 10 μm 通量峰值与连续谱之比，其定义为：数值 1.0 对应于无特征的连续谱，而大于 1 的数值则表示硅酸盐发射。我们不仅计算了 DG Tau 新的詹姆斯·韦布空间望远镜光谱的这些参数，也计算了 DG Tau 早期 斯皮策/IRS 光谱的参数，并将结果绘于图 4中。作为比较，我们还纳入了先前 斯皮策和 TIMMI2（Käuflet al.2003）观测中经典金牛T星和 Herbig Ae/Be 星盘的测量结果。

在图 4中，大多数点沿着一条从右下方向左上方延伸的直线分布，表明硅酸盐特征的平坦度与其峰值振幅之间存在反相关。右下方区域的点表示强硅酸盐特征，其峰值位于 9.8μm 处，这是星际介质尘埃的典型特征，也对应于亚 μm 尺寸的非晶硅酸盐颗粒。颗粒大小增加会削弱 9.8μm 峰，并使硅酸盐特征变平坦，因而代表图中向左上方移动的趋势，正如例如 Kessler-Silacci 等人 （2006）所展示的那样。晶体比例增加也会产生类似趋势。因此，点沿该趋势的广泛分布表明尘埃加工程度各不相同，并导致更大的颗粒、更高的结晶度，或二者兼有，且越靠近图的左上方，这种程度越高。在图中，DG Tau 位于最左侧。该位置表明其尘埃加工程度很高，这与我们的矿物学拟合结果一致；拟合预测较大（2 μm 尺寸）颗粒的质量分数为 86–89%。尽管 DG Tau 年龄很小，但其中存在显著加工过的尘埃，这表明内盘区域中的尘粒增长可以快速进行。我们还注意到，尘粒增长序列与系统年龄并无良好相关性。例如，PDS 70 是一个估计年龄为 5 ± 1 百万年（Keppler等（2018））的过渡盘，位于图的右下方区域（Jang 等（2024）），该区域正是类似星际介质、接近原始状态的颗粒所在的位置。这意味着，在形成行星的盘中，尘埃演化时间尺度存在很大差异，并表明小颗粒的次级群体可能会在更晚的演化阶段产生（例如，Oliveira 等人 2010，2011年；Gaidos 等人 2024）。

我们的尘埃矿物学拟合能够再现 *N* 波段以及更长波长处（16.3 μm 和~20 μm）的镁橄榄石峰。不过，残差中仍有一个位于 16 μm 的峰，表明还有一些未被拟合涵盖的镁橄榄石尘粒额外发射。此外，在 12.5 μm 处也有一个残差峰，可能对应于退火二氧化硅（Fabian 等人 2000）。我们的拟合表明，大多数镁橄榄石晶体以较大颗粒的形式存在，但其丰度无法得到很好的约束（采用 DHS 不透明度的拟合中为 4%，采用 GRF 不透明度的拟合中为 14%）。相比之下，Olofsson 等人(2010) 对一组 CTTS 盘进行的系统性矿物学研究发现，平均晶体比例为 16 – 19%。

除詹姆斯·韦布空间望远镜/MIRI 在 8–13μm 硅酸盐特征附近的光谱外，图5 还展示了几组斯皮策/IRS 观测数据，这些数据来自一项监测计划（Bary 等，2009）。该图显示了 DG Tau 中众所周知的大振幅硅酸盐特征变化，这种变化与连续谱通量无关（Bary 等，2009）。借助詹姆斯·韦布空间望远镜，我们在硅酸盐特征最强的时期之一观测了该源。将 MIRI 光谱轮廓与高振幅的斯皮策 光谱进行比较可以看出，MIRI 在 10μm 和 12.3μm 处显示出局部过量。

尘埃建模表明，温度沿径向的梯度相对平缓，中平面和尘埃组分的幂律指数分别为 −0。5 和 −0。3。相比之下，在标准平坦吸积盘中，幂律指数预计为 −0。75。DG Tau 中温度分布的平缓意味着温暖的中红外辐射区域相对较大，这可能表明盘展宽显著。Varga 等人（ 2011 年）提出了一个针对 DG Tau 的辐射转移（RT）模型，该模型拟合了*N*波段 VLTI/MIDI 和测光数据，并假设了展宽盘几何。我们将其模型 SED 与詹姆斯·韦布空间望远镜/MIRI 光谱进行了比较，并注意到该模型的光谱形状与新数据一致。然而，通量水平却截然不同，因为 MIRI 光谱的通量是 RT 模型 SED 的 ~2× 倍；我们还观测到 VLTI/MIDI 单碟光谱（即未进行干涉组合的总通量，取自 2011年 至 2014 年）之间的通量也发生了类似变化

$F_{\nu,\mathrm{cont}}$ 是 10 μm 硅酸盐特征下方的线性连续谱，锚点位于 7.85 μm 和 13.15 μm。特征强度为 max ($F_{\nu,\mathrm{norm}}$)，形状参数为 11.3 μm/9.8 μm 通量比 $F_{\nu,\mathrm{norm}}$ (11.3 μm)/$F_{\nu,\mathrm{norm}}$ (9.8 μm)。这与 Varga 等（2026）采用的计算方法相同。

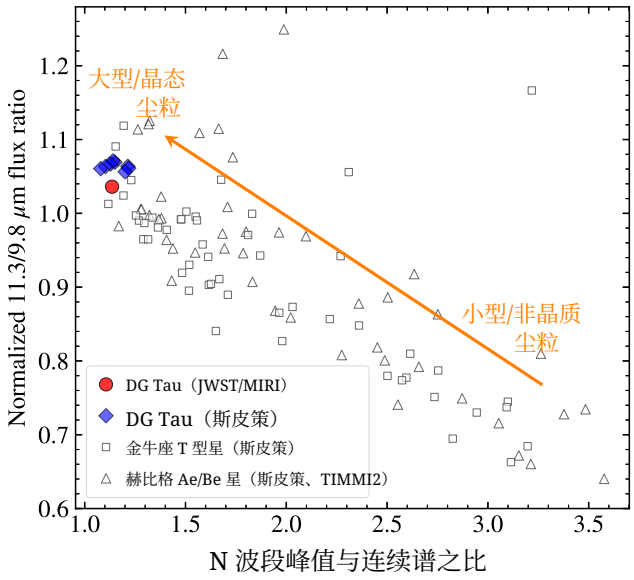


图 4：DG Tau 的柱密度波段硅酸盐特征的形状与振幅之间的关系（红点和蓝点），并与经典金牛T星和Herbig Ae/Be 盘的样本进行比较（van Boekel等（2005）；Kessler-Silacci等（2006）；Juhász等（2010））。橙色箭头表示尘粒增长或晶态比例增加的影响（另见Varga等（2026））。

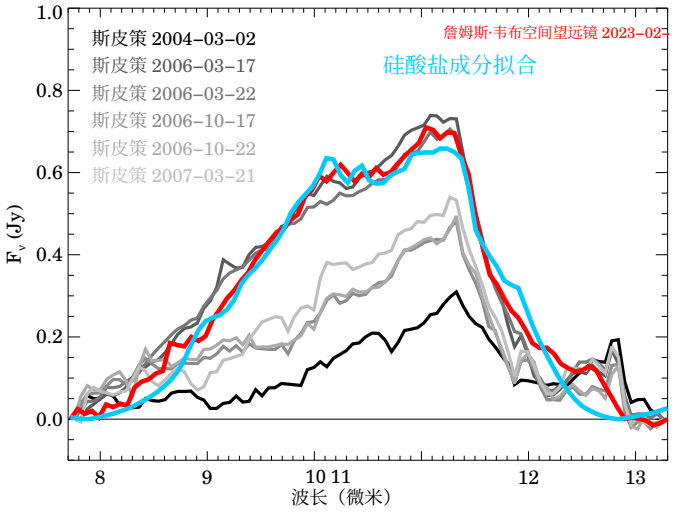


图 5：柱密度波段硅酸盐特征，由斯皮策和詹姆斯·韦布空间望远镜观测；扣除一阶多项式连续谱后。蓝线显示图3（左）所示的硅酸盐成分拟合。特征的振幅和局部峰值均得到了很好的再现。

以及 MIRI 数据。基于这些结果，新的 MIRI 数据支持内盘发生盘展宽的观点，但也凸显了 DG Tau 显著的中红外变化。

Varga 等人（2026）对 MINDS 样本中的 26 个 T Tauri星盘开展了尘埃矿物学巡天。DG Tau 不在其样本中。将 DG Tau 的尘埃光谱特征与 MINDS 样本中其他 T Tauri星盘的特征进行比较后，我们发现，DG Tau 具有最弱的归一化硅酸盐发射特征之一。因此，在 N 波段特征形状与强度图（图4）中，DG Tau 位于分布的左上区域，处于 MINDS T Tauri星盘分布的最左边缘，此外，其 N 波段特征的 11.3 微米/9.8 微米通量比高于 MINDS 中任何一个 T Tauri星盘。光谱形状与 DG Tau 非常相似的最近邻天体是 DL Tau。然而，我们的矿物学拟合表明，其尘埃成分在 MINDS T Tauri星盘中并非异常值，因为其非晶质硅酸盐和结晶镁橄榄石含量与样本平均值相差不远。

5. 盘中的气体

5.1. 线光谱分析

为研究气体，我们使用连续谱扣除后的 MIRI 光谱。检索过程采用气体线发射尘埃连续谱工具包（DuCKLinG，Kaeufer 等（2024a））。尽管 DuCKLinG 可以同时生成气体发射和尘埃连续谱，但我们仅用它拟合气体发射。这是因为，尽管连续谱的拟合不确定度可以小于 ~2%（与图 3所示结果相近），但由于 DG Tau 亮度较高，这会导致绝对残差高达 ~100 mJy，与典型分子发射线强度相近（~200mJy）。

DuCKLinG 的气体成分基于一组 0D 局部热力学平衡（LTE）平板模型网格（由 Arabhavi 等（2024）提出并说明）。该模型网格包含不同的柱密度和温度，供 DuCKLinG进行插值和积分，从温度和柱密度幂律中得到分子通量。这对于 H_2O 尤为重要，因为它在很宽的条件范围内发射，因此需要比单一温度和柱密度更复杂的分布（例如，Kaeufer 等（2024a）；Romero-Mirza 等（2024a）；Temmink 等（2025））。模型通量经过卷积，使其符合詹姆斯·韦布空间望远镜/MIRI 的光谱分辨率，并按照 Kaeufer 等 (2024b)的方法重分箱至观测波长。

检索通过使用嵌套抽样执行，所用工具为MultiNest （Feroz 与 Hobson（2008）；Feroz 等（2009）、2019），并通过 Python 接口PyMultiNest （Buchner 等（2014））实现。上述参考文献中介绍了这种贝叶斯抽样方法的详细信息。为将数据与观测结果进行比较，我们定义了高斯似然函数（等同于 Kaeufer 等（2024a）所采用的函数）。虽然大多数先验由板层模型网格的范围决定，[5],但温度幂律的斜率（$q_{\rm emis}$）在 −1。5 至 −0。1 之间均匀取值，以确保温度沿径向递减，且斜率与热化学模型一致（例如Fedele 等（2016）；Brittain 等（2023））。观测不确定度（σ）也作为自由参数处理，并在对数尺度上采用均匀先验，范围为 0。1mJy 至 100mJy。以数据处理管线产生的观测不确定度为依据进行拟合，会得到更宽且更符合实际的后验分布；因此，拟合 σ 的最佳值已在先前研究中采用（例如 Kaeufer 等（2026））。在这一设置下，我们分析 DG Tau 盘中的气体组成和发射条件。

我们分多个步骤分析该盘的詹姆斯·韦布空间望远镜/MIRI 光谱中的气体物种。首先，我们通过拟合两个波长窗口（4.9 – 8. 5μm 和 13 – 18μm）来研究不同种类的存在情况；在此前的研究中，这些窗口检测到了许多分子特征（例如，Arulanantham 等，2025；Grant 等，2025）。随后，我们提取所有相关种类具有代表性的发射条件。

[5] 需要指出的是，CO 的温度上限已提高至 2500 K，而其他所有分子使用的温度上限均为 1500 K。

通过目视检查，很明显，光谱主要由 H_2O 线主导，同时还有 OH 的额外发射，以及在短波长处清晰可见的一氧化碳谱线（图 6a）。因此，在确定是否存在更多分子之前，我们先使用这些种类拟合了光谱的相应部分。

第一次拟合聚焦于较短的波长范围（4.9 –8.5μm），如图 6a 所示。该光谱的这一部分呈现出几条较强的原子谱线（例如，512 μm 处的 Hi (10–6)、5.9 μm 处的 H i (9–6)，或 6. [99 μm 处的] Arii），为避免对反演得到的分子条件造成偏差，我们在拟合中排除了这些谱线。拟合质量良好，平均残差为 28.8 mJy，且残差中没有留下明显的分子特征。因此，我们确信，该光谱区域在残差水平以上未显示出任何其他分子的迹象。

之后，我们聚焦于富含谱线的光谱窗口，即 13 – 18μm 之间的范围。在该范围内，从视觉上可以识别出 H_2O 和 OH，但对于其他天体而言，其他分子（例如 HCN、C_2H_2, 以及 CO_2）也会呈现出较强的特征。为检验这些后者分子是否同样在 DG Tau 的光谱中被探测到，我们设置了多组包含和不包含这些分子的反演。为避免所添加的某种分子趋向于非物理上过大的柱密度或发射面积，我们将那些理论上不应显示任何谱线发射的波长范围内的积分通量限制在小于 10^{-20}W m^{-2} 的数值。这些无谱线波长区域分别为 13 – 14μm、14.5 – 17μm 和 13 – 17μm，对应于 CO_2、C_2H_2, 和 HCN。

贝叶斯因子是衡量证据变化的指标，可用于判断残差中的差异是否足以证明加入额外分子的合理性。所得贝叶斯因子都非常小（ln B(CO_2) = 0.75、ln B(C_2H_2) = 0.91，以及 ln B(HCN) =0.46），这意味着根据 Trotta（2008）的定义，加入这三种分子中的任何一种都不会显著提高拟合质量。这有力地表明，在 DGTau 的盘的 JWST/MIRI 光谱中，无法探测到这些常见分子（CO_2, C_2H_2,和 HCN）。尤其是未探测到 CO_2 令人意外，因为它在其他源中很常见（例如，Arulanantham 等，2025 在 72% 的经典金牛T星的 JWST/MIRI 光谱中探测到了 CO）。一种可能的解释或许与 CO_2 和 H_2O 形成对温度的依赖性有关。正如 van Dishoeck 等（2023）所示，水和 CO_2 的形成都需要羟基。在高温下，H_2O 的形成更有利；再加上高柱密度下水自屏蔽的效率很高，这可能导致水主导状态。

仅使用 H_2O 和 OH 的反演结果显示于图6b 中。平均残差（29.7mJy）与短波长处的残差相当。我们没有屏蔽任何波长区域，以便探测与这些谱线重叠的分子特征。因此，最大的残差来自原子谱线，例如约 16.2 μm（HI（10-8））处的谱线。不过，我们没有专门分析这一拟合结果的发射条件。总而言之，在 DG Tau 周围的盘中仅探测到一氧化碳、H_2O 和 OH 分子；来自部分延展区域的强 H_2 谱线与恒星风和外流有关（见第6.2节）。

了解不同分子的存在后，我们便可以分析它们的发射条件。由于模型中缺乏非局部热平衡效应，我们不对 OH 的条件进行详细分析。

虽然我们采用了图6a 中针对一氧化碳拟合得出的发射条件，但我们另外对水进行了新的拟合，仅使用未混合的转动水谱线。这是因为图6a 中拟合的水转动振动谱线可能并未处于局部热平衡状态，这会使基于局部热平衡

表2：一氧化碳和 H_2O 的后验参数值及不确定度。

参数	后验分布
一氧化碳：$r_{\rm eff}$ [天文单位]	$0.0619^{+0.0027}_{-0\ 0023}$。
一氧化碳：$T_{0.85}$ [开尔文]	1270^{+80}_{-80}
一氧化碳：$T_{0.15}$ [开尔文]	2040^{+120}_{-180}
一氧化碳:柱密度$_{0.85}$ [厘米$^{-2}$]	$1.7^{+0.8}_{-0\ 5}$。(+20)
一氧化碳:柱密度$_{0.15}$ [厘米$^{-2}$]	$1.1^{+0.6}_{-0\ 4}$。(+20)
一氧化碳:$q_{\rm emis}$	$-1.30^{+0.27}_{-0\ 14}$。
H_2O:$r_{\rm eff}$ [天文单位]	$0.225^{+0.029}_{-0\ 023}$。
H_2O:温度$_{0.85}$ [开尔文]	670^{+50}_{-40}
H_2O:温度$_{0.15}$ [开尔文]	1240^{+80}_{-130}
H_2O:柱密度$_{0.85}$ [厘米$^{-2}$]	$6.3^{+8}_{-3\ .1}$(+18)
H_2O:柱密度$_{0.15}$ [厘米$^{-2}$]	7^{+6}_{-5}(+19)
H_2O：$q_{\rm emis}$	$-0.61^{+0.16}_{-0\ 13}$。

注释。一氧化碳：从图 6a 中所示的拟合结果提取。H_2O：通过拟合图 7 中所示的未混合水分子谱线得出。符号 $a(+b)$ 表示 $a \times 10^b$。

模型（Banzatti 等（2023））。此外，对来自 13 – 18μm 的转动光谱进行拟合，无法捕捉最冷的水谱线，而且由于模型倾向于利用水组分来最小化无谱线噪声波长区域的残差，提取出的条件会产生偏差。所有这些不同的水拟合都可能得出不同的提取条件；其中，拟合未混合谱线最能代表水的情况（Kaeufer 等（2026））。因此，我们拟合了 13 – 25μm 之间未混合的水谱线。谱线窗口取自交互式谱线分析工具（iSLAT；Jellison 等（2024）），依据Banzatti 等人(2025) 所述方法提取。简而言之，iSLAT 是一个用于探索和分析分子光谱的交互式界面。由于拟合的波长区域较宽，我们调整了似然函数，改为对每个波长赋予相同权重，而不是对每个光谱数据点赋予相同权重（遵循Kaeufer 等（2026））。拟合结果见图7。尽管整体光谱中有许多无法用水解释的特征（例如噪声、连续谱扣除可能产生的伪影以及 OH 谱线），但未混合的水谱线拟合良好（平均残差为 29.0毫焦耳）。

提取出的 H_2O 和一氧化碳的分子条件显示于图8中。彩色区域表示两种分子的柱密度和温度后验分布。等高线标示出大部分通量的来源区域（详情参见，例如 Kaeufer 等（2024b））。这些量的推导值与径向累积通量分别有 15% 和 85% 源自的位置相关，列于表 2中。$q_{\rm emis}$为径向温度幂律指数，$r_{\rm eff}$ 为具有与所用径向分布相同发射面积的盘的半径，而 T 和N分别表示上述位置处的温度和柱密度。一氧化碳的发射来自柱密度近乎恒定的区域，约为 $\sim 10^{20}$cm^{-2}，其温度范围很广（介于 $\sim$ 1000 K 和 $\sim$ 2200K 之间），其中大部分发射来自 1270^{+80}_{-80} K 至 2040^{+120}_{-180} K 的区域。詹姆斯·韦布空间望远镜/MIRI 可观测到的一氧化碳谱线可能会使拟合偏向较高温度（例如，Herczeg 等（2011））。因此，我们不进行详细分析，只推测一氧化碳在靠近恒星、温度最高的内盘区域发射。

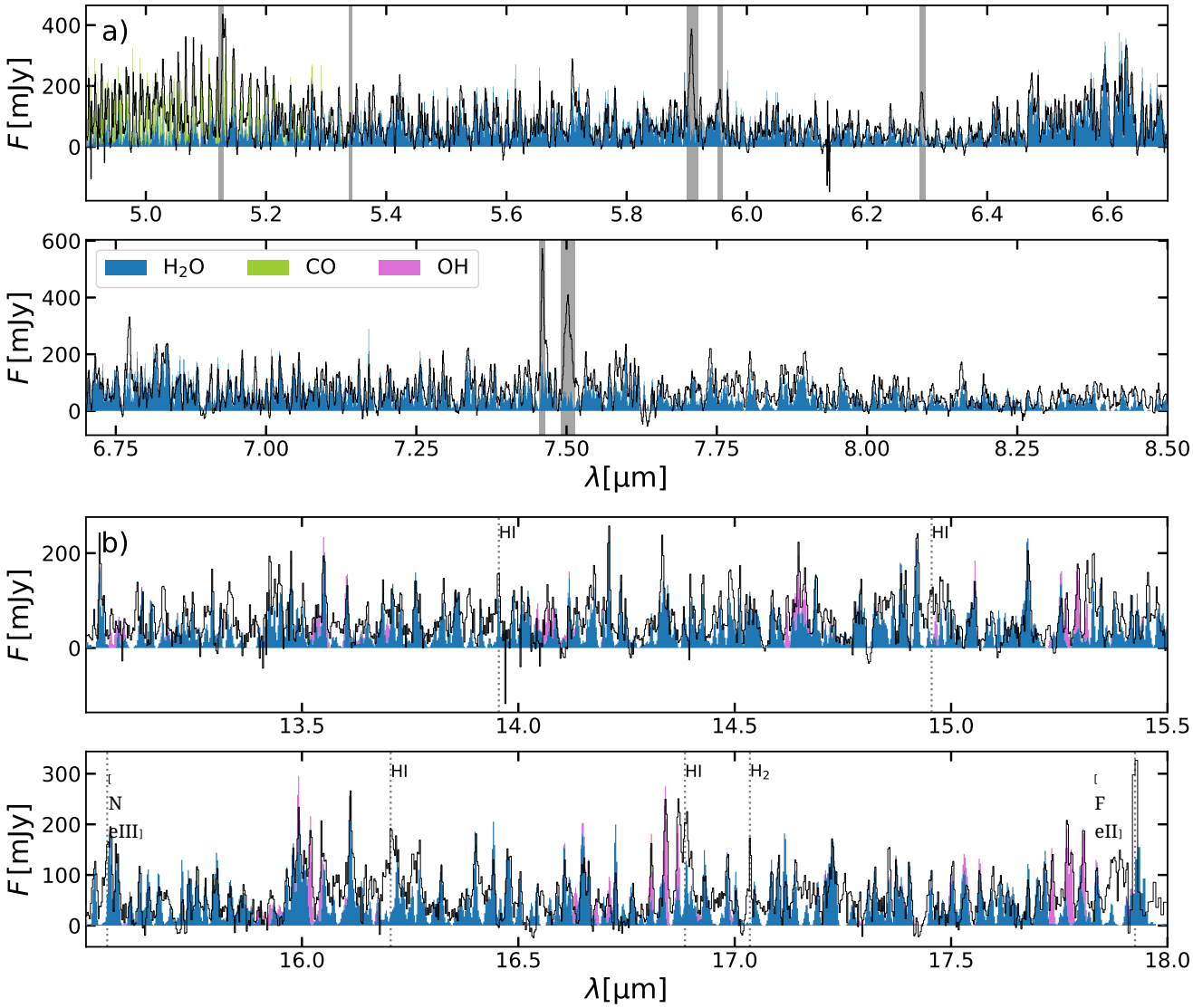


图 6：对 DGTau 盘的连续谱扣除后的 JWST/MIRI 光谱（黑色）进行拟合，波长范围为 4.9 – 8.5 微米（*a*，上方两个面板）和13 – 18 微米（*b*，下方两个面板）。所有采用的分子对中位概率模型的贡献以图例中说明的颜色表示。拟合中排除的区域以灰色表示。

大部分 H_2O 发射来自柱密度为~10^{19} cm^{-2} 的区域，温度高于 670^{+50}_{-40} K。不过，也存在来自较低温度（即几百开尔文）和较低柱密度（~10^{16} – $10^{19}$$cm^{-2}$）区域的额外发射（但产生的通量较小）。总体而言，温度分布和柱密度均处于 II 类盘典型值的较高端，我们将在第 5.2 节进一步讨论。

5.2. 水分子谱线诊断

如第 5.1 节所示，水似乎来自 DGTau 盘中高温和高柱密度区域的辐射。我们旨在通过计算 Banzatti 等人 (2025) 引入的谱线诊断来独立检验这一模型。为此，我们使用 `iSLAT`提取了几条未混合水分子谱线的谱线强度。

所得线比见图 9。上方面板的纵轴显示的是两条具有相同上能级能量但爱因斯坦 A 系数不同的水谱线之比（b 表示爱因斯坦 A 系数较高的谱线，a 表示较低的谱线）。在不同爱因斯坦 A 系数（b 表示爱因斯坦 A 系数较高的谱线，a 表示较低的谱线）。在光学薄情形下，谱线 b 更强。随着柱密度增加、不透明度随之增大，这一比值会降低。DG Tau 的数值 0.83 表明柱密度相对较高，但在其他詹姆斯·韦布空间望远镜/MIRI观测的样本中并非罕见。横轴表示温水与热水的通量比。这里，DG Tau 的比值为 1.04，低于此前詹姆斯·韦布空间望远镜观测到的所有比值。这表明热水过量，或温水（以及冷水）相对不足。温水与冷水的比值（下方面板的纵轴）为 2.85，这在没有冷水过量现象的盘中很常见。总之，贝叶斯分析和模型无关的谱线诊断结果均表明，DG Tau 的盘具有较高的柱密度，且水温极高（相较于其他源的水发射条件）。这可能是 DG Tau 高吸积率造成的影响；研究发现，吸积率与水分子谱线强度相关，而对于上能级能量较高的谱线，这种相关关系更为显著（Banzatti 等（2025））。这很可能是内盘受热所致。

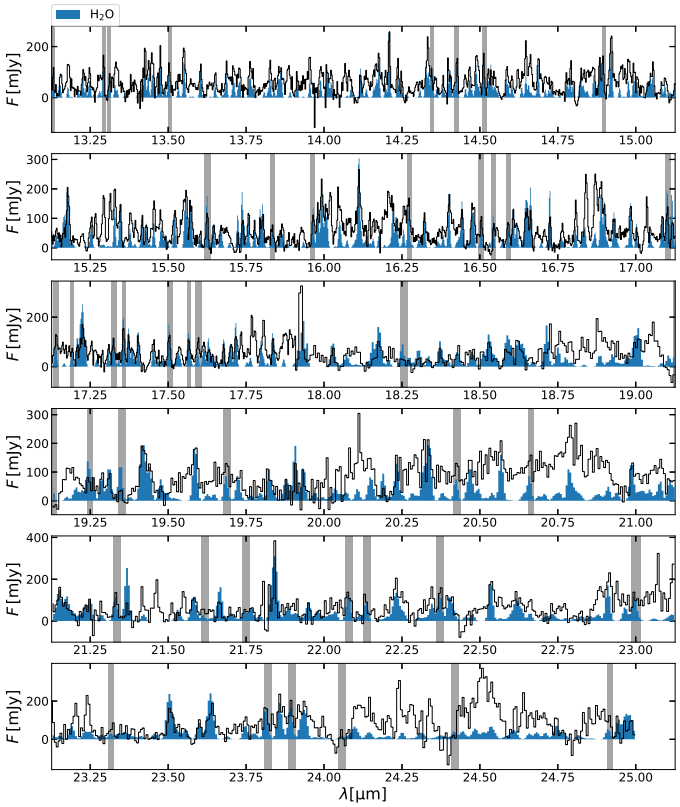
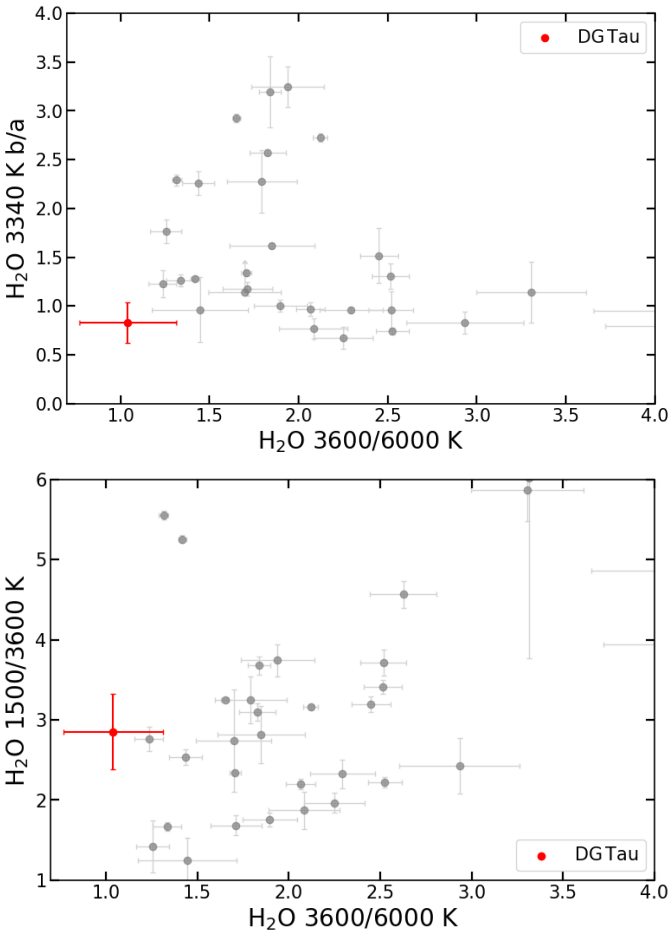


图7：拟合来自 13 – 25 微米的 DG Tau 盘的连续谱扣除 MIRI 中未混合水谱线（黑色）。H_2O 对中位概率模型的贡献以蓝色表示。拟合区域以灰色表示。



根据Banzatti 等人(2025)的水分子谱线诊断。温度表示所分析谱线的上能级能量。横轴显示示踪温水发射的水谱线（~400开尔文）与示踪热水发射的水谱线（~850开尔文）的比值。上图的纵轴显示两条上能级能量相同（3340 开尔文）但爱因斯坦 A 系数相差很大的谱线之间的通量比（谱线 b 的系数为 25.29 s^{-1}，谱线 a 的系数为 0.49s^{-1}），它们示踪~400开尔文水的柱密度。下图的纵轴显示示踪冷发射（~200开尔文）与温发射的水谱线之间的比值。灰点表示取自/的詹姆斯·韦布空间望远镜/MIRI观测，数据来源为 Temmink 等人(2025)和Banzatti 等人(2025)；后者的数据采用 Mallaney 等人(2026)发布的 JDISCS数据约化流程 v9 进行了更新；红点及误差棒表示 DG Tau。

5.3. 解释

在 MIRI/MRS 所达到的灵敏度水平下，DG Tau内盘除 H_2, OH、H_2O 和一氧化碳外，没有任何分子发射。中红外波段中大量的水谱线

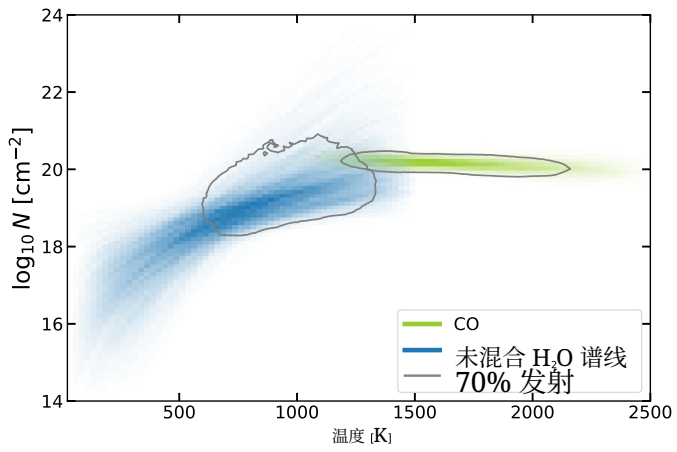


图8：根据连续谱扣除后的MIRI光谱推导出的分子柱密度和温度。不同颜色表示图例中所列分子的发射，而等高线标示出对相应分子通量贡献最大的区域。一氧化碳的条件根据图6a所示的拟合推导；水的条件则根据对未混合水分子谱线的拟合得出（图7）。

这对于经典金牛T星盘而言并不罕见（例如，Romero-Mirza 等，2024b；Temmink 等，2024a；Arulanantham 等，2025；Banzatti 等（2025）；Gasman 等，2025；Temmink 等，2025），且似乎与恒星质量或光度有关，也与演化阶段以及涉及尘埃和卵石的吸积过程有关（例如，Temmink 等，2025；Arabhavi 等，2025a；Grant 等，2025）；相比之下，与 DG Tau 这类盘不同，极低质量恒星周围的盘通常富含碳，并有许多来自有机分子的谱线（例如，Tabone 等，2023；Arabhavi 等，2024），尽管这些盘也显示出水谱线（Arabhavi 等，2025b）。年轻星盘的内盘中通常确实很少出现分子气体谱线；参见van Gelder 等(2024）和van Dishoeck 等(2025）。

我们推测，在 MIRI/MRS 中未探测到其他分子，既与连续谱光学深度有关，也与内盘中此类分子的丰度低于外盘有关；强烈的远紫外和 X射线辐射场也可能会破坏盘内侧的一些分子，而外盘中则已探测到有机分子（Guilloteau 等，2013；Podio 等，2019，2020）。

6. 风和喷流

6.1. 喷流的运动学与空间形态

MIRI MRS 的光谱分辨本领 R 根据 Argyriou 等（2023）给出的关系，在 ~3960 5 微米和 ~1400 25 微米处分别为。具体而言，对于 [Ne ii] 和 [Ne iii] 谱线，R(12.81 微米) ≈2960，R(15.55 微米) ≈ 2610。鉴于蓝移分量和红移分量中的谱线速度展宽均达数百 km s^{-1}，这使我们能够在整个视场内对喷流的速度结构进行较为详细的分析。我们可以从图 2 的中部和下部面板获得初步印象。这些谱线光谱分别从蓝色喷流和红色喷流上的位置提取（相应地以颜色标示；提取位置见图 11），基本不含连续谱；预计连续谱仅源自盘。相较于蓝移谱线，红移谱线在短波长方向上的相对减弱可能部分与红色喷流方向上更高的消光有关。我们发现，原子谱线的蓝移分量在相近的径向速度处均呈现单谱线通量峰；但红移分量至少显示出两个处于不同速度的峰，其最高速度为 ≳500 km s^{-1}，超过蓝色喷流中的速度（~300 km s^{-1}）。这些速度峰对应于喷流中的不同流动结构，详见下文。

为更详细地了解喷流的延伸范围和结构，我们在图10中展示了六幅强度图像，分别取自 Ni^{+}、Ar^{+}、Ne^{+}、Ne^{2+} 和 Fe^{+} 离子的精细结构线，即 [Ni ii] 6.63 μm（左上）、 [Ar ii] 6.98 μm（左下）、 [Ne ii] 12.81 μm（上中）、来自通道3长波段的 [Ne iii] 15.55 μm（下中），以及来自通道3长波段（右上）和通道4短波段（右下）的 [Fe ii] 17.94 μm。对于每条谱线，我们选取已分辨的蓝移和红移部分中通量最高的一个、两个或三个光谱通道；若选取两个或三个通道，则取其平均值，然后从蓝移谱线的图像中扣除红移谱线的 MRS 图像。由于蓝移和红移谱线彼此非常接近（ [Ne ii] 谱线的峰间距为 0.0125 μm，仅为波长的 ~10^{-3}一小部分），这一处理能够以最佳方式去除谱线波长处的局部连续谱和背景通量，使图像中只留下谱线通量；扣除过程还可能使中心点扩散函数处的噪声有所增加。图10显示，由于连续谱扣除不完全，恒星位置处没有出现系统性的、尺寸与点扩散函数相当的残差。颜色方案中，红色调表示红移发射占主导，蓝色调则表示蓝移发射。图中还标出了尘埃连续谱盘（内椭圆）和气体盘（外椭圆）的大致尺寸与形状；这些信息取自 ALMA 在 220 GHz 下的连续谱和一氧化碳谱线观测（Güdel 等，2018）。

所有图像都显示了已知的沿东北—西南方向的双极外流，其中西南叶正朝观测者接近。这里有一些值得注意的特征：(i) [Ne ii] 图像显示，在MIRI MRS视场的大部分区域内，几乎处处都是以蓝移发射或红移发射为主，两叶之间有一条清晰的分界线。(ii) 由于盘的光学深度，投影盘区域内未记录到红移流（例如 White 等（2014b））。(iii) 两个叶的结构不同。蓝移喷流相对狭窄且具有良好的准直性（尤其见 [Ni ii]和 [Ar ii]图像），而红移喷流则更类似于气泡结构，其最明亮部分位于距中心恒星约 3″ 的位置；这与 Agra-Amboage 等（2011）和 White 等（2014b）的发现相似，不过那些作者发现这种结构不对称性出现在距离恒星近得多的位置，即约一个角秒以内。分辨率更高的 [Ni ii]和 [Ar ii] 图像覆盖的区域较小，但揭示了红移特征中的更多结构。(iv) 通道 4-short中的 [Fe ii] 图像可能显示出向西南方向延伸至 ~6″ 的蓝色喷流。我们还注意到，部分图像面板（例如 [Ne ii], [Ne iii], [Ar ii]）隐约显示出一些蓝色特征，向盘正北方延伸。Garufi 等（2022）也发现了该区域的蓝移发射，并将这一特征解释为一条从盘的远侧向盘坠落的吸积流带。

接下来，我们将更仔细地研究 [Ne ii]中外流叶的空间与速度结构。图 11 展示了复合红绿蓝（RGB）图像，其中红色（R）、绿色（G）和蓝色（B）通道分别用于表示相对于系统速度的高、中、低速度下的三个代表性数据立方体切片。对于后者，我们采用 DG Tau 的（重心）径向速度 15.4 km s^{-1}（Nguyen 等（2012））。对于蓝色喷流，三个径向速度分别为： −186 km s^{-1} （R）、 −128km s^{-1} （G）和 −11 km s^{-1} （B）；对于红色喷流，则分别为 +341 km s^{-1} （R）、 +165 km s^{-1} （G）和+48 km s^{-1} （B）。波长区间经过选择，以便最佳地突出三个不同的形态特征（见下文）；这些图像旨在展示这些特征在空间上的相互关系。四个面板显示了速度通道的不同组合：RGB（左上）、RB（右上）、BG（左下）和 RG（右下）；每幅图像的东半部显示红移发射，西半部显示蓝移发射；两者的分界由箭头标出。附录 A 给出了涵盖多个单独速度通道（包括其他离子）的更完整图像集。参见图 A.1–A.8，其中比较了相近速度下的 [Neii] 和 [Neiii] （以及第 6.4 节讨论的比值图像）。另见图 A.9，其中展示了 [Arii] 6.98 微米、[Ni ii] 6.63 微米和 [Fe ii] 17.94 微米的不同速度通道；图 A.10 则展示了图 11 所使用的 [Ne ii] 12.81 微米图像。

在全部三个速度通道中，西南（接近）喷流的结构都相似，并且可以看出中速物质（G）可能在距离中心最远处产生发射，而特别缓慢的物质（B）则仅在靠近中心的位置可见。东北（远离）喷流在形态上复杂得多。我们可以辨认出与三种速度相关的三个独立结构（另见图A.1–A.8）。首先，最慢的物质（B）形成一个宽阔的弧形结构（下文简称弧），环绕着速度更快的物质。中速物质（G）位于所探测外流结构的顶点处，呈现为一片无明显结构但范围延伸的发射斑块（团块）。相比之下，最快结构勾勒出一个看似良好准直的 ~3″ 长喷流，或许是快速西南喷流的对应结构。

6.2. 延伸的 H_2 发射

图中12 我们绘制了整个MRS视场中三条分子氢谱线的图像，分别为 H_2 S(1) 17.03 μm、S(2) 12.28 μm和S(3) 9.67 μm。图像采用连续谱扣除方法，以谱线旁的贫线光谱区域作为连续谱水平，

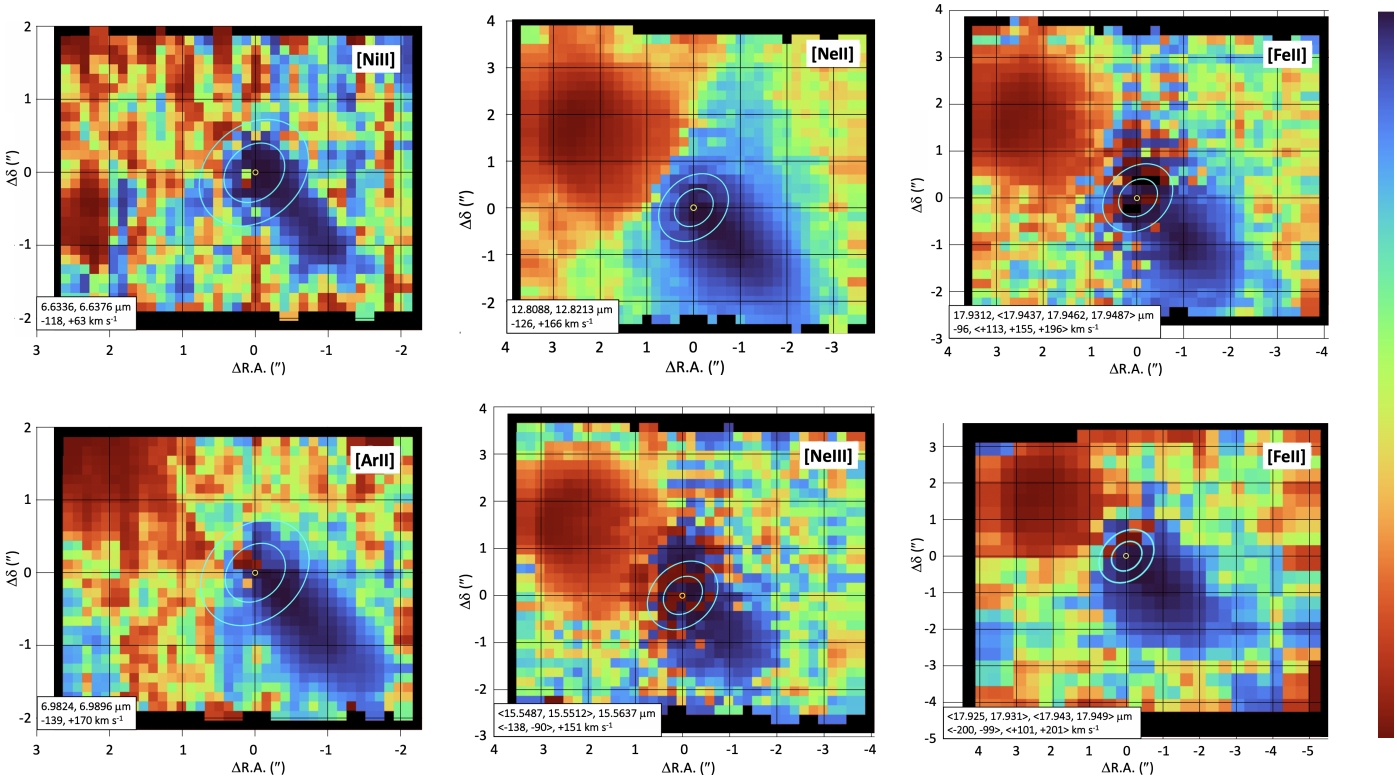


图10：在精细结构谱线 [Ni ii], [Ar ii], [Ne ii], [Ne iii], 和 [Fe ii] 中拍摄的强度图像。通过从蓝色喷流最亮的光谱分箱中减去红色喷流最亮的光谱分箱，构建这些图像，从而去除局部连续谱辐射。图中叠加了示意性等高线，分别表示气体 CO 盘（外侧椭圆）和连续谱尘埃盘（内侧椭圆），这些轮廓根据 ALMA 观测得出（Güdel 等，2018）。对于 2023年2月20日，恒星和盘的中心坐标为（恒星位置以 (0, 0) 处的小黄圈标出）：赤经(2000.0) = $04^{h}\ 27^{m}\ 04^{s}.701$，不过，0″. 08 的轻微指向偏移使质心位于赤经(2000.0) = $04^{h}\ 27^{m}\ 04^{s}.695$；以及 δ(2000.0) = 26° 06′ 15″. 58；像素尺寸为 0″. 20，但左栏的 [Ar ii] 和 [Ni ii] 图像使用 0″. 13，而右下方来自通道 4-short 的 [Fe ii] 图像使用 0″. 35。红色表示红移特征，蓝色表示蓝移特征。左下角插图列出了数据立方体中蓝移和红移分箱的波长（单位：微米），以及相对于 DG Tau 的对应径向速度（单位：km s^{-1}），正值表示红移。若对多个光谱通道取了平均值，其数值会列在方括号内< ... >，对应的径向速度也同样如此。（部分使用 JS9 软件制作，采用 turbo 色表和 = histeq 比例尺；右侧色条定义了颜色从红到蓝的顺序；该比例尺根据图像中各数据值出现的频率分配颜色，不会在每幅图中按规则且一致的方式缩放，而是优化低强度级别的可见性）。

每幅图都显示了两个发射特征：

（i）一个明亮斑块大致与盘区重合，并可能向西南方向非对称延伸。鉴于 MRS 的空间分辨率有限，我们不再进一步讨论中红外辐射；不过，我们注意到，其形态大致与 SPHERE 在散射光中观测到的锥状结构相符（图12，右下；Garufi 等人（2024））。

（ii）我们发现一条从西北延伸至东南的延展弧，其方向大致垂直于喷流轴，并位于恒星东北方向约 1″ 处。发射物质可能显现出一些子结构，这些子结构在三幅图中略有不同。

6.3. 讨论：风和喷流的结构与动力学

6.3.1. 风的结构

图13 对我们在MIRI观测中以及其他仪器观测中看到的结构作出了解释，并以图1中的合成示意图展示。我们将紧邻盘面上方DG Tau的环境解释为一个位于碗状结构内、由风和喷流构成的系统。Kitamura 等(1996)、Agra-Amboage 等(2011年,2014)、White 等(2014a,b)此前曾描述并提出过类似结构；Delabrosse等(2024)则讨论了原恒星DG Tau B的类似特征。在这种解释中，在不同且逐渐降低的流速下，探测到了尺度逐渐增大的轴对称弧状结构。

最内侧的风结构（距离为 ≲1″）可见于荧光远紫外线谱线 H_2 (Schneider等人 2013a）和红外波段 H_2 谱线中，其流速为 ~(10−30) km s^{-1} (Takami 等 2004年；Agra-Amboage 等（2011），2014；White 等，2014a，b；此外，在我们的 MIRI 图像（图12）及近红外散射光中也能辨认出这些结构（Garufi等人 2024）。Takami 等(2004）和Beck等人(2008)提出，H_2 发射由激波激发导致，而非远紫外或X射线辐照。

远紫外 碳四价谱线发射位于氢$_2$ 锥体（Schnei- der 等，2013a，b）；在喷流轴本身上，探测到了来自数百万开尔文等离子体的X射线发射（Güdel 等（2008）、2011年；Schneider & Schmitt 2008；Frank 等，2014）。这表明，沿垂直于喷流轴的方向存在温度梯度，从

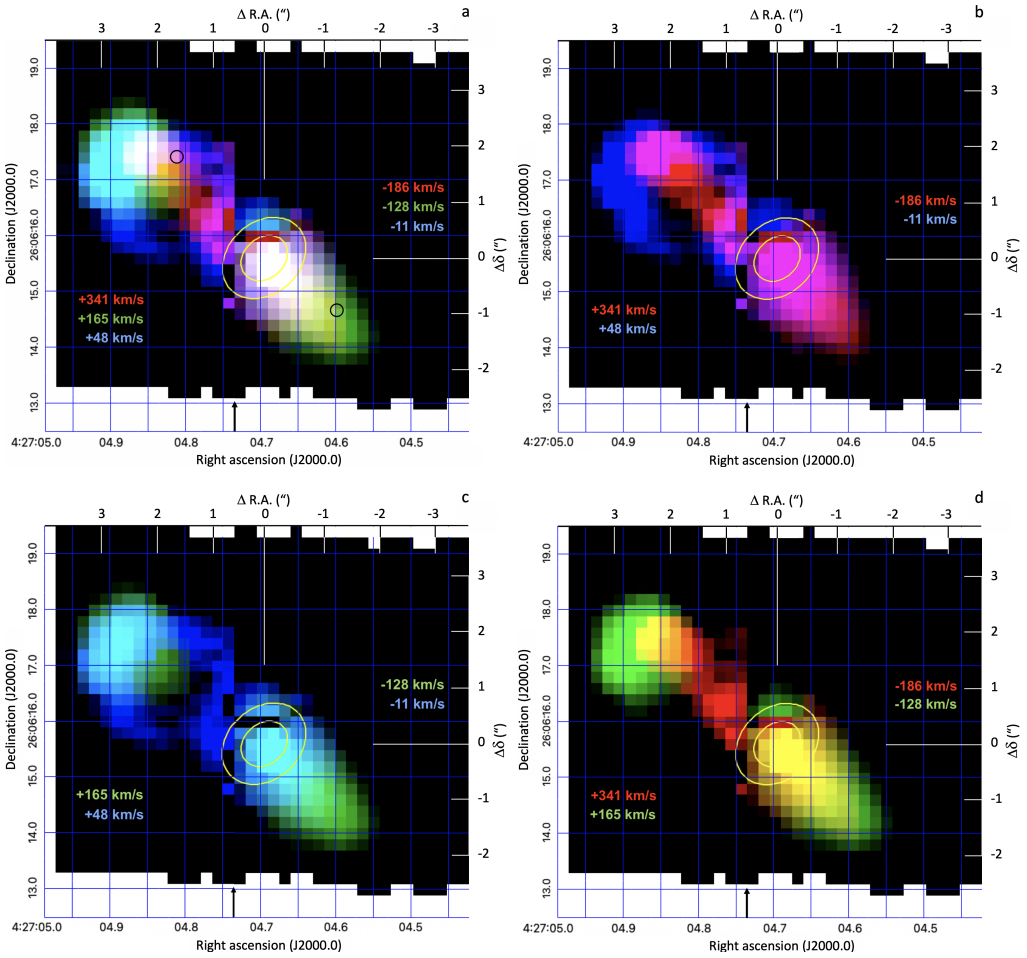


图 11：以 RGB 颜色表示[Ne II]喷流的不同视向速度分量：R（红色）最快，G（绿色）居中，B（蓝色）相对于恒星最慢；在赤经 $= 4^{h}\ 27^{m}\ 04^{s}.73$ 以东（箭头所示），速度为正；以西速度为负。a：RGB。– b：RB。– c：GB。– d：RG。– 图中标示的六个分量相对于恒星的径向速度：左侧为东北=后退喷流，右侧为西南=接近喷流：西南喷流 –186 km s^{-1}（R）、–128 km s^{-1}（G）和 –11 km s^{-1}（B）；东北喷流 +341 km s^{-1}（R）、+165 km s^{-1}（G）和 +48k m s^{-1}（B）。面板（a）中的两个黑色圆圈显示了用于提取喷流光谱的中心位置，这些光谱展示于图 2 的中间和底部面板中。图件顶部和右侧的坐标轴显示相对于恒星的角秒偏移量；（0,0）标记恒星的位置。（使用 SAIOmageDS9 软件制作。）

最高温的，3。7×10^{6} K X射线发射等离子体延伸至 ~ 10^{5} K 碳ıv发射等离子体延伸至温度 ≈ 2000 K 氢$_2$ 线发射的宽锥体，并延伸至温度更低的空腔壁。这些紧致结构位于0″。2 – 0″。3（最内侧喷流X射线源、狭窄的氢$_2$空腔以及最内侧的碳ıv 特征）似乎都处于静止状态（Güdel等（2011）；Schneider等人 2013a，b）。

部分氢$_2$ 发射被 ≲1″ 向东北方向位移，但发生了红移，速度为 ~5 千米 秒$^{-1}$，正如Beck 等（2008）、Agra-Amboage 等（2014）和White 等（2014a，b）所描述，并被解释为 DG Tau 喷流和外流的红色瓣的一部分。这一点得到了氢$_2$发射中的丝状径向结构以及尘埃连续谱中类似结构的支持（图1 和图12；Garufiet 等 2024）。

在距离恒星约 40–70 天文单位处，ALMA CO观测发现了分子风，其流速最高可达 3.1 km s^{-1} (Güdel 等，2018)；尽管这一结构的一部分也被解释为从后方接近盘的吸积流，但值得注意的是，偏振结构与该流动十分吻合（见Bacciotti 等 2018中的图像）。

在更远处，我们发现了图$_2$ 中报道的弧状结构12，其距恒星的最小投影距离为 ~1″。NOEMA 在 230.54 GHz 对 ^{12}一氧化碳 (2–1) 进行的高分辨率毫米波观测也揭示了 DG Tau 东北侧一个明显的弧状结构，与我们的 $_2$ 特征相似，但距离更远，约为 2″。0–2″。5，显示蓝移数 km s^{-1}(Se- menov 等 2024)。我们查看了Güdel 等(2018发表的更高分辨率 ALMA 观测，发现该弧的尺寸随频率而变化；其位置角为 ~220° (朝向东北) DG Tau 的最小投影距离从 1″。4（蓝移 8.1 km s^{-1}，相对于恒星）变化到 2″。1（蓝移 4.2 km s^{-1}），也就是说，发射物质向外运动时减速。我们指出，$_2$ 弧可能沿着碗状结构的壁面位于更靠近恒星的位置，如图13所示；但另一种可能是，$_2$ 发射位于更靠近轴线的位置，在 CO发射面以内，正如 Delabrosse 等(2024) 对原恒星 DG Tau B 提出的那样。

此前也曾报道过类似结构，且尺度更大：Nakajima & Golimowski (1995)描述了在*I*-波段中看到的两条类似弧形结构，距离3″ 和 ~12″ 盘中心；它们被解释为反射星云，并被认为是内落包层的残余，或是为吸积盘供料的扁平伪盘。斯隆数字巡天的光学图像中也可见弧形结构（见Varga 等（2017）中的图 1），位置约为 5″ 和 12″ 处，位于东北方向。更远处，在 ~2800天文单位处，Kitamura 等(1996发现了一股外流，可能与一种扁平盘状结构有关，该结构是原恒星包层的残余；其外流速度为 1.5 km s^{-1}。

因此，图 1 和 12中看到的弧形结构环绕着蓝色喷流，与 DG Tau 风和喷流的退行瓣无关。在 H_2, CO 或散射光中看到的 DG Tau 东南—东北—西北侧物质，正沿着空腔较近一侧的陡峭壁面朝向观测者运动；但有一些紧凑的（≳1″）结构紧邻恒星东北侧，与外流的退行瓣有关（White 等，2014a，b）。推测沿前方空腔远侧流动的物质会朝东南方向运动，但这里并未探测到这种物质。

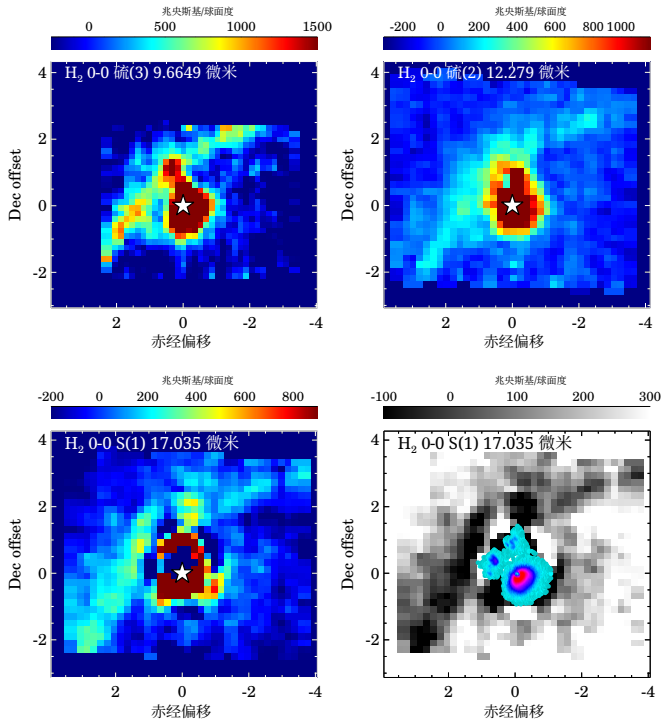


图12：不同 H_2 谱线的略微平滑图像，显示了 DG Tau 东侧和北侧的中心源及一条弧线。星号标记了 DG Tau 的位置。左上：H_2 S(3) 9.67微米。右上：H_2 S(2) 12.28 微米。左下：H_2 S(1) 17.03 微米。右下：17.03$_2$ 微米处的 HS(1)发射叠加图（灰度阴影）以及（其他颜色）SPHERE 散射光图像（Garufi 等人（2024））， 显示出一种被认为由恒星风形成的碗状结构（见正文）。

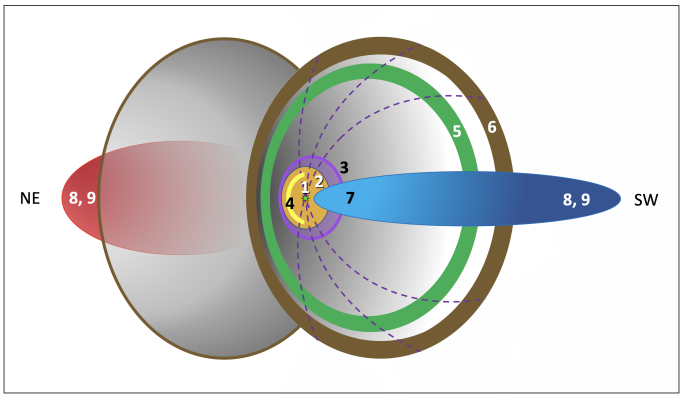


图13：对 DG Tau 周围环境的解读，将各项特征置于整体背景中。灰色形状示意轴对称的碗状外流结构，其中包含恒星风和喷流。左侧的灰色结构（指向东北方向）除了在恒星附近的 H_2 发射中外，并未在观测中明显显现（White 等（2014a,b））。有颜色和编号的结构对应于图1和图C.1所示的特征。1. 亮绿色恒星：恒星 DG Tau。2. 橙色实心椭圆：DG Tau 的原行星盘。3. 紫色：在红外波段 H_2 中观测到的内风区（Agra-Amboage 等人（2014））、在 H_2 紫外荧光中观测到的内风区（Schneider 等人 2013a），以及在散射光中观测到的内风区（Garufi 等人（2024），见图12）。4. 盘上的黄色弧线：通过 ALMA 在 ^{12}CO 230.538 GHz 谱线中观测到的恒星风（Güdel 等，2018）。5. 绿色：MIRI/MRS 部分观测到的 H_2 S(1)–S(3)弧线（图12；仅在恒星的东南、东、东北、北和西北方向可见）。6. 棕色：NOEMA（Semenov 等（2024））和 ALMA（图1和图C.1）部分观测到的 ^{12}CO 230.538 GHz 谱线弧线（仅在恒星的东南、东、东北、北和西北方向可见）。7. 亮蓝色：内部、准直、向前（蓝移）喷流（例如，在X射线中可见）。8/9. 蓝色/红色：延伸的向前（蓝移）和远离（红移）喷流，分别在X射线和 [Neii]等观测中可见。

此时，我们可以考虑 H_2 发射是否实际上可能是来自内盘、但在我们的观测中未能分辨的散射光。正如 Delabrosse 等 (2024) 在研究原恒星 DG Tau B（位于 DG Tau ~50″ 以南）时所讨论的那样，在散射光情形下，我们预期 H/连续谱的谱线$_2$ 比保持恒定（假设谱线和连续谱具有相同的点扩散函数），反映中心源中的比值。相反，对于原位辐射，我们预期比值不恒定，且谱线/连续谱比随距中心源距离的增加而增大。我们通过扩大中心恒星周围用于光谱提取的孔径来分析这一比值，孔径从 0″.2 增至 1″.5，从而涵盖图 12 中的紧凑 H_2 源以及弧形结构中较近的东北部分。我们发现图 14中的谱线比单调递增，支持原位 H_2 发射模型。

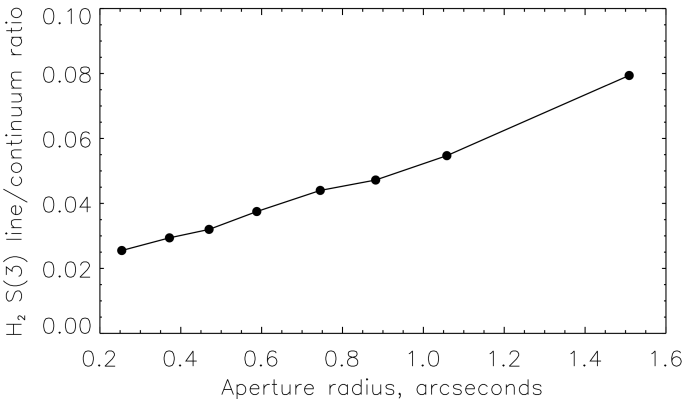


图14：以恒星位置为中心进行光谱提取时，H_2 S(3) 9.6649 μm 线连续谱比随孔径增大而变化。

6.3.2. 喷流的结构

接下来，我们尝试将[Ne ii], [Ne iii], [Ni ii], [Ar ii], 和 [Fe ii] 的精细结构谱线图像解释为动态结构。我们将观测结果与 [Fe ii] 1.644 微米和 H_2 1–0 S(1) 2.12 微米观测结果进行了比较；这些观测主要由 Agra-Amboage 等（2011年、2014年）使用 VLT/SINFONI 获取，White 等（2014a、b）使用 Gemini North/NIFS 获取。两组研究均报告称，在中心恒星 ~1″天文单位以内、靠近喷流轴的区域存在特征；由于点扩散函数（PSF）的尺寸以及盘的亮度，该区域很难通过 MIRI MRS 观测。上述作者一致认为，蓝色和

外流的红色叶瓣高度不对称。接近我们的喷流具有良好的准直性，其半开角为 ~14–15°；其中可见一些结，每隔几年就会被喷出，可能具有周期性（Agra-Amboage 等（2011）；Rodríguez 等（2012）；Takami 等（2023）；Pyo 等（2024））。

Bacciotti 等（2000）研究了 [柱密度ɪɪ], [硫ɪɪ], [氧ɪ], 和 Hα 在 ~1″。5 的光学谱线中蓝色喷流的光谱成像

这颗恒星，发现朝向喷流轴的速度梯度，由此确定了一种所谓的洋葱状速度结构（另见Agra-Amboage 等（2011），2014；White 等，2014a，b）。Bacciotti 等（2000）还发现沿（蓝色）喷流轴存在速度梯度；与高速速度特征相比，低速成分更明显地出现在靠近恒星的位置。事实上，在哈勃空间望远镜的观测中，径向速度最初随距离增加，在距离恒星$^{-1}$处达到 420 km s 0″。7 – 3″。5 的位置（Maurri 等（2014））。詹姆斯·韦布空间望远镜在许多外流中（从 0 类到 II 类源）都观测到了这种结构，例如 Caratti o Garatti 等（2024）、Pascucci 等（2025）或van Dishoeck 等（2025）所述。

相比之下，Agra-Amboage 等（2011年、2014年）以及 White 等（2014a、b）发现，DG Tau 的红色喷流在 2005 – 2006 处似乎呈现为一个膨胀气泡，其径向速度在 ~100 km s^{-1} 至 ~180 k m s^{-1} 之间从 0″. 7 增加到 1″. 3，而喷流向更远距离的传播可能受到原恒星包层遗留下来的周围介质阻碍；尽管 White 等（2014a）报告称，在距恒星 0″.84 处、恰好位于喷流轴上的位置存在一个高速结，该高速结可能属于准直内喷流，但在光学波段或红外波段中尚未记录到延伸的远离型喷流。该高速结的径向速度为 170 km s^{-1}，对应于沿流动方向 ~220 km s^{-1}的真实速度。他们认为，这股高速流正因与残余前恒星包层的相互作用而发生弥散；该包层在 H_2 中以极低速度（5–10 km s^{-1}）可见，并推动了气泡的膨胀。

在图 15 中，我们展示了沿喷流轴的 [Neii]位置—速度（pv）图。蓝色喷流在从零到 ~250 km s^{-1}的所有速度区间均有记录。与 Maurri 等 (2014)的研究结果一致，我们发现蓝色喷流中速度介于中等范围的 ~50–150 kms^{-1} 气体沿喷流轴延伸得最远，并主导了通量（1 – 3″ 见图 15 下图）。这可能表明发生了减速，但喷流轴上发射率的变化也有影响；而且 MIRI MRS 无法分辨横向上的轮廓，因此不能区分较窄的高速流与较宽的低速流（例如，参见White 等（2014b））。蓝色喷流的位置—速度图与White 等 (2014b)为 [Feii] 所展示的图相似（他们的图15），但距离更短。

对于红色喷流，正如第6.1节和图11所指出的，我们识别出一种洋葱状速度结构。我们的观测包括一个径向速度超过 300 k m s^{-1} 延伸至 ~3″。5 的高度准直喷流；这大约是 White 等 (2014a,b)所观测距离的三倍。在 2005 – 2006(Güdel 等（2008）)中，X射线也记录到了一个延伸范围相近且表面上经过准直的喷流。在我们的 pv 图（图 15）中，红移 [Neii] 峰值通量显示，速度随距离增加而降低，这可能表明膨胀物质正在减速。我们还注意到，三个速度特征都在恒星东北方向的相近位置（3 – 4）″ 终止，这表明较快物质正通过激波与较慢的气体流发生碰撞。

接下来，我们研究 White 等（2014a,b）报告的 2006 年至 2009 年间[铁] 1.644 微米观测中看到的任何结构，是否可能与我们于 2023年2月获得的 MIRI观测中的结构相对应。首先，White 等（2014a）发现，红色瓣中距离中心 0″.7 – 1″. 3 的一个气泡状结构沿外流轴以投影速度 0″.07 在 1.1 年内移动（对配准不确定性进行校正后），这相当于在 125 秒差距距离处的投影自行 38 km s^{-1}，或沿外流轴的去投影速度 61 km s^{-1}，以及 48 km s^{-1} 的径向速度分量（该分量不必与一般流速一致，例如在激波情况下）。如果该结构以恒定投影速度膨胀，其顶点（2005.87 年位于 –1″. 3 处）将在 MIRI观测中到达距离 1″.3 + 1″. 1 = 2″. 4 的位置。

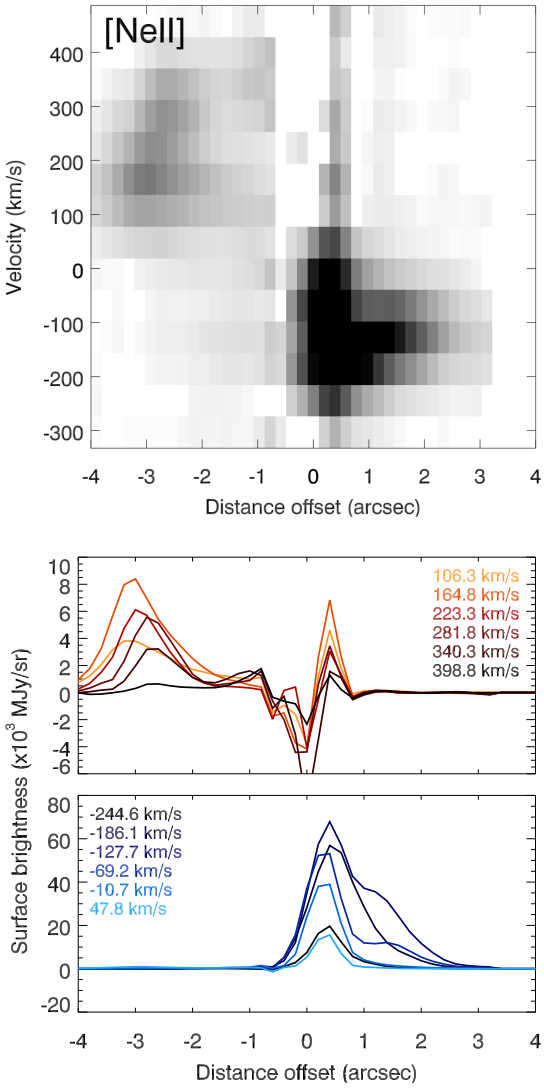


图15：上图：沿喷流轴的 [Neii] 12.81微米位置-速度图。距离在西南方向（蓝色喷流）为正。下图：不同速度分量下，沿喷流方向 [Ne ii] 12.81微米发射亮度分布的一维剖面。曲线表示沿喷流轴穿过恒星位置的一维剖面；采用双线性插值，以一个像素的间距获取表面亮度值（单位：MJy sr^{-1}）。灰度面板使用了相同的数值。

这位于图 11 中团块区域最明亮部分的底部。如果假设 2023 年 2 月团块区域中心距 3″.2 恒星的距离，对应于 2005/2006 年在 1″.3 处观测到的膨胀结构，那么自行将为 0″. 11 年$^{-1}$ – 0″.12 年$^{-1}$，对应于 ~68 km s^{-1}，因此对于 ~87 km s^{-1} 的倾角，径向速度为 38°。这比团块的典型径向速度小 1.9 倍；鉴于流速与特征的膨胀速度不必相同，因此这两个结构仍有可能相关。

如果我们的推测成立，那么我们可能正在见证一个由动量驱动的气泡膨胀，随后高速喷流突破气泡并进入经典喷流阶段，正如Sutherland &Bicknell (2007) 针对活动星系核（AGN）提出并建模的那样，并由White 等(2014a) 应用于 DG Tau。由White 等(2014a) 为

由高速喷流的动量传递驱动的气泡膨胀，然而在 2006 年至 2023 年间的膨胀幅度不会超过 0″.2，远小于我们的观测所表明的幅度。我们还注意到，在 White 等的 [Fe ii] 1.644 微米观测期间（2005 年末至 2006 年初）获得的 X射线观测显示，向远离方向延伸至 ∼4″ – 5″ 的 X射线喷流源，这表明红色喷流可能早已在更早时期突破了周围介质。

其次，2005.86 年观测到的亮特征位于 0″。84，恰好处在外流轴上，其径向速度为 170 km s^{-1}（范围 ∼ 140 – 200 km s^{-1}，White 等，2014a），对应的投影距离为 ∼0″。84 + 3″。86 = 4″。7（假设没有减速，则在 2023.14 年时）。MIRI 在 [Ne ii] 中记录到的高速喷流顶点位于 3″。5 处，但径向速度更高，为≳300 km s^{-1}（比 White 等，2014a快 1.8 倍）。不过，这些数值彼此相差不到 2 倍，再次表明 2006 至 2023 年间喷流可能发生了连续喷流膨胀。

我们还特别指出，在红色喷流轴上距∼1″ 处有一个小而明亮的特征；也就是说，在投影中，它恰好位于 ALMA 一氧化碳气体盘之外，见 [Neii] 和 [Neiii], 的图，以及图 A.7 和 A.8。在精细结构线中，该特征显示出 250–400 km s^{-1} 的高速度（另见图15中的位置-速度图），而在 H_2 中，径向速度小于 50 km s^{-1}。这些特征让人联想到 White 等（2014a）在同一位置通过 [Feii]1.644 微米和 H_2 2.12 微米观测所报告的现象。鉴于 <1″ 在 MIRI MRS 中对距离的获取受到限制，且两次观测之间相隔约 16 年，因此很难判断其中一些特征是否彼此相关，或者是否是由于喷流结反复喷射而产生的类似特征。

总而言之，有一些（有限的）证据表明，White 等（2011年，b）详细描述的喷流和宽角风流，与我们利用 MIRI 成像得到的更大尺度结构之间存在联系。这一点得到了外流和喷流中这些结构经测量的运动学性质的支持。

6.4. 氖电离的原因

综合观测巡天，尤其是利用斯皮策进行的观测，在经典金牛T星（以及赫比格星）中探测到了许多 [Ne II] 12.81 微米谱线，但只探测到极少数 [Ne III] 15.55 微米谱线（例如 Flaccomio 等 2009；Güdel 等 2010；Baldovin-Saavedra 等 2011年；Sacco 等 2012；Pascucci 等 2020；Akhila 等 2025）。Espaillat 等（2013）研究了一个小型样本中已探测到 [Ne III] 15.55 微米谱线的天体的通量比 f =flux([Ne III] 15.55 微米)/flux([Ne II] 12.81 微米)，发现除一个例外外，通量比均为 f ≈ 0.05 – 0.35；该例外的 f 略大于 1。对于包含 56 个过渡盘的样本，Szulágyi 等（2012）报告探测到了 32 [Ne II] 12.81 微米谱线，但仅在其中三个天体中发现了 [Ne III] 15.55 微米谱线，并得出结论：f 通常显著低于 1。

我们强调，所引调查中的源并未在空间上分辨；与模型的比较假定氖发射来自盘大气层。正如第6.3节所概述的，DG Tau 的情况更为复杂：DG Tau 周围有一个标准的原行星盘，吸积率很高，同时有多种风从盘中逸出，并存在两股显著且部分准直的喷流，我们将其识别为电离氖、氩、铁和镍发射的强源。X射线来自恒星，具有$L_X = (0.7 – 1.1) \times 10^{30}$ erg s^{-1} 的硬光谱，而恒星较软的X射线则被强烈吸收；但内喷流在距恒星 ≈ 40 天文单位以内发出吸收较弱的软光谱（图1 和C.1，以及 Frank 等，2014中的图 5），其$L_X \approx 10^{29}$ erg s^{-1}(Güdel 等（2008））。恒星强烈的X射线吸收并未伴随与之相称的强可见光消光（按标准气尘比推算（Vuong 等 2003）），这表明吸收体是贫尘气体。

Maurri 等（2014）发现，蓝色喷流中的电离度在距恒星 2″ – 4″ 处最高，可达 70%，而在 1″内部则低得多。Giannini 等（2019）通过空间未分辨的高分辨率谱线光谱学也支持这一结论。接下来的问题是，电离在何处以及如何产生。一般而言，电离可能发生在靠近恒星的地方；例如，在再准直激波中（Bonito 等，2011），或由恒星或喷流自身发出的极紫外辐射（EUV）或X射线辐照而引起的光电离（Güdel 等（2008））。由于复合速度较慢，电离度只会随距离逐渐降低。Güdel 等（2008）研究了等离子体的辐射冷却以及喷流膨胀导致的冷却，并得出结论：仅前者就足以解释观测到的喷流长度，前提是热等离子体密度为 ∼ 10^5 cm^{-3}，体积填充因子约为 10^{-6}（不过在密度较低时，冷却主要是绝热的）。Schneider & Schmitt（2008）还根据X射线观测（Güdel 等（2007，2008）），为激波后以 300 km s^{-1} 速度在喷流中流动的热等离子体提出了一个简单的辐射冷却模型；他们同样得出结论，热等离子体的填充因子很小，但等离子体辐射冷却时间很长，因此冷却长度至少为 100 天文单位。仅考虑氢，Maurri 等（2014）估算出复合时间（即电离分数显著衰减所需的时间）：在密度从 10^5 cm^{-3} 降至 ∼10^3 cm^{-3} 的区域，时间为 6×10^8 s；在 1″之外，这对应于电离喷流在距我们 125 pc 处的投影尺度长度 ∼6″。只要视场允许探测电离氖、氩、铁或镍的发射，这就与我们的 MIRI/MRS 观测结果一致（尤其参见图10右下的 Feii）；巧合的是，这也与X射线喷流的长度一致（Güdel 等（2008））。因此，一种可能性是，电离和加热至数百万开尔文发生在距恒星一角秒以内。然而，高速激波也可能沿喷流持续（再）电离，成因可能是激波，也可能是辐照。Liu 等（2016）将 [Ne iii] λ3869 对 DG Tau 喷流的观测置于恒星X射线或喷流中产生的X射线所致光电离背景下进行讨论。我们将在下文讨论前一种机制的可能性。不过，喷流X射线源将物质加热至X射线发射温度，以及对冷物质进行光电离，不应被视为彼此独立的机制，因为二者自然会协同发生。因此，我们将在下文提出一种自洽的方法，在同一模型中同时纳入这两种机制。另一种可能是由外部热恒星引起的光电离，但可以排除这一解释，因为金牛座恒星形成区没有这类大质量恒星。因此，我们考虑了氖（或类似地，其他金属元素）电离的三种可能原因：由恒星日冕产生的X射线或极紫外辐射引起的光电离，或通过激波加热实现的电离；后者自然同时涉及碰撞电离和光电离。

6.4.1. 恒星的光电离

氖具有较高的第一和第二电离势，分别为中性氖的21.56 eV和氖的41.0 eV[+]。因此，光电离需要波长分别小于57.5 nm和30.2 nm的高能光子（中波至短波极紫外或X射线）。氖的精细结构谱线主要由与电子的碰撞激发（而非与氢原子碰撞；Glassgold 等（2007））。

DG Tau的X射线光度为$L_X = 10^{30}$ erg s^{-1}（Güdel 等（2008））。对于恒星半径$R_\odot = 2.6R_\odot$（根据Garufi 等人（2024）给出的辐射测量光度和有效温度$T_{\rm eff}$），我们得到平均X射线表面通量$F_X \approx 2.5 \times 10^6$ erg cm^{-2} s^{-1}，并据此估算出在10至36 nm范围内极紫外辐射的极紫外通量或光度与X射线通量或光度之比为1.0（Johnstone 等人（2021）中的公式20）。36至91 nm的范围使该值增加 ~ 29%（Johnstone 等人（2021）中的公式22），即我们采用$L_{\rm EUV} = 1.3 \times 10^{30}$ erg s^{-1}。

6.4.2. 恒星极紫外光电离

极紫外光子在短于氢莱曼边 91.2 nm 的波长处会被强烈吸收。因此，只有当前景气体高度电离、从而对极紫外辐射透明时，才可能发生光电离。喷流中的电离分数确实非常高，最高可达 ~(70–80)% (Maurri 等（2014）。我们计算中性氢完全电离形成 HII区的斯特伦格伦半径：

$$R_{\rm S} = \left(\frac{3\Phi_{\rm EUV}}{4\pi \alpha n_0^2} \right)^{1/3}, \quad (1)$$

其中，$\alpha \approx 3 \times 10^{-13}$ cm^3 s^{-1} 是典型喷流温度范围（1 – 2）$\times 10^4$ K 内占主导地位的氢气体的复合系数（Nahar（2021）），n_0 是喷流中的气体数密度。对于后者，我们采用 $n_0 = (10^4 - 10^5)$ cm^{-3}（Güdel 等（2008）；Maurri 等（2014）；Agra-Amboage 等人（2014））。根据 $L_{\rm EUV}$ 和 6.6×10^{-11} erg 的中等极紫外光子能量（对应于 30 nm 波长），我们得到光子光度 $\Phi_{\rm EUV} = 2 \times 10^{40}$ 光子每秒，并算得 $R_{\rm S} \approx (1-5) \times 10^{14}$ cm $\lesssim 40$ 天文单位。鉴于外流的低速冷区中密度更高（最高达 10^6 cm^{-3}；温度为 $< 10^4$ K）（Giannini 等人（2019）），尤其是在恒星最内侧的 0″ 处，这一数值应视为上限。5（Maurri 等（2014））。因此，最大电离距离远小于观测到的电离喷流长度。这些结果与 Hollenbach & Gorti（2009）对原行星盘大气中电离半径的估算相符。我们据此认为，DG Tau 的极紫外光子无法使喷流沿线直至 ≈(400 – 600) 天文单位处发生电离，因此这不是一个有效的模型。

6.4.3. 恒星X射线光电离

转而考虑恒星发出的X射线，我们进行了两项估算。首先，不论喷流的整体电离程度如何，我们考虑沿喷流方向的最大X射线吸收。仍假设气体数密度为$n_{\rm H} = (10^4 - 10^5)$ cm^{-3}，并考虑视线方向上通往氖谱线发射源的物质完全中性的极端情形，我们得到氢吸收柱密度为$N_{\rm H} \approx n_{\rm H} l$，其中 l 为喷流长度。蓝色氖喷流在投影中延伸至 3″，对应沿真实喷流轴方向的 $l \approx 600$ 天文单位。因此，$N_{\rm H} = (0.9 - 9) \times 10^{20}$ cm^{-2}。即便如此，低于 1 keV 的X射线仍能到达喷流最远端的区域。

在光电离平衡中，受辐照单位体积内的电离与复合达到平衡，

$$\frac{\Phi_{\rm X}}{4\pi d^2} n_{\rm Ne^0} \sigma_{\rm Ne} = \alpha_{\rm Ne^+} n_{\rm e} n_{\rm Ne^+}, \quad (2)$$

其中，$\Phi_{\rm X} = L_{\rm X}/\epsilon \approx 6.3 \times 10^{38}$ 光子 s^{-1} 是恒星X射线光子光度，$\epsilon \approx 1$ keV $= 1.6 \times 10^{-9}$ erg 是典型恒星X射线光子的能量。从恒星到目标的距离记为 d，$n_{\rm Ne^0}$ 和 $n_{\rm Ne^+}$ 分别是中性氖和单电离氖的数密度，$\sigma_{\rm Ne} \approx 0.24 \times 10^{-18}$ cm^{-2}是中性氖的电离截面（对于能量为 1 keV 的光子，取自 Marr & West 1976），$\alpha_{\rm Ne^+} \approx 2.2 \times 10^{-13}$ cm^3 s^{-1}是在 10^4 K 时 Ne$^+$ 的复合速率系数（取自 Shull & van Steenberg 1982 的方程 4 和 5 及表2），而 $n_{\rm e} \approx 10^4$ cm^{-3} 是观测到的电子密度（Maurri 等（2014））。我们发现，在沿喷流距离为 300 天文单位处，$n_{\rm Ne^+}/n_{\rm Ne^0} \approx 2.7/n_{\rm e} \approx 2.7 \times 10^{-4}$，这意味着氖大部分仍为中性；在 600 天文单位处，我们仍观测到强烈的 [NeII] 发射，此时该比例为 $\sim 7 \times 10^{-5}$。这一估算经过了简化，因为高能光子引起的 K 壳层电离也会产生 Ne^{2+}，后者可通过电荷交换形成 Ne$^+$（为进行数量级估算，我们忽略了这一过程）。然而，出于上述估算斯特伦格伦半径时所述的相同原因，最内侧区域的较高密度再次使我们的估算成为上限。另一方面，考虑到观测到的喷流气体具有较高的电离度（Maurri 等（2014）），如果气体被光电离，那么氖的电离度预计甚至会高于氢的电离度（参见 Glassgold 等（2007）方程 2-13 之后的论述）。因此，我们排除任何由恒星X射线光电离 Ne 的模型。

6.4.4. 热加热激波的辐射冷却

速度足够高的激波可将气体加热至数百万开尔文；空间分辨观测和数值模拟提供了激波加热的证据（讨论见 Maurri 等（2014）、Liu 等（2016）、Massaglia 等（2005）），而喷流中存在 X射线发射等离子体也提供了具体证据（Güdel 等（2008））。通过碰撞电离产生 Ne$^+$ 和 Ne^{2+} 离子，需要温度处于~ 1。2×10^4 开尔文至 $\sim 5 \times 10^5$ 开尔文之间，前提是气体处于碰撞电离平衡（CIE；Mazzotta 等（1998））。我们认为，观测到的 [NeII] 和 [NeIII] 喷流发射与冷却中的辐射激波有关；这些激波起初表现为温度为 ~5MK 的 X射线发射等离子体喷流。

我们不考虑新激波的形成（例如参见Gnat（2011）），但为进行合理性估计，假设存在一个简单的一维定常激波，其中连续的气体流进入激波前沿，等离子体被加热至温度 T_s，该温度由激波速度 v_s决定，

$$T_s = \frac{3\bar{m}}{16k} v_s^2 \quad (3)$$

（McKee & Hollenbach 1980），其中 $\bar{m}$ 是粒子的平均质量，k 是玻尔兹曼常数。对于电离气体，我们取 $\bar{m} = 0.61 \times 1.67 \times 10^{-24}$ g $\approx 10^{-24}$ g。对于 $v_s = 400$ km s^{-1} 和 $v_s = 600$ km s^{-1}，$T_s \approx 2.2$ MK 和 5 MK。前一个温度值与由 X射线 推导出的平均温度不相容，原因还在于，该温度是整个激波加热且发射 X射线 的等离子体体积的平均值，而该体积在 X射线观测 中未得到良好分辨。鉴于该平均值为 $\approx 3.7 - 4.4 \times 10^6$ K（Güdel 等（2008）），我们取 $T_s = 5$ MK 作为激波跃变处合理的温度估计值，因此采用 $v_s = 600$ km s^{-1} 作为标准值。根据可压缩气体的 Rankine-Hugoniot 跃变条件，激波跃变处密度增加 4 倍，而速度降低 4 倍，变为 150 km s^{-1}。这不应与受激波加热的气体中的观测速度混淆，因为激波前沿本身可能沿喷流移动；在这种情况下，两种速度必须相加。鉴于喷流中的观测密度约为 $\gtrsim 10^4$ cm^{-3}（Maurri 等（2014）；Giannini 等人（2019）），我们取激波前密度为 10^3 cm^{-3}，该密度

根据可压缩气体的 Rankine-Hugoniot 跃变条件，在激波中增加 4 倍，并随着激波气体冷却而进一步增加。

受激波加热的气体在激波后方通过辐射冷却，因此随着时间推移，或者随着气体沿下游方向远离激波，每个电离元素都会复合为较低的电离阶段。冷却激波中的谱线辐射曾由Hollenbach & McKee（1989）建模，此外，包含 [Neii], Hollenbach & Gorti （2009）也进行了建模。

沿整个稳态激波积分得到的红外波段氖谱线光度，或者等价地，喷流中运动气体片在整个冷却过程中随时间积分得到的氖光度，对应于观测到的总氖谱线光度。

然而，需要认识到，在整个激波冷却过程中，碰撞电离平衡条件并不成立，因为一旦气体温度冷却至≲ 10^6 开尔文，冷却时间尺度就会短于单个离子的复合时间尺度，这意味着与碰撞电离平衡条件相比，气体处于过度电离状态；气体在非平衡电离（NEI）条件下冷却。这本身会改变辐射过程，从而修改冷却函数。关于非平衡电离激波模型的详情，请参阅附录B。

我们采用 Allen 等（2008）基于 MAPPINGS III 代码建立的激波模型库。MAPPINGS III 是 MAPPINGS II（Sutherland 与 Dopita（1993））的更新版本，用于估算[Ne III] 15.55 微米/[Ne II] 12.81 微米通量比。MAPPINGS 模型还包含磁场强度参数，该参数基本决定了整个激波中气体的可压缩性（见附录 B）。我们应用的模型组采用 1000 cm^{-3} 的前驱区密度，磁场强度范围为 0.01 µG 至 1000 µG （ Allen 等（ 2008 ）的表 2 中标记为 “S” 的模型），激波速度范围为 100 km s^{-1} 至 1000 km s^{-1}，重点关注 v = 600 km s^{-1}。

图 16展示了磁场强度分别为 5 µG 和 100 µG 时的两次模拟。左侧面板显示前驱区随距激波跃变（其距离为 = 0）的距离（负值）变化。中间面板以相同方式显示激波区；右侧面板再次显示激波区，但此处将其表示为气体元通过激波前沿后所经历时间的函数。这些后图能够更好地揭示激波的晚期阶段，因为气体速度在持续降低。各条曲线分别表示温度（黑色实线）、相对于全部氖的 Ne^+ 和 Ne^{2+} 丰度分数（分别为红色和绿色实线）、总氢密度和电子密度（分别为黑色虚线和紫色点划线），以及相对于激波前沿的速度（蓝色点线）。

图中显示，在高温等离子体阶段经历了较长时间后，温度从 ≤ 10^6 K 迅速下降至 ~10^4 K，随后进入进一步冷却的光吸收/复合区，如附录 B 所述。取决于磁场，速度向激波最远区域逐渐下降，而密度则增加至 10^5 – 10^7 cm^{-3}。至少前一个数值与观测结果相符（Maurri 等（2014））。在非平衡区和光吸收/复合区中，Ne^+ 和 Ne^{2+} 的分数丰度达到接近 1 的数值。在碰撞电离平衡条件下，这些离子只有在 2×10^4 K ≲ T ≲ 10^5 K 和 4.5×10^4 K ≲ T ≲ 2×10^5 K 时才会以较大丰度（≳10%）显著存在（分别见 Mazzotta 等（1998））；而在非平衡电离条件下，它们只会延迟出现，但确实会持续存在，尤其是 Ne^+，在温度为 ≈ 10^4 K 及更低时可长时间存在，之后才发生复合。磁场会延长光吸收区和复合区相对于热等离子体区的相对长度。这是由于磁压支撑抵消了等离子体的压缩以及流动的强烈减速。在观测上确实获得了部分减速的支持；在蓝色喷流中，我们的 [Neii] 图像表明，中等速度延伸到距恒星更远的距离，而不是最高速度；在红色喷流中，距离最远的气体具有中等或较低速度（图 11、15 以及 A.1–A.8）。

图 17 展示了[Ne iii] 15.55 微米/[Ne ii] 12.81 微米的积分通量比随激波速度的变化关系；对于从 0.01 微高斯到 1000 微高斯的各种磁场强度，图中下部给出了激波对应的曲线，而上部则给出了前驱区对应的曲线（这些曲线几乎重合）。灰色区域标示了近似的观测通量比范围（上方区域对应红色喷流，下方区域对应蓝色喷流，见图 A.1–A.8）。我们看到：（i）对于红色喷流，只要磁场强度小于100 – 130 微高斯，许多激波模型在激波速度为≈ 600 千米/秒时都能产生观测到的通量比。模型 [Ne iii]/[Ne ii] 通量比与观测比值范围一致时，磁场强度范围大约为 5 – 120 微高斯。这与 LOFAR 观测到的一个结中报道的~20 微高斯相当吻合；该磁场强度是根据同步辐射的拉津效应估算得到的，尽管其投影距离更大，为 3000 天文单位（Feeney-Johansson 等（2019））。（ii）蓝色喷流显示出明显更低的通量比，只有最低的、仅几微高斯的磁场强度才能再现这些比值。这一吻合范围促使我们选择了图 16 所示的模型。（iii）然而，模型计算得到的前驱区 Ne 通量比最高可达 ~20，与整个喷流中观测到的比值 < 1 存在严重矛盾。

与前驱体比率不符或许并不令人意外。激波模型假设原始、低温的物质进入激波前沿；前驱体温度和电离分数则是在光电离平衡下，根据受激物质的高能辐射自洽计算得出的。观测结果并不支持这一假设。X射线喷流只有在距离恒星几十个天文单位处才最为强烈（~0″。投影距离为15；见 Schneider& Schmitt 2008；Güdel 等（ 2011 ）； Frank 等， 2014 ）。因此，初始加热至 ~ 5×10^6 K 会紧贴盘上方发生，理想化的延展前驱区便无处形成。显然，喷流沿线还存在其他激波（Maurri 等（2014）；Liu 等（2016）），这些激波的物质已预先经过处理，处于受激并冷却的状态，同样没有形成标准前驱区的空间。因此，我们建议不要将前驱区模型用于 DG Tau 喷流激波。

此处展示的一维模型仅作为粗略近似，用于评估激波是否可能解释所观测到的氖通量比。然而，这些模型在描述喷流激波方面存在严重局限。首先，一维假设阻止受激波加热的气体向侧向膨胀，而鉴于高温辐射区内的超压（对于完全可压缩气体，密度增加 ~4 倍，温度增加 ~500 倍），这种膨胀本应发生。在距离恒星仅 14° – 15° (Agra-Amboage 等（2011）；White 等（2014b）） 1″ 的地方，DG Tau 喷流已明显呈现侧向膨胀，其半开角至少为Güdel 等（2008）。X 射线喷流也有同样的情况（）。这种膨胀使气体在后期冷却阶段无法达到极高密度，但也会使辐射区向下游延伸得更远，因为密度降低会延长冷却时间和复合时间；与此同时，膨胀导致的冷却在高温、高密度阶段尤其有效（Güdel 等（2008））。

我们在简单的一维模型中采用的激波速度 ~600 km s^{-1}，也值得进行一些批判性审视。根据光学谱线比推断出的激波速度通常为 <100 km s^{-1}，即使

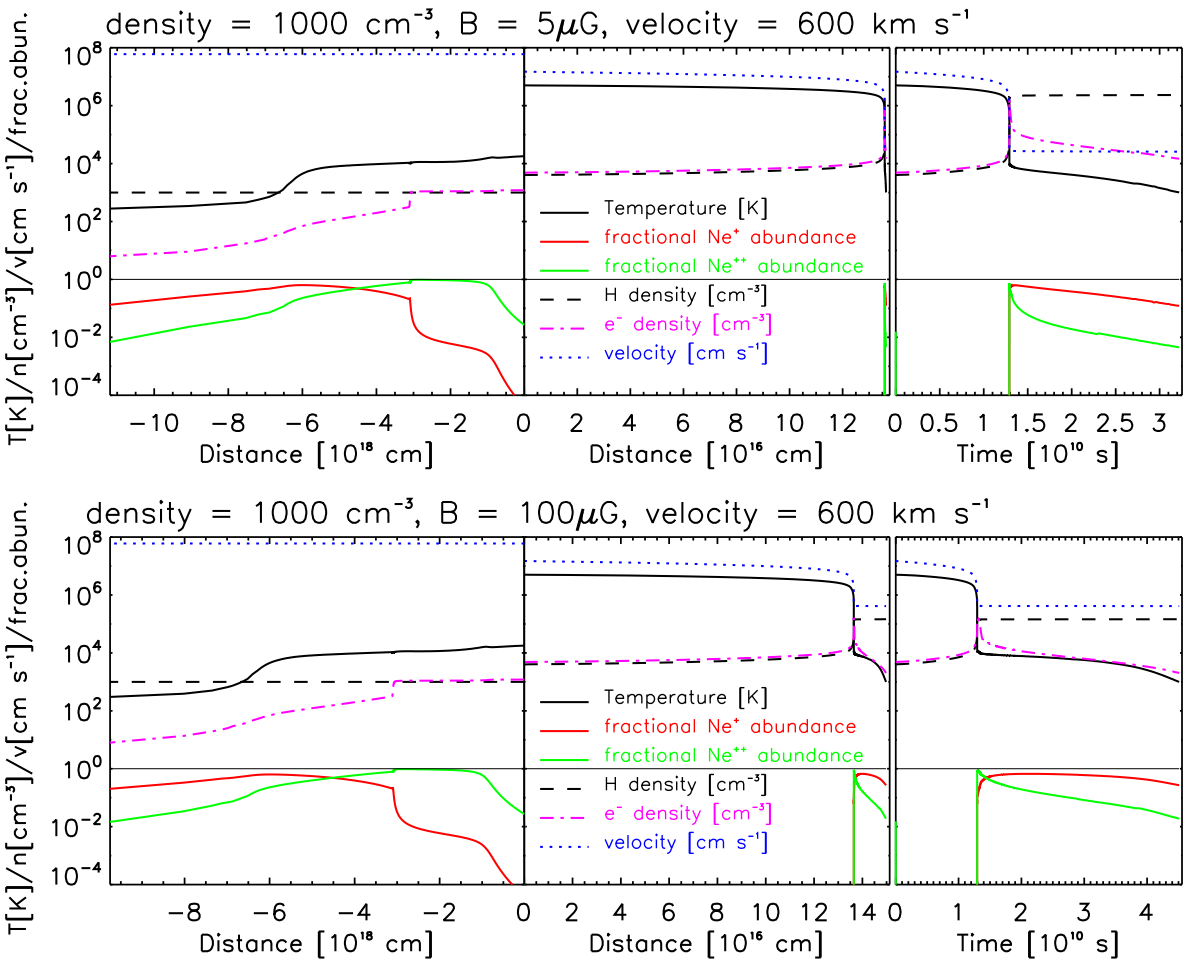


图 16：来自 Allen 等人 (2008) 激波模型库的模型。 上图： 激波前磁场强度为 5μG。 下图：100μG。左侧面板：前驱区参数随距激波跃变位置的距离变化；激波跃变位于距离 = 0处。中间面板： 激波区参数随距激波跃变位置的距离变化。 右侧面板：激波区参数随激波前沿经过后的时间变化。各条曲线的定义见中间面板。– 位于 10^0 处的黑色水平线表示分数丰度的单位值。

喷流流动相对于恒星的速度可能达到数百 km s^{-1}（例如，Hartigan 等，1994）。具体到 DG Tau，Lavalley-Fouquet 等（2000）发现激波速度为 70–100 km s^{-1}。我们注意到，用于此类估算的谱线是 O、N、S、Hα和 Hβ的低激发、低电离谱线；不过，喷流呈“洋葱状”结构，具有一系列速度，其中喷流最快的部分最靠近喷流轴（Bacciotti 等，2000）。尽管如此，除非激波是稳态的，否则激波速度可能低于喷流流动速度；DG Tau 附近至少存在一个靠近恒星的稳态激波（Schneider & Schmitt, 2008；Güdel 等（2011）；Schneider 等，2013b）。因此，问题在于喷流的哪一部分速度足够高，能够产生可解释我们观测结果的激波速度。此前，Günther 等（2009）曾探讨过这一问题，他们得出的结论是，只有一小部分喷流流动达到足够高的速度，能够通过激波加热解释观测到的X射线，而较慢的主体流动不会产生X射线发射（另见Schneider & Schmitt，2008）。这与原子谱线所显示的喷流速度分布相符（图 2）。不过，若要进行更深入的分析，就需要提高X射线和本文讨论的原子谱线的空间分辨率，并采用能够描述不同速度下多重激波的高维模型。这类模型所需的观测输入细节目前尚不可得。主要论

因此，支持所采用温度的论据仍是X射线测得的峰值温度 ~5×10^6 开尔文，以及原子谱线中观测到的最大速度；速度更高的流动可能超过这些速度，但其中仅包含喷流质量的一小部分。

虽然喷流中还有其他电离物种的谱线可供研究，但我们不研究不同元素之间的线比。这样做需要准确了解喷流中的元素丰度比，而我们并不掌握这些信息。例如，喷流加热和加速过程中的分馏可能会使元素比偏离盘中的初始值。特别是，有人怀疑类太阳恒星中的氖丰度远高于标准估值；例如，基于太阳高能粒子或热星光谱学得出的估值可能偏低（例如，Anders& Grevesse 1989；Asplund et al.2005）。根据恒星X射线测量结果推导出的较高氖丰度（Drake &Testa 2005）也被提议用于激波模型（Gnat 与 Sternberg（2009）），但本文使用的MAPPINGS III模型（由Allen 等人（2008）提出）并未采用这种丰度。尘埃蒸发可能会释放出铁，这需要了解喷流基部的尘埃丰度（关于 DG Tau 喷流基部铁在尘粒上的耗减情况，可参阅Agra-Amboage 等（2011）和Giannini

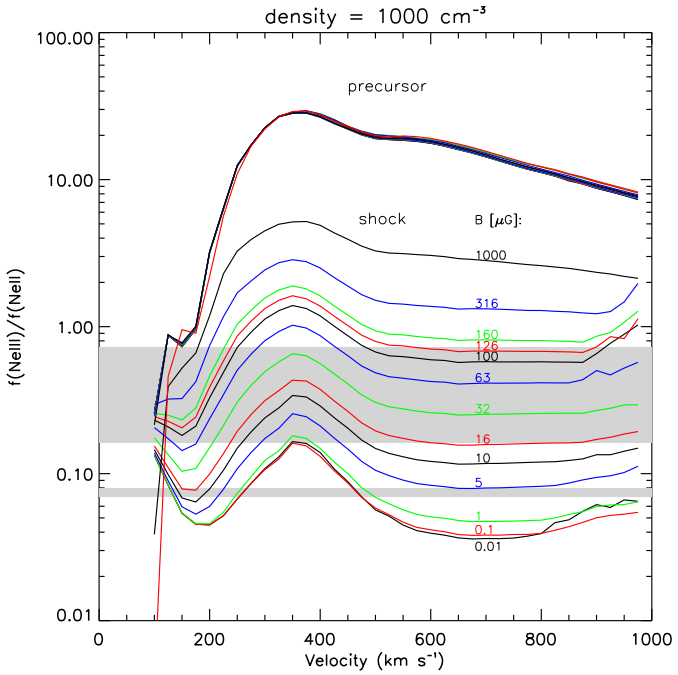


图17： [Neiii] 15.55 µm/[Ne ii] 12.81 µm 通量比；前驱区密度为 1000 cm^{-3}，是各种模型中激波速度的函数，模型具有不同的磁场强度，范围从 B = 0.01 µG 到 1000 µG。顶部几乎重合的曲线表示所有 B值下的前驱区通量比，而下方曲线表示激波区通量比。灰色区域标示观测通量比的范围，上方较宽的区域对应红色喷流，下方较窄的条带对应蓝色喷流。激波速度 ~ 600 kms^{-1} 与激波后由 X 射线推导出的等离子体温度相符，也与谱线中测得的最大流速相符（图2）。

等人（2019）；这种耗减可使 DG Tau 中的铁丰度降低最多 1.5 个数量级。

模型的喷流冷却长度约为10^{17} cm；这比观测结果所暗示的长度大一个数量级。由于 $n^{\rm pre}t$ 基本保持不变（见上文），将激波前密度增加到 10^4 cm^{-3} 即可使喷流长度与观测一致，但我们希望避免喷流后期冷却阶段中的光学深度效应，并再次指出一维模型所带来的局限性，例如缺乏侧向膨胀，从而无法产生额外冷却（Güdel 等（2008））。

7. 结论

我们全面分析并阐释了由 MIRI/MRS 获取的过渡型 I类/II类天体 DG Tau 的中红外图像与光谱内容。DG Tau 被广泛认为是一种重要的年轻恒星体，因为它保留了 I类原恒星的某些特性，却没有被周围分子包层消光和吸收；在普通 I类原恒星中，这些作用通常会妨碍人们在光学、红外和 X射线波段观测其近旁的恒星环境。DG Tau 周围有一个年轻的原行星盘，但也残留着为盘提供吸积物质的分子包层。我们研究了该系统的盘矿物学、盘气体成分，以及喷流动力学和电离情况，并结合早期观测进行讨论，其中包括其他波段的观测。

我们的研究主要结果可概括如下：

– 中红外波段的连续谱通量非常高，在 15 – 25 微米波长处达到 10 – 15 Jy。这可能是恒星向盘强烈质量吸积导致紫外辐照增强的迹象。

– 光谱显示出多个硅酸盐特征，可分解为原行星盘中不同矿物的贡献。我们发现非晶态 Mg_2SiO_4 和 $MgSiO_3$ 占主导地位（总计高达 95%），但也存在显著比例的结晶镁橄榄石（高达 14%）。尽管该盘处于非常早期的演化阶段，大部分尘埃的尺寸已增长至约 2 微米。这表明尘埃生长发生在短短几年 10^5 yr 的时间尺度内。

– 气体盘的光谱中 H_2O 和 CO 谱线十分丰富，还包含 OH、氢原子和 H_2 谱线（后者可能来自风），但未显示其他分子谱线。我们对 CO 和 H_2O 谱线的分析表明，温度非常高，达到 600 – 2000 K；这显然与最内侧的盘有关。我们认为该区域受到来自吸积热点的紫外辐照。值得注意的是，DG Tau 的吸积率很高，为 ~10^{-7} $M_\odot$ yr^{-1}。

– H_2 的发射部分呈延展状，与毫米波一氧化碳发射大致共空间分布。我们将这些椭圆形发射迹象解释为I类包层阶段遗留下来的圆锥形外流壁区域；其径向速度随着距恒星距离的增加而降低，这表明存在一股向外减速、朝向观测者并在空腔壁处产生激波的恒星风。

– DG Tau呈现出复杂的双极喷流，两股喷流彼此存在显著差异。在单电离或双电离金属元素谱线中绘制的图像显示，蓝色喷流具有良好的准直性，而红色喷流则较为复杂：靠近轴线的气体流速度最快且准直性最强，较慢的成分以更大的张角环绕其周围。迄今尚未在数角秒尺度上描述的红移喷流，可能与约16年前在恒星 ~1″ 内部观测到的特征有关。

– [Ne ii], [Ne iii], [Ar ii], [Feii],和 [Ni ii] 的显著谱线显示，径向速度至少可达 400–450 km s^{-1}，对应于沿喷流方向至少可达 500–570 km s^{-1}的流速。喷流中存在 Fe 等离子，这一点可能对未来的研究很有意义，因为这些原子在喷流发射和加热之前很可能是尘埃的一部分，因此或许能够提供有关尘埃成分的信息。

– 我们研究了大量 Ne^+、Ne^{2+}、Ar^+、Fe^+ 和 Ni^+ 离子的起源，重点关注氖离子。鉴于其距恒星源的距离，恒星极紫外辐射或X射线所导致的充分光电离并不可行。我们提出，这些离子与由DG Tau强烈且空间分辨的X射线喷流所暗示的冷却激波有关。在冷却过程中采用非平衡电离演化的一维模型，能够很好地描述激波速度约为600 kms^{-1} 时的线比；在最佳情况下，中等强度的磁场可在后期冷却阶段为等离子体提供一定支撑，抵抗收缩。这些模型虽经过简化，但为将高能喷流与在中红外波段观测到的离子喷流联系起来提供了合理性评估。鉴于当前观测无法获取空间尺度信息，这些模型既未考虑激波正后方高温区域因超压导致的横向膨胀，也未考虑喷流中并行或前后串联的多重激波。

显然，由离子产生的强发射并非主要与X射线照射的盘表面有关（例如，Glass-gold 等 2007），而是源自高能喷流中的气体，最有可能与高速物质产生的强激波有关，从而证实了 Güdel 等 （2010）的观点；对于其他具有强烈中红外氖、氩和铁线发射的T Tauri 星，这一观点可能同样成立。

DG Tau 值得进一步深入研究，具体可从以下方向着手：(i) 令人惊讶的是，其内盘没有显示出与一氧化碳、氢、H_2O 和羟基无关的分子发射（但在其他 CTTS 盘中可以观测到，至少在我们的观测所达到的灵敏度水平上是如此）。一种可能性是，其他分子位于尘埃所界定的光学深度为 1 的表面以下，这或许与较强的盘膨胀和尘埃沉降不足有关（例如， van Dishoeck 等 2025对年轻星盘的研究）；(ii) 提高金属离子谱线的空间分辨率，将有助于更好地确定激波的位置和数量；(iii) 这类观测也能为更贴近实际的三维模拟提供依据，模拟喷流中的激波加热与冷却，包括沿喷流流动发生的一系列激波。

致谢 . 感谢 Mark Allen 允许我们访问数值 - 激波模型库，该模型库发表于 Allen 等人 (2008）。Antonio Garufi 提供了图 1 和图 12 (Garufi 等人（2024））中所示的 DG Tau 的 SPHERE 图像。Cosima Eibensteiner 为一氧化碳观测准备了 ALMA 数据立方体（发表于 Güdel 等，2018，并示意于图 1）。感谢一位匿名审稿人提出了许多重要建议，改进了本文的文字和结果展示。我们还感谢 Gerhard Hensler 和 Dieter Breitschwerdt 就等离子体冷却问题，以及 Almudena Alonso-Herrero 就氖线发射问题所进行的有益讨论。本研究基于使用美国国家航空航天局/欧洲空间局/加拿大航天局 詹姆斯·韦布 空间望远镜开展的观测。数据取自空间望远镜科学研究所的 Mikulski空间望远镜档案馆。该研究所由天文学研究型大学协会运营，并根据美国国家航空航天局针对 JWST 的合同 NAS 5-03127 获得支持。这些观测与项目 1282 相关。以下国家和国际资助机构为 MIRI 的开发提供了资助和支持：美国国家航空航天局；欧洲空间局；比利时科学政策办公室（BELSPO）；法国国家空间研究中心（CNES）；丹麦国家空间中心；德国航空航天中心（DLR）；爱尔兰企业局；经济与竞争力部；荷兰天文学研究学院（NOVA）；荷兰科学研究组织（NWO）；科学技术设施委员会；瑞士空间办公室；瑞典国家航天局；以及英国航天局。本研究还获得了 ADVANCED 149943 和 2023-1.2.4-TÉT-2023-00056 项目的支持。这些项目由匈牙利文化与创新部通过国家研究、开发与创新基金提供支持，并依据 NKKP ADVANCED 和 2023-1.2.4-TÉT-2023 资助计划实施。本研究获得了匈牙利NKFIH OTKA项目 K-147380 的资助。本研究还部分得到授予理论物理学卡夫里研究所（KITP）的 NSF PHY-2309135 资助。T.K. 感谢 STFC Grant ST/Y002415/1 的支持。A.C.G. 感谢 PRIN-MUR 2022 20228JPA3A 项目“JWST 时代恒星与行星形成之路（PATH）”的支持，该项目由欧盟下一代计划和 INAF-GoG 2022 项目“NIR-dark 大质量年轻恒星天体的吸积爆发（NAOMY）”以及 INAF大型资助项目 2024“年轻恒星天体的光谱关键特征：探索红外波段中的恒星风—吸积联系（SKYWALKER）”共同资助。莱顿获得欧洲研究委员会高级资助 No. 291141 MOLDISK 的支持。A.M.A. 和 E.v.D. 感谢荷兰科学研究组织（NWO）TOP-1 614.001.751 项目的支持。SAOImageDS9 完全由钱德拉X射线科学中心（CXC）资助，部分依据第 3 版 GNU通用公共许可证授权。JS9 由史密森学会、钱德拉X射线科学中心（NAS8-03060）和美国国家航空航天局“宇宙学习计划”（STScI-509913）资助。JS9 依据 MIT许可证条款发布。

参考文献

Agra-Amboage, V., Cabrit, S., Dougados, C., 等. 2014, 《天文学与天体物理学》, 564, A11 Agra-Amboage, V., Dougados, C., Cabrit, S., & Reunanen, J. 2011年, 《天文学与天体物理学》, 532, A59 Akhila, D., Mathew, B., Nidhi, S., 等.2025, 《皇家天文学会月刊》, 540, 3330 Allen, M. G., Groves, B. A., Dopita, M. A., Sutherland, R. S., & Kewley, L. J. 2008, 《天体物理学杂志增刊》, 178, 20 Anders, E. & Grevesse, N. 1989, 《地球化学与宇宙化学学报》, 53, 197 Arabhavi, A. M., Kamp, I., Henning, T., et al. 2024, 《科学》, 384, 1086 Arabhavi, A. M., Kamp, I., Henning, T., et al. 2025a, 《天文学与天体物理学》, 699, A194 Arabhavi, A. M., Kamp, I., van Dishoeck, E. F., et al. 2025b, 《天体物理学杂志》, 984, L62 Argyriou, I., Glasse, A., Law, D. R., et al. 2023, 《天文学与天体物理学》, 675, A111 Arulanantham, N., Salyk, C., Pontoppidan, K., et al. 2025, 《天文学杂志》, 170, 67 Asplund, M., Grevesse, N., & Sauval, A. J. 2005, 收录于太平洋天文学会会议系列, 第336卷《作为恒星演化与核合成记录的宇宙丰度》, 编者：T. G. Barnes, III & F. N. Bash, 25 Bacciotti, F., Girart, J. M., Padovani, M., et al. 2018, 《天体物理学杂志》, 865, L12 Bacciotti, F., Mundt, R., Ray, T. P., et al. 2000, 《天体物理学杂志》, 537, L49 Baldovin-Saavedra, C., Audard, M., Güdel, M., et al. 2011, 《天文学与天体物理学》, 528, A22 Banzatti, A., Pontoppidan, K. M., Pére Chávez, J., et al. 2023, 《天文学杂志》, 165, 72 Banzatti, A., Salyk, C., Pontoppidan, K. M., et al. 2025, 《天文学杂志》, 169, 165 Bary, J. S., Leisenring, J. M., & Skrutskie, M. F. 2009, 《天体物理学杂志》, 706, L168 Beck, T. L., McGregor, P. J., Takami, M., & Pyo, T.-S. 2008, 《天体物理学杂志》, 676, 472 Blandford, R. D. & Payne, D. G. 1982, 《皇家天文学会月刊》, 199, 883 Bonito, R., Orlando, S., Miceli, M., et al. 2011, 《天体物理学杂志》, 737, 54 Brittain, S. D., Kamp, I., Meeus, G., Oudmaijer, R. D., & Waters, L. B. F. M. 2023, 《空间科学评论》, 219, 7 Buchner, Georgakakis, Nandra, et al. 2014, 《天文学与天体物理学》, 564, A125 Bushouse, H., Eisenhamer, J., Dencheva, N., et al. 2025, 詹姆斯·韦布空间望远镜校准管线 Caratti o Garatti, A., Ray, T. P., Kavanagh, P. J., et al. 2024, 《天文学与天体物理学》, 691, A134 Carr, J. S. & Najita, J. R. 2011, 《天体物理学杂志》, 733, 102 Carr, J. S. & Najita, J. R. 2014, 《天体物理学杂志》, 788, 66 Christiaens, V., Gonzalez, C., Farkas, R., et al. 2023, 《开放源代码软件杂志》, 8, 4774 Christiaens, V., Samland, M., Gasman, D., Temmink, M., & Perotti, G. 2024, MINDS：詹姆斯·韦布空间望远镜中红外仪器中分辨率光谱仪数据的混合处理管线, 天体物理学源代码库, 记录编号 ascl:2403.007 Coffey, D., Bacciotti, F., & Podio, L. 2008, 《天体物理学杂志》, 689, 1112 Delabrosse, V., Dougados, C., Cabrit, S., et al. 2024, 《天文学与天体物理学》, 688, A173 Dominik, C., Min, M., & Tazaki, R. 2021, OpTool：用于创建复杂尘埃不透明度的命令行工具, 天体物理学源代码库, 记录编号 ascl:2104.010 Dopita, M. A. & Sutherland, R. S. 1996, 《天体物理学杂志增刊》, 102, 161 Dorschner, J., Begemann, B., Henning, T., Jäger, C., & Mutschke, H. 1995, 《天文学与天体物理学》, 300, 503 Drake, J. J. & Testa, P. 2005, 《自然》, 436, 525 Eislöffel, J. & Mundt, R. 1998, 《天文学杂志》, 115, 1554 Ercolano, B., Drake, J. J., Raymond, J. C., & Clarke, C. C. 2008, 《天体物理学杂志》, 688, 398 Espaillat, C., Ingleby, L., Furlan, E., et al. 2013, 《天体物理学杂志》, 762, 62 Fabian, D., Jäger, C., Henning, T., Dorschner, J., & Mutschke, H. 2000, 《天文学与天体物理学》, 364, 282 Fedele, D., van Dishoeck, E. F., Kama, M., Bruderer, S., & Hogerheijde, M. R. 2016, 《天文学与天体物理学》, 591, A95 Feeney-Johansson, A., Purser, S. J. D., Ray, T. P., et al. 2019, 《天体物理学杂志》, 885, L7 Feroz, F. & Hobson, M. P. 2008, 《皇家天文学会月刊》, 384, 449–463 Feroz, F., Hobson, M. P., & Bridges, M. 2009, 《皇家天文学会月刊》, 398, 1601–1614 Feroz, F., Hobson, M. P., Cameron, E., & Pettitt, A. N. 2019, 《开放天体物理学杂志》, 2 Ferreira, J. 1997, 《天文学与天体物理学》, 319, 340 Flaccomio, E., Stelzer, B., Sciortino, S., et al. 2009, 《天文学与天体物理学》, 505, 695 Frank, A., Ray, T. P., Cabrit, S., et al. 2014, 收录于《原恒星与行星 VI》, 编者：H. Beuther, R. S. Klessen, C. P. Dullemond, & T. Henning, 451–474 Gaia Collaboration. 2020, VizieR 在线数据目录：盖亚早期第三次数据发布（盖亚合作组, 2020）, VizieR 在线数据目录：I/350。最初发表于：2021A&A...649A...1G Gaidos, E., Thanathibodee, T., Hoffman, A., et al. 2024, 《天体物理学杂志》, 966, 167 Gardner, J. P., Mather, J. C., Abbott, R., et al. 2023, 《太平洋天文学会刊》, 135, 068001 Garufi, A., Ginski, C., van Holstein, R. G., et al. 2024, 《天文学与天体物理学》, 685, A53 Garufi, A., Podio, L., Codella, C., et al. 2021, 《天文学与天体物理学》, 645, A145 Garufi, A., Podio, L., Codella, C., et al. 2022, 《天文学与天体物理学》, 658, A104 Gasman, D., Temmink, M., van Dishoeck, E. F., et al. 2025, 《天文学与天体物理学》, 694, A147 Gasman, D., van Dishoeck, E. F., Grant, S. L., et al. 2023, 《天文学与天体物理学》, 679, A117 Giannini, T., Nisini, B., Antoniucci, S., et al. 2019, 《天文学与天体物理学》, 631, A44 Glassgold, A. E., Najita, J. R., & Igea, J. 2007, 《天体物理学杂志》, 656, 515 Gnat, O. 2011, 《天体物理学杂志》, 729, 82 Gnat, O. & Sternberg, A. 2007, 《天体物理学杂志增刊》, 168, 213 Gnat, O. & Sternberg, A. 2009, 《天体物理学杂志》, 693, 1514 Gomez Gonzalez, C. A., Wertz, O., Absil, O., et al. 2017, 《天文学杂志》, 154, 7 Gorti, U., Dullemond, C. P., & Hollenbach, D. 2009, 《天体物理学杂志》, 705, 1237 Gorti, U. & Hollenbach, D. 2009, 《天体物理学杂志》, 690, 1539 Grant, S. L., Temmink, M., van Dishoeck, E. F., et al. 2025, 《天文学与天体物理学》, 702, A126

Greene, T. P., Wilking, B. A., Andre, P., Young, E. T., & Lada, C. J. 1994, 《天体物理学杂志》, 434, 614 Güdel, M., Audard, M., Bacciotti, F., et al. 2011, 收录于太平洋天文学会会议系列，第448卷《第16届剑桥冷恒星、恒星系统与太阳研讨会》，编者：C. Johns-Krull, M. K. Browning, & A. A. West，617 Güdel, M., Eibensteiner, C., Dionatos, O., et al. 2018, 《天文学与天体物理学》, 620, L1 Güdel, M., Lahuis, F., Briggs, K. R., et al. 2010, 《天文学与天体物理学》, 519, A113 Güdel, M., Skinner, S. L., Audard, M., Briggs, K. R., & Cabrit, S. 2008, 《天文学与天体物理学》, 478, 797 Güdel, M., Skinner, S. L., Briggs, K. R., et al. 2005, 《天体物理学杂志》, 626, L53 Güdel, M., Telleschi, A., Audard, M., et al. 2007, 《天文学与天体物理学》, 468, 515 Guilloteau, S., Di Folco, E., Dutrey, A., et al. 2013, 《天文学与天体物理学》, 549, A92 Gullbring, E., Calvet, N., Muzerolle, J., & Hartmann, L. 2000, 《天体物理学杂志》, 544, 927 Günther, H. M., Matt, S. P., & Li, Z.-Y. 2009, 《天文学与天体物理学》, 493, 579 Hartigan, P., Edwards, S., & Ghandour, L. 1995, 《天体物理学杂志》, 452, 736 Hartigan, P., Morse, J. A., & Raymond, J. 1994, 《天体物理学杂志》, 436, 125 Henning, T., Kamp, I., Samland, M., et al. 2024, 《太平洋天文学会刊》, 136, 054302 Henning, T. & Mutschke, H. 1997, 《天文学与天体物理学》, 327, 743 Henning, T. & Stognienko, R. 1996, 《天文学与天体物理学》, 311, 291 Herczeg, G. J., Brown, J. M., van Dishoeck, E. F., & Pontoppidan, K. M. 2011, 《天文学与天体物理学》, 533, A112 Herczeg, G. J. & Hillenbrand, L. A. 2017, VizieR 在线数据目录：金牛T星的光球特性（Herczeg+, 2014），VizieR 在线数据目录：J/ApJ/786/97。最初发表于：2014ApJ...786...97H Herczeg, G. J., Najita, J. R., Hillenbrand, L. A., & Pascucci, I. 2007, 《天体物理学杂志》, 670, 509 Hessman, F. V. & Guenther, E. W. 1997, 《天文学与天体物理学》, 321, 497 Hollenbach, D. & Gorti, U. 2009, 《天体物理学杂志》, 703, 1203 Hollenbach, D. & McKee, C. F. 1989, 《天体物理学杂志》, 342, 306 Houge, A., Johansen, A., Bergin, E., et al. 2025, 《天文学与天体物理学》, 699, A227 Jäger, C., Dorschner, J., Mutschke, H., Posch, T., & Henning, T. 2003, 《天文学与天体物理学》, 408, 193 Jäger, C., Molster, F. J., Dorschner, J., et al. 1998, 《天文学与天体物理学》, 339, 904 Jang, H., Waters, R., Kaeufer, T., et al. 2024, 《天文学与天体物理学》, 691, A148 Jellison, E. G., Banzatti, A., Johnson, M. B., & Bruderer, S. 2024, 《天文学杂志》, 168, 99 Johnstone, C. P., Bartel, M., & Güdel, M. 2021, 《天文学与天体物理学》, 649, A96 Juhász, A., Bouwman, J., Henning, T., et al. 2010, 《天体物理学杂志》, 721, 431 Juhász, A., Henning, T., Bouwman, J., et al. 2009, 《天体物理学杂志》, 695, 1024 Kaeufer, T., Min, M., Woitke, P., Kamp, I., & Arabhavi, A. M. 2024a, 《天文学与天体物理学》, 687, A209 Kaeufer, T., Waters, R., Gasman, D., et al. 2026, 《皇家天文学会月刊》, 545, staf2056 Kaeufer, T., Woitke, P., Kamp, I., Kanwar, J., & Min, M. 2024b, 《天文学与天体物理学》, 690, A100 Käufl, H.-U., Sterzik, M. F., Siebenmorgen, R., et al. 2003, 收录于光学与光子学仪器工程师学会（SPIE）会议系列，第4841卷《地基光学/红外望远镜的仪器设计与性能》，编者：M. Iye & A. F. M. Moorwood，117–128 Keppler, M., Benisty, M., Müller, A., et al. 2018, 《天文学与天体物理学》, 617, A44 Kessler-Silacci, J., Augereau, J.-C., Dullemond, C. P., et al. 2006, 《天体物理学杂志》, 639, 275 Kitamura, R., Pilon, L., & Jonasz, M. 2007, Appl. Opt., 46, 8118 Kitamura, Y., Kawabe, R., & Saito, M. 1996, 《天体物理学杂志》, 457, 277 Lavalley-Fouquet, C., Cabrit, S., & Dougados, C. 2000, 《天文学与天体物理学》, 356, L41 Liu, C.-F., Shang, H., Herczeg, G. J., & Walter, F. M. 2016, 《天体物理学杂志》, 832, 153 Lynch, C., Mutel, R. L., Güdel, M., et al. 2013, 《天体物理学杂志》, 766, 53 Mah, J., Savvidou, S., & Bitsch, B. 2024, 《天文学与天体物理学》, 686, L17 Mallaney, P., Banzatti, A., Salyk, C., et al. 2026, 《天体物理学杂志》, 998, 255 Marr, G. V. & West, J. B. 1976, Atomic Data and Nuclear Data Tables, 18, 497 Massaglia, S., Mignone, A., & Bodo, G. 2005, 《天文学与天体物理学》, 442, 549 Maurri, L., Bacciotti, F., Podio, L., et al. 2014, 《天文学与天体物理学》, 565, A110 Mazzotta, P., Mazzitelli, G., Colafrancesco, S., & Vittorio, N. 1998, A&AS, 133, 403 McGroarty, F., Ray, T. P., & Froebrich, D. 2007, 《天文学与天体物理学》, 467, 1197 McKee, C. F. & Hollenbach, D. J. 1980, ARA&A, 18, 219 Min, M., Hovenier, J. W., & de Koter, A. 2005, 《天文学与天体物理学》, 432, 909 Min, M., Waters, L. B. F. M., de Koter, A., et al. 2007, 《天文学与天体物理学》, 462, 667 Nahar, S. N. 2021, Atoms, 9, 73 Nakajima, T. & Golimowski, D. A. 1995, 《天文学杂志》, 109, 1181 Neufeld, D. A., Manoj, P., Tyagi, H., et al. 2024, 《天体物理学杂志》, 966, L22 Nguyen, D. C., Brandeker, A., van Kerkwijk, M. H., & Jayawardhana, R. 2012, 《天体物理学杂志》, 745, 119 Nisini, B., Antoniucci, S., Alcalá, J. M., et al. 2019, 收录于《天体物理与空间科学论文集》，第55卷《喷流模拟、实验与理论：JETSET十年之后。下一步是什么？》，编者：C. Sauty，103 Oliveira, I., Olofsson, J., Pontoppidan, K. M., et al. 2011, 《天体物理学杂志》, 734, 51 Oliveira, I., Pontoppidan, K. M., Merín, B., et al. 2010, 《天体物理学杂志》, 714, 778 Olofsson, J., Augereau, J. C., van Dishoeck, E. F., et al. 2010, 《天文学与天体物理学》, 520, A39 Owen, J. E., Ercolano, B., Clarke, C. J., & Alexander, R. D. 2010, 《皇家天文学会月刊》, 401, 1415 Pascucci, I., Banzatti, A., Gorti, U., 等. 2020, 《天体物理学杂志》，903，78 Pascucci, I., Beck, T. L., Cabrit, S., 等. 2025, 《自然·天文学》，9，81 Pascucci, I., Cabrit, S., Edwards, S., 等. 2023，载于《太平洋天文学会会议系列》第534卷，《原恒星与行星VII》，S. Inutsuka、Y. Aikawa、T. Muto、K. Tomida 与 M. Tamura 编，567 Pelletier, G. & Pudritz, R. E. 1992, 《天体物理学杂志》，394，117 Perotti, G., Christiaens, V., Henning, T., 等. 2023, 《自然》，620，516 Podio, L., Bacciotti, F., Fedele, D., 等. 2019, 《天文学与天体物理学》，623，L6 Podio, L., Garufi, A., Codella, C., 等. 2020, 《天文学与天体物理学》，644，A119 Podio, L., Kamp, I., Codella, C., 等. 2013, 《天体物理学杂志》，766，L5 Przygodda, F., van Boekel, R., Àbrahàm, P., 等. 2003, 《天文学与天体物理学》，412，L43 Pyo, T.-S., Hayashi, M., Takami, M., & Beck, T. L. 2024, 《天体物理学杂志》，963，159 Rodríguez, L. F., González, R. F., Raga, A. C., 等. 2012, 《天文学与天体物理学》，537，A123 Romero-Mirza, C. E., Banzatti, A., Öberg, K. I., 等. 2024a, 《天体物理学杂志》，975，78 Romero-Mirza, C. E., Banzatti, A., Öberg, K. I., 等. 2024b, 《天体物理学杂志》，975，78 Sacco, G. G., Flaccomio, E., Pascucci, I., 等. 2012, 《天体物理学杂志》，747，142 Schneider, P. C., Eislöffel, J., Güdel, M., 等. 2013a, 《天文学与天体物理学》，557，A110 Schneider, P. C., Eislöffel, J., Güdel, M., 等. 2013b, 《天文学与天体物理学》，550，L1 Schneider, P. C. & Schmitt, J. H. M. M. 2008, 《天文学与天体物理学》，488，L13 Semenov, D., Henning, T., Guilloteau, S., 等. 2024, 《天文学与天体物理学》，685，A126 Servoin, J. L. & Piriou, B. 1973, 《固体物理学B辑：基础研究》，55，677 Shridharan, B., Manoj, P., Pathak, V. C., 等. 2026, 《天文学与天体物理学》，708，A22 Shull, J. M. & van Steenberg, M. 1982, 《天体物理学杂志增刊》，48，95 Sutherland, R. S. & Bicknell, G. V. 2007, 《天体物理学杂志增刊》，173，37 Sutherland, R. S. & Dopita, M. A. 1993, 《天体物理学杂志增刊》，88，253 Suto, H., Sogawa, H., Tachibana, S., 等. 2006, 《皇家天文学会月刊》，370，1599 Szulágyi, J., Pascucci, I., Ábrahám, P., 等. 2012, 《天体物理学杂志》，759，47 Tabone, B., Bettoni, G., van Dishoeck, E. F., 等. 2023, 《自然·天文学》，7，805 Tabone, B., van Dishoeck, E. F., & Black, J. H. 2024, 《天文学与天体物理学》，691, A11 Takami, M., Chrysostomou, A., Ray, T. P., 等. 2004, 《天文学与天体物理学》，416，213 Takami, M., Günther, H. M., Schneider, P. C., 等. 2023, 《天体物理学杂志增刊》，264，1 Temmink, M., Sellek, A. D., Gasman, D., 等. 2025, 《天文学与天体物理学》，699，A134 Temmink, M., van Dishoeck, E. F., Gasman, D., 等. 2024a, 《天文学与天体物理学》，689，A330 Temmink, M., van Dishoeck, E. F., Grant, S. L., 等. 2024b, 《天文学与天体物理学》，686，A117 Trotta, R. 2008, 《当代物理学》，49，71 van Boekel, R., Güdel, M., Henning, T., Lahuis, F., & Pantin, E. 2009, 《天文学与天体物理学》，497，137 van Boekel, R., Min, M., Waters, L. B. F. M., 等. 2005, 《天文学与天体物理学》，437，189 van Boekel, R., Waters, L. B. F. M., Dominik, C., 等. 2003, 《天文学与天体物理学》，400，L21 van Dishoeck, E. F., Grant, S., Tabone, B., 等. 2023, 《法拉第讨论会》，245，52 van Dishoeck, E. F., Tychoniec, Ł., Rocha, W. R. M., 等. 2025, 《天文学与天体物理学》，699，A361 van Gelder, M. L., Francis, L., van Dishoeck, E. F., 等. 2024, 《天文学与天体物理学》，692，A197 Varga, J., Gabányi, K. É., Ábrahám, P., 等. 2017, 《天文学与天体物理学》，604，A84 Varga, J., Henning, T., Waters, L. B. F. M., 等. 2026, 《天文学与天体物理学》，711，A125 Varga, J., Waters, L. B. F. M., Hogerheijde, M., 等. 2024, 《天文学与天体物理学》，681，A47 Vuong, M. H., Montmerle, T., Grosso, N., 等. 2003, 《天文学与天体物理学》，408，581 White, M. C., Bicknell, G. V., McGregor, P. J., & Salmeron, R. 2014a, 《皇家天文学会月刊》，442, 28 White, M. C., McGregor, P. J., Bicknell, G. V., Salmeron, R., & Beck, T. L. 2014b, 《皇家天文学会月刊》，441，1681 Wright, G. S., Wright, D., Goodson, G. B., 等. 2015, 《太平洋天文学会刊》，127，595

[1] 维也纳大学，天体物理学系，Türkenschanzstrasse 17, A-1180 维也纳[2] 苏黎世联邦理工学院，粒子物理与天体物理研究所，Wolfgang-Pauli-Str. 27，8093 苏黎世，瑞士[3]ASTRON，荷兰射电天文学研究所，Oude Hoogeveensedijk 4，7991 PD Dwingeloo，荷兰[4] Konkoly天文台，HUN-REN天文学与地球科学研究中心，MTA卓越中心，Konkoly-Thege Miklós út 15-17，H-1121 布达佩斯，匈牙利[5] 物理与天文学系，埃克塞特大学，埃克塞特 EX4 4QL，英国[6] 马克斯·普朗克天文学研究所（MPIA），Königstuhl 17，69117 海德堡，德国[7] 天文学研究所，鲁汶大学，Celestijnenlaan 200D，3001 鲁汶，比利时[8] STAR研究所，列日大学，Allée du Six Août 19c，4000 列日，比利时[9] 巴黎-萨克雷大学，巴黎西岱大学，法国原子能委员会，法国国家科学研究中心，天体物理学、仪器与模型实验室，F-91191 Gif-sur-Yvette，法国[10] 莱顿天文台，莱顿大学，邮政信箱 9513，2300 RA 莱顿，荷兰

[11] 马克斯·普朗克地外物理研究所（MPE），Giessenbachstr. 1，85748，加兴，德国[12] 卡普坦天文研究所，格罗宁根大学，邮政信箱800，9700 AV 格罗宁根，荷兰 [13]INAF – 卡波迪蒙特天文台，Salita Moiariello 16，80131 那不勒斯，意大利[14] 巴黎-萨克雷大学，法国国家科学研究中心，空间天体物理研究所，91405 奥赛，法国[15] 天文学系，奥斯卡·克莱因中心，斯德哥尔摩大学，AlbaNova大学中心，10691 斯德哥尔摩，瑞典

附录 A：不同速度通道中的原子发射图

本节展示了相对于 DG Tau 具有不同径向速度的 [Ne ii], [Ne iii],[Ar ii], [Ni ii], 和 [Fe ii]谱线的通道图。图 A.1–A.8 展示了径向速度相近的 [Ne ii]和 [Ne iii] 图像对，以及相应的通量比图像。如果光谱分箱给出的速度相差超过 15 km s^{-1}，我们也会对两个光谱分箱取平均，以使速度更为接近。图 A.9 展示了[Ar ii], [Fe ii], 和 [Ni ii] 谱线在径向速度差异显著时的一系列图像。图 A.10 则比较了蓝色和红色喷流中低速、中速和高速下的 [Ne ii]图像；这些数据用于生成图 11 所示的 RGB 图像。

附录 B：冷却激波的非平衡电离行为

众所周知，在激波冷却的某些阶段，碰撞电离平衡条件会被打破；当等离子体冷却时间短于复合时间尺度时，必须采用非平衡电离（NEI）模型（例如，Allen 等（2008）；Gnat & Sternberg 2009）。

此外，还必须考虑激波自身发出的辐射（“自辐射”）对受激波加热的气体以及激波上游气体（即前驱区）的光电离；前驱区会调整至光电离平衡，并且其自身可能成为强谱线发射体（Gnat & Stern-berg 2009；Allen 等（2008））。激波中相关的阶段如下（Sutherland & Dopita（1993）；Dopita 与 Sutherland（1996）；Gnat 与 Sternberg（2007），2009；Allen 等（2008））：

– 激波后方短暂的电离区会迅速电离并加热流入的激波前气体，使其达到温度$_s$，而离子丰度分数滞后于温度的升高，也就是说，气体最初处于电离不足状态。

– 在温度为 温度$_s \gg 10^6$ 开尔文的高温辐射区，通过极紫外和X射线辐射冷却的过程较慢，气体会迅速调整至碰撞电离平衡条件。在图 16所示的例子中，该区域的距离范围为 ~ 0 至约 13。5×10^{16} 厘米，或持续时间最长达 ~ 1。3×10^{10} 秒。

– 当 温度 $\lesssim 10^6$ 开尔文时，非平衡冷却区开始形成，此时冷却变得极快，冷却时间短于各自的复合时间尺度；气体偏离碰撞电离平衡，复合滞后于碰撞电离平衡条件下的温度变化。非平衡电离冷却效率低于碰撞电离平衡冷却，因为气体在冷却过程中处于过度电离状态，导致辐射效率较低。（在图 16中的 ~ 13。5×10^{16} 厘米处，或~ 1。3×10^{10} 秒时。）

– 光电离开始时，温度 降至 ~10^4 开尔文后，会形成一个过冷区，但电离状态仍然过高（由于复合滞后），无法有效吸收光子（图 16中温度迅速下降之后不久，但这些图中未能分辨出来）。

– 在 10^4 开尔文以下会形成光吸收和复合区，此时激波发出的极紫外光子会形成一个氢电离区，而X射线则继续使部分正在复合和冷却的气体发生电离。（在图 165×10^{16} 厘米或 ~ 1秒后，3×10^{10}）。

模型中还加入了磁场强度参数，它基本决定了气体的可压缩性；极端情况分别是高B时的不可压缩流体（“等容冷却”，氢密度恒定），此时磁压力抵消了冷却气体的压缩；以及B为零时的完全可压缩流体（“等压冷却”，压力恒定）。在 10^5 K以下，等压激波会迅速冷却，因为气体密度与T成反比增加。相比之下，等容喷流在10^4 K及以下呈现出延伸较长的光吸收区和复合区。守恒条件要求气体速度大致与粒子密度成反比，因此在冷却阶段结束时，喷流气体相对于激波前沿会减速，这与等容情形相反。

在一阶近似下，对于激波前柱密度不超过 $n_{\rm pre} = 10^3$ 厘米$^{-3}$ 的情况，冷却时间与复合时间之比与激波前气体密度无关，因为这两个过程都随密度变化。此外，所有离子分数都与密度无关，因为包括轫致辐射在内的所有相关反应都是「双体」相互作用，即求比值时，n^2 会约去。参数 $n_{\rm pre}t$ 在密度变化时保持不变（t 是气体团进入激波后的时间）。只有在激波前密度较高时，碰撞退激才会开始对复合区产生影响。

附录 C：DG Tau 恒星-盘-风-喷流系统概述

图C.1 给出了图1的另一种表示方式，将 ~1″ 中的特征与大尺度特征（以及盘和 ^{12}盘边缘处的 CO 弧）分开。

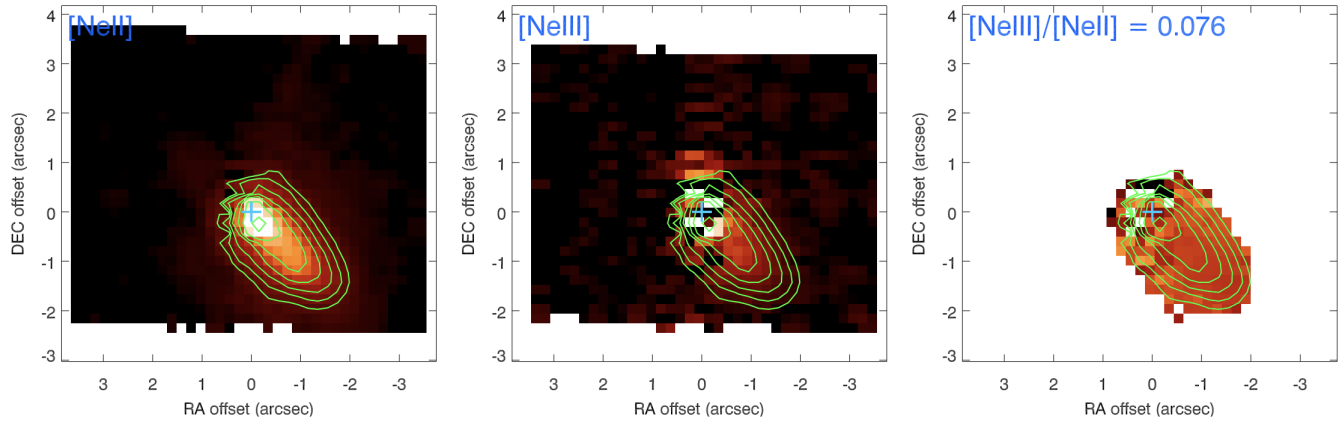


图 A.1：左： [Ne II] 在 12.80875 μm 和 12.81125 μm（平均值）处的蓝色喷流通量图像，对应于平均径向速度 ~ −98 km s^{-1}（范围： ~ −128 km s^{-1} 至 ~ −69 km s^{-1}）。中： [Ne III] 在 15.54875 μm 和 15.55125 μm（平均值）处的通量图像，对应于平均径向速度 ~ −113 km s^{-1}（范围： ~ −137 km s^{-1} 至 ~ −89 km s^{-1}）。右： [Ne III]/[Ne II] 通量比。[Ne II]通量较低的区域已被遮罩。右侧面板顶部的数值表示内部等高线范围内的平均通量比，但不包括恒星+盘的中心点扩散函数区域。等高线来自 [Ne II] 图，并叠加在三个面板上，以便于观察。

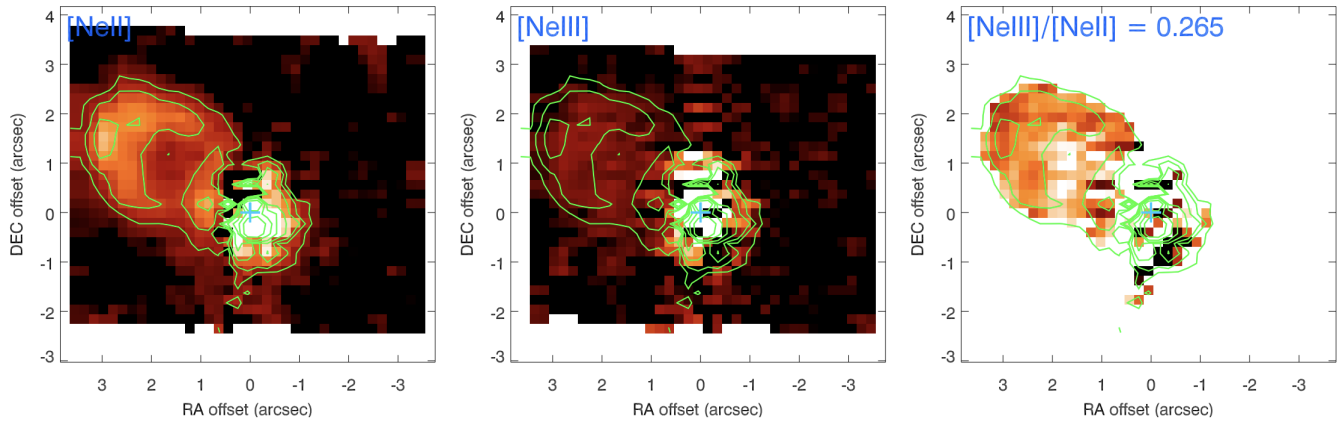


图 A.2：与图 A.1 类似，但展示的是红色喷流的弧形区域。左图： [Ne II] 位于 12.81625 μm 处，对应的径向速度为 ~ +48 km s^{-1}。中图： [Ne III] 位于 15.55875 μm 处，对应于 ~ +56 kms^{-1}。

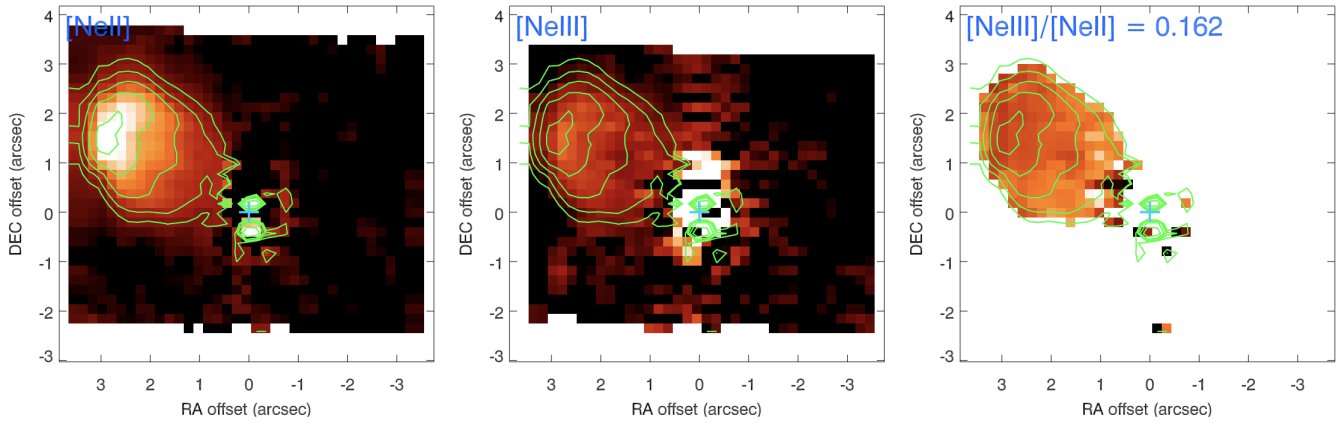


图 A.3：与图 A.1 类似，但展示的是红色喷流的弧形区域。左图： [Ne II] 位于 12.81875 μm 处，对应的径向速度为 ~ +106 km s^{-1}。中图： [NeIII] 位于 15.56125μm μm 处，对应于 ~ +104 km s^{-1}。

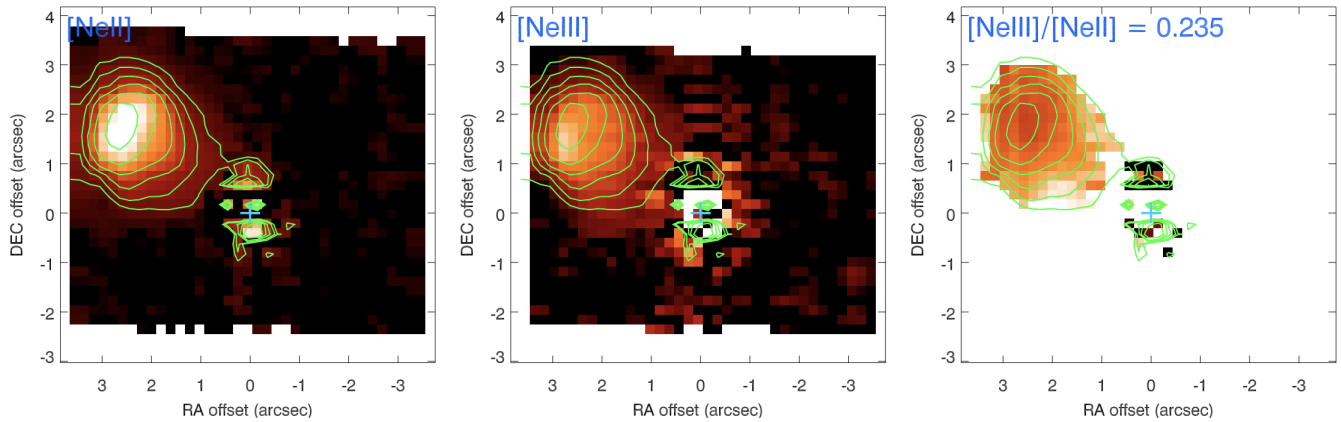


图 A.4：与图 A.1 类似，但对应于红色喷流的团块区域。 左： [Ne II] 位于 12.82125 µm，对应于 ~ +165 km s^{-1}的径向速度。 中： [Ne III] 位于 15.56375 µm，对应于 ~ +152 km s^{-1}。

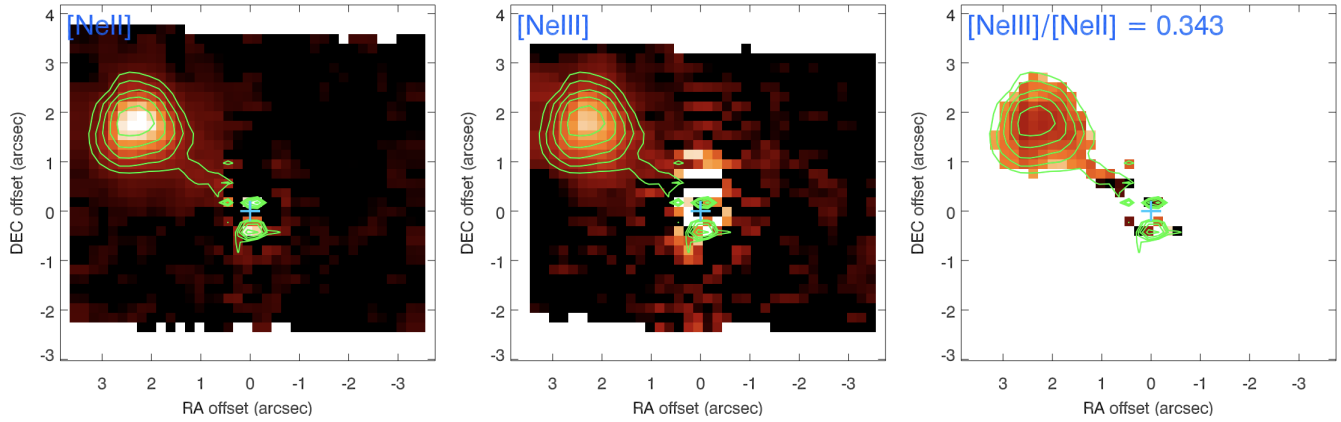


图 A.5：与图 A.1 类似，但对应于红色喷流的准直喷流区域。 左： [Ne II] 位于 12.82375 µm 和 12.82625 µm（平均值），对应于 ~ +253 km s^{-1}（范围 ~ +223 km s^{-1}– ~ +282 km s^{-1}）。 中： [Ne III] 位于 15.56875 µm，对应于 ~ +249kms^{-1}。

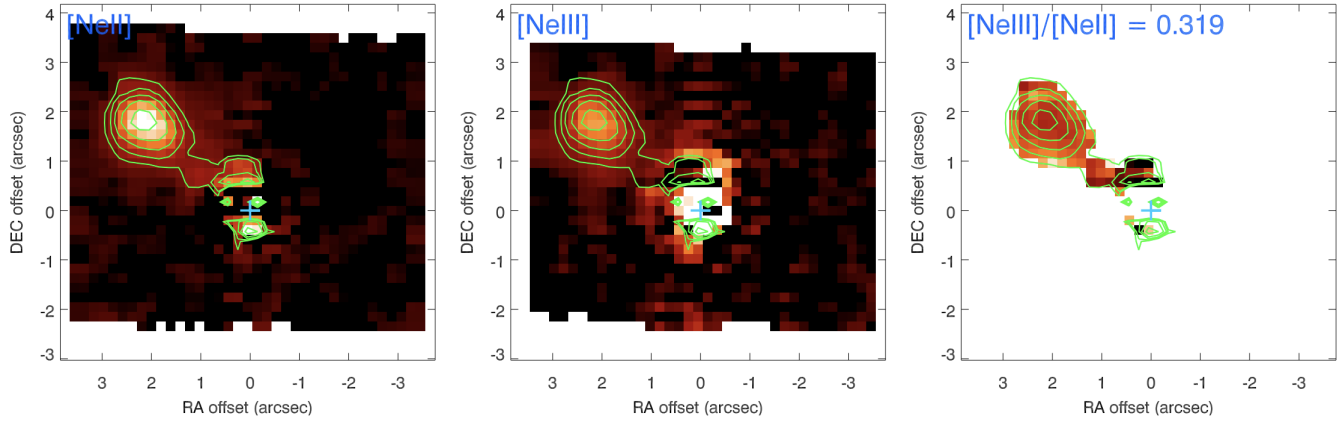


图 A.6：类似于图 A.1，但展示的是红色喷流的准直喷流区域。 左图： [Ne II] 位于 12.82625 µm，对应的径向速度为 ~ +282 km s^{-1}。中图： [Ne III] 位于 15.57125 µm，对应于 ~ +297 km s^{-1}。

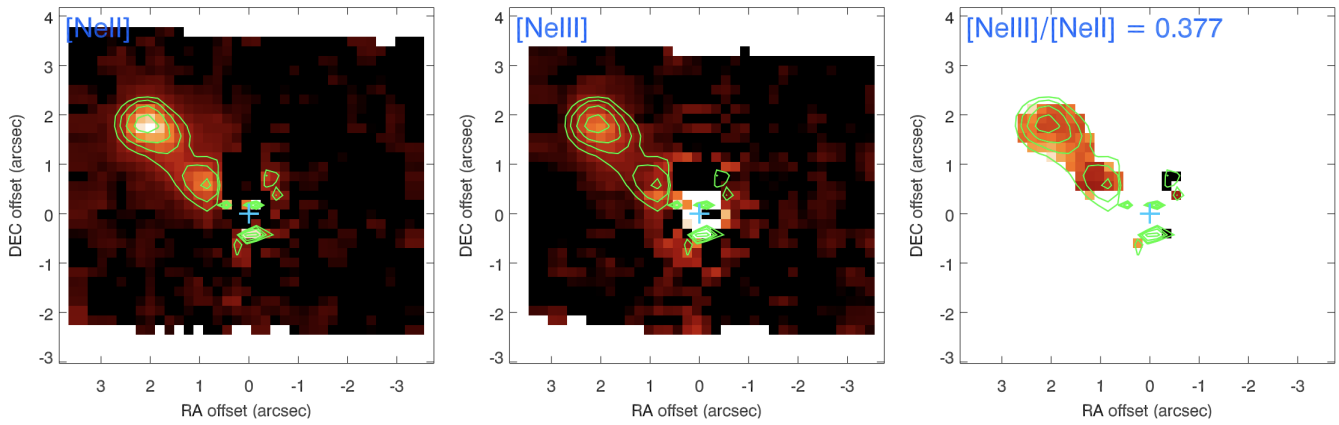


图 A.7：与图 A.1 类似，但显示的是红色喷流的准直喷流区域。 左图： [Ne II] 位于 12.82875 μm，对应的径向速度为 ~ +341 km s^{-1}。中图： [Ne III] 位于 15.57375 μm，对应于 ~ +345 km s^{-1}。

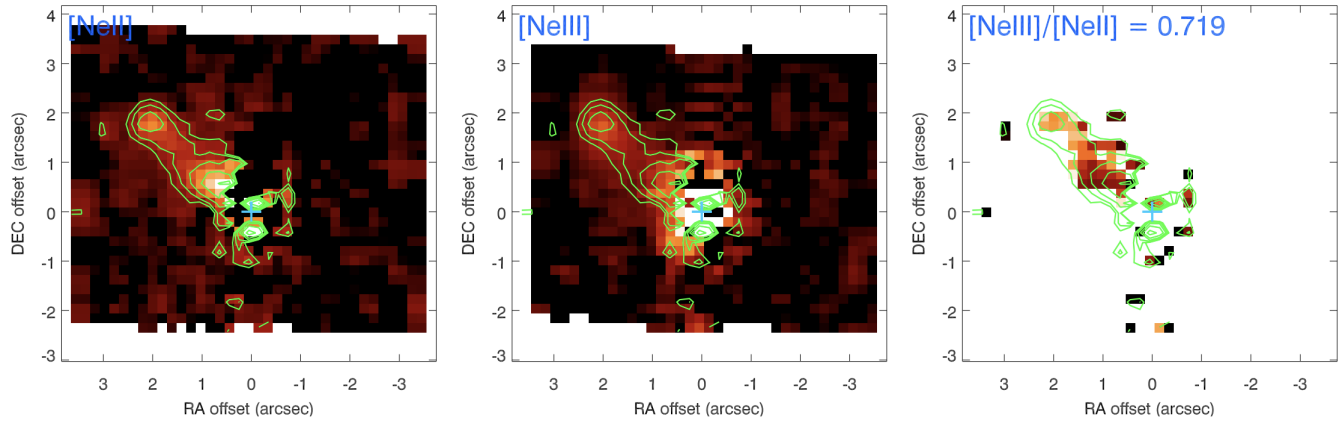


图 A.8：与图 A.1 类似，但显示的是红色喷流的准直喷流区域。 左图： [Ne II] 位于 12.83125 μm，对应的径向速度为 ~ +399 km s^{-1}。中图： [Ne III] 位于 15.57625 μm，对应于 ~ +393 km s^{-1}。

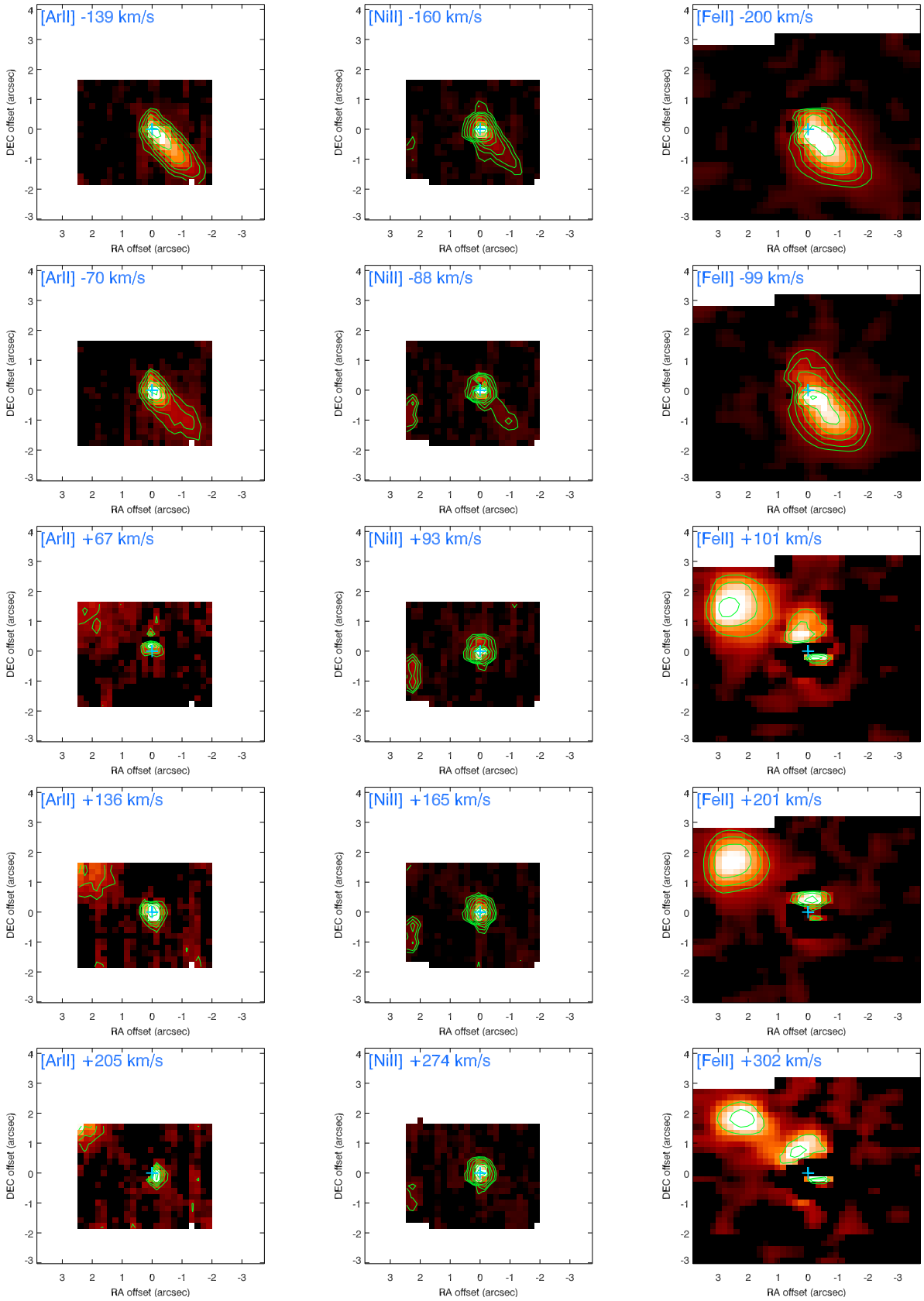


图 A.9：左： [Ar ii] 6.98 微米的通量图像，显示不同波长对应的径向速度：从上到下分别为 6.9824 微米对应 – 139 km s^{-1}；6.9840 微米对应 –70 km s^{-1}；6.9872 微米对应 +67 km s^{-1}；6.9888 微米对应 +136 km s^{-1}；6.9904 微米对应 +205km s^{-1}。中： [Ni ii] 6.64 微米的情况类似，空间尺度与 [Ar ii] 相同；从上到下分别为：6.6328 微米对应 –160 km s^{-1}；6.6344 微米对应 –88 km s^{-1}；6.6384 微米对应 +93 km s^{-1}；6.6400 微米对应 +165km s^{-1}；6.6424 微米对应 +274 km s^{-1}。右：[Fe ii] 17.94 微米的情况类似，空间尺度与 [Ar ii] 相同；从上到下分别为：17.925 微米对应 –200 km s^{-1}；17.931 微米对应 –99 km s^{-1}；17.943 微米对应 +101 km s^{-1}；17.949 微米对应 +201 km s^{-1}；17.955 微米对应 +302 km s^{-1}。注意，任意一行中三个选定速度并不相同。

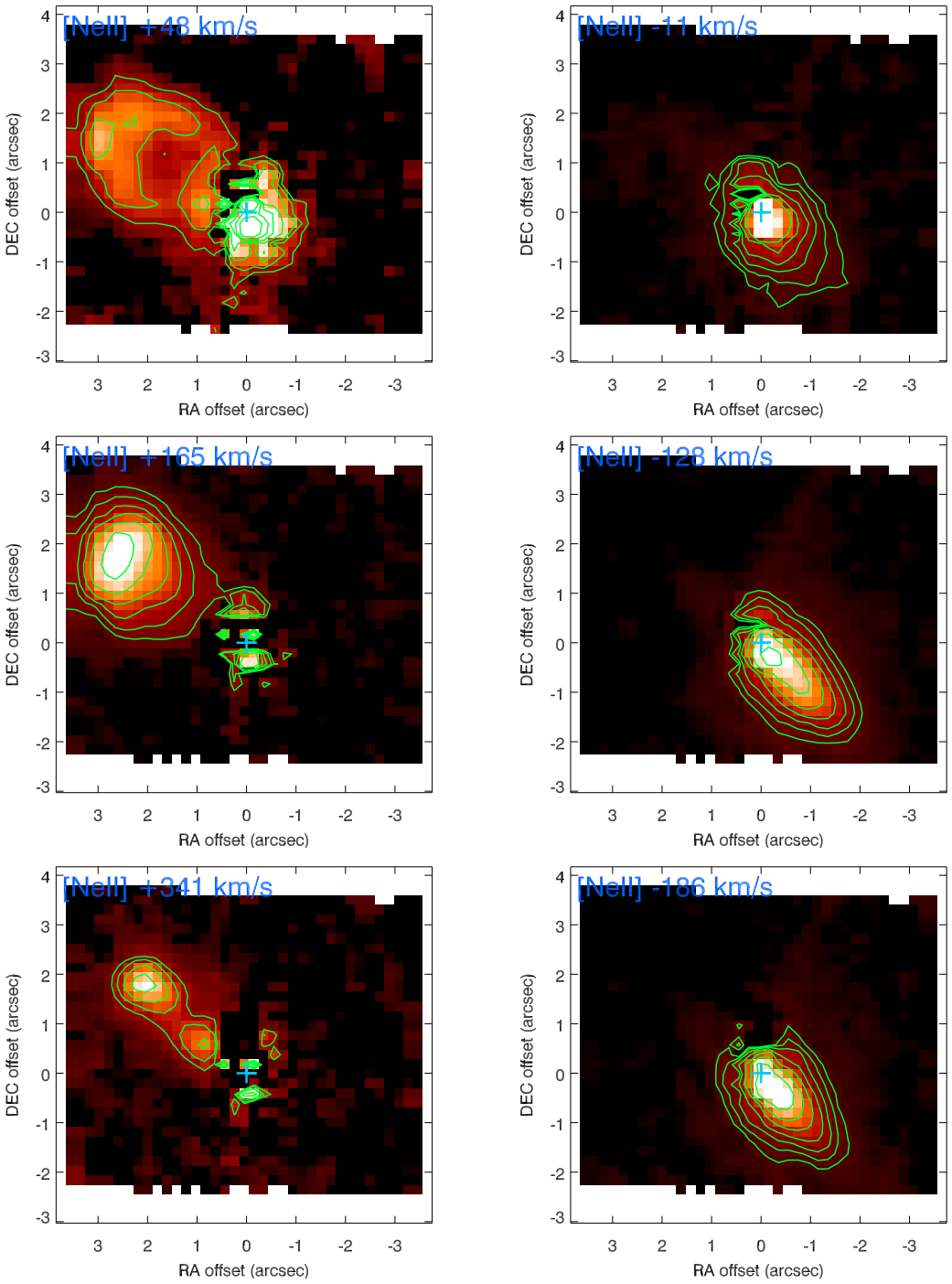
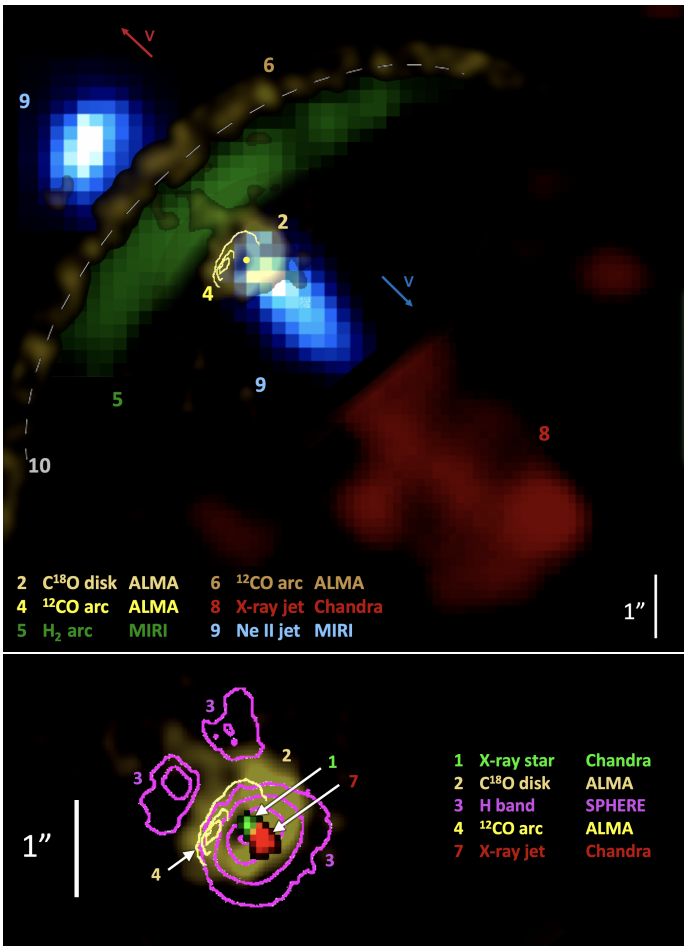


图 A.10： [Ne II] 12.81 微米在低速、中速和高速下的成对通量图像，对应于图 11 中叠加的图像。左列显示正速度（红移谱线），右列显示负速度（蓝移谱线）。顶行：低速喷流，在图 11 中以蓝色显示：左：12.81625 微米，即 +48 km s^{-1}；右：12.813755 微米，即 -11km s^{-1}。中行：中速喷流，在图 11 中以绿色显示：左：12.82125 微米，即 +165km s^{-1}；右：12.80875 微米，即 -128 km s^{-1}。底行：高速喷流，在图 11 中以红色显示：左：12.82875 微米，即 +340 km s^{-1}；右：12.80625 微米，即 -186 km s^{-1}。请注意，左列中的速度绝对值与右列中的并不对应，而是经过选择，以便最佳地突出正文中描述的不同形态特征。



图C.1：上图：DG Tau系统大尺度结构概览。各特征的编号与图1和图13相同。中心的白点：恒星 DG Tau。2. 恒星周围微弱的黄色椭圆结构：ALMA观测到的219.560 GHz处$C^{18}O$谱线中的原行星盘，经过平滑处理（Güdel等，2018）。4. 盘东北边缘明亮的黄色等高线：ALMA观测到的230.538 GHz处 ^{12}CO谱线中的恒星风（取自一阶矩图；Güdel等，2018）。5. 盘东北方向微弱的绿色宽弧：MIRI/MRS观测到的H_2 S(1) 17.03 μm谱线中的弧（经平滑处理），可能位于盘前方，本文对此进行了讨论。6. H_2 弧东北方向的棕色弧：ALMA观测到的230.538 GHz处 ^{12}CO谱线中的结构（Güdel等，2018）。8. 右下方红色的细长特征：钱德拉观测到的0.3–1.5 keV X射线中的外部蓝移喷流（X射线数据来自 ObsID 11009/11010/11011）；Güdel等（2011）；Frank 等，2014）；由于与中央X射线源的点扩散函数翼严重重叠，图像经过平滑处理，并在朝向恒星的一侧截断。9. 恒星西南方向的蓝色细长结构，以及东北方向的团块：MIRI/MRS观测到的 [Neii] 12.81 μm谱线中的喷流，本文将进一步讨论。10. 叠加在 ^{12}CO弧上的灰色虚线弧：倾角为 38° 的投影圆的一部分，用作视觉参考。

图C.1：下图：内部结构。**1.** 中央的亮绿色圆点：钱德拉观测到的 DG Tau 恒星，其发射的 X射线能量为 2–8 keV（Güdel等（2011）；Frank 等，2014）。**2.** 恒星周围的微弱黄色椭圆结构：ALMA 观测到的一氧化碳^{18}谱线（219.560 GHz），经平滑处理（Güdel 等，2018）。**3.**盘上方的紫色等高线：SPHERE 的 H*H*波段散射光图像，显示了一个沿前向喷流轴延伸的陡峭空腔状结构，以及朝东北方向延伸的丝状结构（Garufi 等人（2024））。H 波段中也能看到类似结构$_2$（Agra-Amboage 等人（2014））。**4.** 盘东北边缘的亮黄色等高线：ALMA 观测到的一氧化碳 ^{12}谱线（230.538 GHz）中的恒星风（来自一阶矩图；Güdel 等，2018）。**7.** 恒星附近的红色细长结构：钱德拉观测到的 0.3–1.5 keV X射线中的内喷流（Güdel等（2011）；Frank 等，2014）；X射线恒星源和喷流源经过亚像素事件重定位后进行了反卷积；内喷流与外喷流之间的区域无法可靠成图。所有观测都已校正 DG Tau 的自行，统一到同一日期。不过，SPHERE 图像还需手动调整不到一角秒的距离。