草稿版本：2023年2月10日 使用 LaTeX 双栏样式，采用 AASTeX631 排版

arXiv:2302.02017v2 [astro-ph.SR] 9 Feb 2023

# 通过莱曼线光谱学探测太阳耀斑中的非热质子：重新审视 Orrall-Zirker 效应

Graham S. Kerr，[1,2] Joel C. Allred，[1] Adam F. Kowalski，[3,4] Ryan O. Milligan，[5,2] Hugh S. Hudson，[6,7] Natalia Zambrana Prado，[1,2] Therese A. Kucera，[1] 和 Jeffrey W. Brosius[1,2]

[1]*NASA*戈达德太空飞行中心，日球物理科学部，*671*号代码，*8800 Greenbelt Rd.*，*Greenbelt*，*MD 20771*，美国[2]美国天主教大学物理系，*620 Michigan Avenue, Northeast*，华盛顿特区 *20064*，美国[3]科罗拉多大学博尔德分校国家太阳观测站，*3665 Discovery Drive*，*Boulder CO 80303*，美国[4]科罗拉多大学天体物理与行星科学系，*2000 Colorado Ave*，*Boulder*，*CO 80305*，美国[5]贝尔法斯特女王大学，*University Rd*，贝尔法斯特 *BT7 1NN*，北爱尔兰 [6]*SUPA* 格拉斯哥大学物理& 与天文学学院，格拉斯哥，*G12 8QQ*，英国[7]加州大学伯克利分校空间科学实验室，*CA 94720*，美国

（日期：收稿 / 接受）

摘要

太阳耀斑是高效的粒子加速器，释放的能量中有相当一部分以非热粒子的形式表现出来。尽管非热电子在输运耀斑能量中的作用已得到深入研究，但人们对非热质子的性质和重要性仍不甚了解。这在很大程度上是因为缺乏诊断手段，尤其是针对耀斑中非热质子分布的低能（十千电子伏）范围。识别十千电子伏质子存在的一种方法，是利用最初由 Orrall & Zirker (1976年) 描述的一种效应。在 Orrall-Zirker 效应中，非热质子与周围中性氢相互作用，并通过电荷交换在色球层中产生一群高能中性原子（ENA）。随后，这些高能中性原子会在氢谱线的红翼产生极度红移的光子。我们利用现代相互作用截面，以及能够自洽模拟耀斑非平衡电离分层和非热质子分布（至关重要的是，也能模拟它们彼此之间反馈作用）的数值模型，重新评估了这一效应强度的预测。我们合成了莱曼系 $\alpha$ 和莱曼系 $\beta$的热发射和非热发射，这两条谱线最有可能呈现可探测信号。这些新预测的效应比以往估计的更弱、持续时间更短，但在偶然具备的有利条件下仍应能够探测到。我们将莱曼系 $\beta$ 发射降至太阳轨道器搭载的日冕环境光谱成像仪（SPICE）的分辨率，结果表明，尽管探测可能颇具挑战，但应当能够在 SPICE 观测到的耀斑中发现非热质子的存在。

## 1. 引言

太阳耀斑及其他形式的太阳磁活动常会产生高能粒子，其能量远高于任何碰撞弛豫太阳等离子体群体的最高平均能量（$kT \approx 1$ 千电子伏特）（例如，Vilmer2012）。借助轫致辐射连续谱，我们可以通过X射线天文学技术观测能量高于 $E \sim 10$千电子伏特的电子，并从空间、能谱和时间方面对其进行表征（太阳耀斑领域的综述包括 Hol-manet al.2011；Kontar et al. 2011）。这些认识为“厚靶”束流模型的发展奠定了基础（例如，Brown 1971；Hudson 1972；Emslie 1978），这类模型在理论上已得到广泛发展。尤其密切的十千电子伏硬X射线源与在紫外/光学/红外波段观测到的耀斑带和足点之间的时空关联（例如，Fletcher et al.2011）支持这样一种观点：在事件的 impulsive phase（Kane& Anderson 1970）期间，加速电子主导着耀斑能量的传输与耗散。

在某些耀斑中，我们还观测到高能离子发出的强烈辐射——质子，以及数量较少的 $\alpha$粒子和其他较重离子——（例如，Shih 等，2009）。在这种情况下，它们携带的能量很可能与非热电子相当（Emslieet al.2012）。在耀斑模型中排除非热离子，可能会使我们忽略经由太阳大气传输的多达一半耀斑能量，或者至少忽略一种在能量上不可或缺的组成成分。

遗憾的是，要表征它们的性质（甚至确认它们是否存在于色球层耀斑足点），要困难得多，因为非热离子不像非热电子那样具有便于识别的特征。 Chupp 等人 (1981年) 最初发现了太阳伽马射线 $\gamma$线发射，其形式为

graham.s.kerr@美国国家航空航天局.gov
kerrg@cua.edu

由氘形成产生的 2.223 MeV 谱线（$n+p \rightarrow {}^{2}H$）。这意味着自由中子是耀斑过程的一部分，而自由中子只能来自核反应，因此高能离子必然会被加速（这早已从“太阳宇宙射线”中为人所知，如今称为“太阳高能粒子”（SEPs））。这些早期观测还显示存在 511 keV 的正电子湮没线，以及非弹性散射（散裂）谱线，例如 $^{12}C$的 4.43 MeV 谱线。这些过程早已根据对太阳高能粒子的认识在理论上得到预期，但伽马射线 $\gamma$为我们揭示了这类粒子在太阳大气低层中的相互作用，以及它们可能在耀斑动力学中发挥的作用。探测器灵敏度的限制通常使得几乎不可能利用伽马射线探测日冕中薄靶过程产生的离子。正电子湮没线和氘形成线源于次级过程；最初的散裂反应会产生不稳定原子核，分别发射正电子和中子，而这些粒子必须先通过碰撞减速，然后才能发生相互作用。因此，对这些延迟发射线的解释还涉及额外的模型假设（例如 Ramaty 等，1975）。

然而，与硬 X 射线韧致辐射（针对电 $\gamma$子）相比，莱曼系射线观测（针对离子）存在严重局限。除了这一光子能量范围内天文学观测面临的主要技术难题外，非弹性散射谱线本身几乎不提供任何光谱信息。因此，我们通过遥感获得的、关于太阳耀斑体积内非热离子的知识，实际上基本只反映了约 10 MeV 的质子群体，这也是这些反应的典型能量阈值。鉴于日冕中的$kT_e \approx 100$ eV，而耀斑中的温度至多也只有几千电子伏特，我们的认知存在巨大空白。向下外推至 1 MeV/核子时，至少在某些情况下，耀斑离子群体的能量已可与非热电子相媲美（例如Ramaty 等，1995），这意味着，如果将能量为 10–100 千电子伏特/核子、仍高度非热的粒子也纳入考虑，总粒子能量的不确定性可能达到几个数量级。

尽管在光子能量为数兆电子伏特的范围内开展观测颇具挑战，Reuven Ramaty 高能光谱成像仪（RHESSI；Lin 等，2002）仍成功在少数事件中获得了有用的太阳耀斑图像（Hurford 等，2003、2006）。这些结果确定了高能离子的位置，其来源与耀斑环相符（Lin，2011），证实了此前根据快速时间变化得出的结论。正如理论预期，已证实 2.223 MeV 谱线来自耀斑足点区域，但其质心位置颇为奇特，与 200–300 千电子伏特 X 射线（即电子）源存在偏移，在所研究的三个事件中，这种偏移达到了某种 $[14-20]'' \pm 5''$ 程度。RHESSI 数据还强烈表明，耀斑离子的加速机制与通过观测相对充分的约 300 千电子伏特以上 X 射线韧致辐射所发现的加速机制密切相关（Shih 等，2009）。这一关键观测确认，高能粒子存在于闭合磁场区域（耀斑环）内；这使得对离子束的研究颇具意义，尽管这一设想早在几十年前就已提出，其依据是

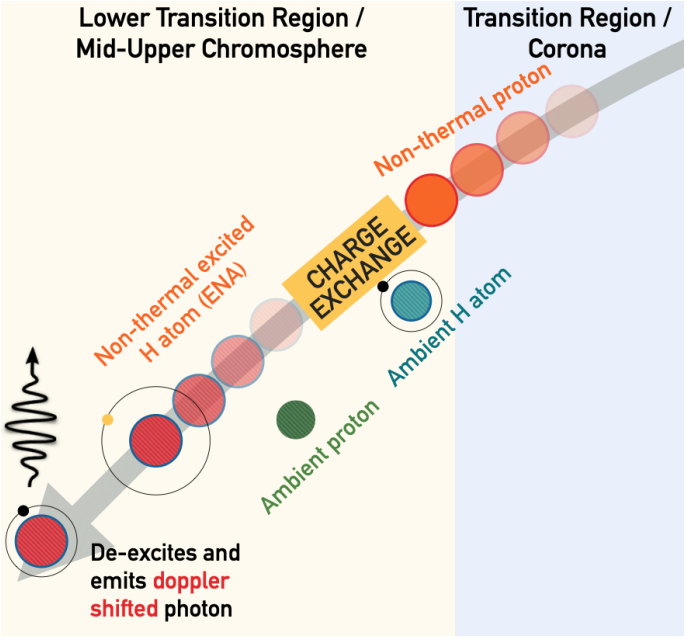



**图 1.** *Orrall-Zirker*（*OZ*）效应示意图：一群非热质子流经太阳大气，直至到达一群中性氢原子。由于与这群环境粒子发生电荷交换，并随后与环境粒子（氢、质子、电子）碰撞，一部分向下沉降的非热质子转化为处于激发态的非热氢原子（高能中性原子，*ENA*）。随后，自发辐射退激发会产生多普勒位移显著的光子（例如 *Ly* $\alpha$、*Ly* $\beta$、*H* $\alpha$ 光子）。

˘太阳高能粒子的早期观测（Svestka 1970年； Najita & Orrall 1970年； Simnett 1995年）。

耀斑中可能存在离子束，这为本文所开展的研究提供了关键动机。本文研究 Orrall-Zirker e效应（下文简称臭氧效应），该效应由Orrall &Zirker(1976年) 提出。简而言之，若能通过莱曼系 $\alpha$ 谱线翼成功观测到臭氧效应，便可首次远程探测能量范围为 $\sim 0.01-1$ MeV 的潜在主导低能离子。图 1 示意了臭氧效应的过程：向下沉降的离子进入部分电离的低层大气，通过原子电荷交换反应从中性氢原子获取电子，随后在运动过程中自发辐射一个束缚-束缚跃迁光子。该光子的多普勒频移量取决于质子的初始能量（速度）。在最简单的图景中，由于束流粒子基本向下运动，这会增强莱曼系 $\alpha$ 或莱曼系 $\beta$ 的红翼。当束流完全对准（观测者位于束流轴线上）时，10–100 千电子伏特的质子在莱曼系 $\alpha$红翼中会表现为 5.6–17.7 埃的位移，远超耀斑谱线可能仅有的几埃宽度；不过，我们目前还没有足够的该谱线直接观测数据，无法对此作出更精确的判断。值得注意的是，哈勃空间望远镜获取的恒星莱曼系 $\alpha$ 光谱（Wood

等，2005）显示，宁静条件下耀斑星的莱曼系 $\alpha$ 线型宽度不超过几埃。

Canfield & Chang（1985）、Fang 等（1995）以及 Brosius 和 Woodgate（1999）后续开展的研究，证实并扩展了 Orrall 和 Zirker（1976）的早期理论工作。Fang 等（1995）指出，假设电离分数均匀且较低的模型高估了非热辐射的强度。然而，尽管他们采用了更现实的电离分层结构，却使用静态的半经验耀斑大气模型，未能对非热质子与大气分层结构之间的反馈进行自洽建模。Canfield & Chang（1985）和 Brosius 和 Woodgate（1999）研究了不同质子束分布对非热特征外观的影响，表明其具有诊断潜力。Brosius 和 Woodgate（1999）采用比其他研究更复杂的非热质子热化处理，考察了大气演化所导致的非热辐射时间演化。他们关注的能量通量低于 Canfield & Chang（1985），并指出辐射源起初很强，随后迅速减弱，但之后又有所增强。然而，他们在耀斑模拟中没有计算环境辐射[1]，因此无法将其与非热辐射的强度进行比较。

唯一令人期待的 OZ 效应迹象，是 Woodgate 等人（1992年）报告的、确凿的 OZ 效应红移特征。他们使用了哈勃空间望远镜（HST）上的戈达德高分辨率光谱仪（GHRS）数据。对 dMe 星 AU Mic 上一次中等强度恒星耀斑的 Ly $\alpha$ 观测显示，相对于线芯蓝侧，红侧出现了短暂（t $\sim$ 3 秒）但明显的增强。遗憾的是，后续对 AU Mic 耀斑的研究未能探测到非热 Ly $\alpha$辐射（Robinson 等人，1993年、2001年；Feinstein 等人，2022年）。至于太阳耀斑，我们一直缺乏对耀斑中莱曼线的常规高质量观测，而现有观测也未显示出 OZ 效应。Brosius（2001年）搜寻了非热 $\alpha$粒子束产生非热 He II 304 Å辐射（Peter等人，1990年）时，电荷交换产生的对应特征，但利用 SOHO/CDS 数据（该仪器以二级光谱观测这条谱线）没有发现证据。类似地，Hudson 等人（2012年）利用 SDO/EVE 观测，也未能在大型 $\gamma$ 射线事件中探测到非热 He II 304 Å辐射。离开太阳耀斑的背景来看，类似过程会在火星上产生质子极光：太阳风与火星外逸层之间的电荷交换会增强 Ly $\alpha$ （关于这一效应的近期观测和讨论，见 Hughes 等人，2019年）。

[1] 本文中提到的“环境”辐射，均指不存在电荷交换后产生的非热辐射时的强度；也就是说，是原始RADYN+FP模拟中耀斑加热后出现的莱曼线增强。

尽管太阳耀斑探测尚无成功先例，但如今我们拥有了更先进的数值工具来研究这一问题，因此重新审视 Orrall-Zirker效应十分重要。开展严谨的现代研究（本文即为首篇此类研究），有望约束非热质子分布的低能截止，进而约束总能量学和加速机制。如果我们的现代计算结果证实以往数值研究的结论，即 OZ 效应原则上极有可能被观测到，那么我们就必须解释为何此前的探测均无结果。太阳物理学界也重新关注太阳莱曼线观测，目前有多项新任务和即将开展的任务将提供 Ly $\alpha$ 或 Ly $\beta$ 数据（包括 Solar Orbiter、Solar-C/EUVST、ASO-S 和 SNIFS 探空火箭）。本研究重新考察耀斑模拟中非热莱曼线辐射强度随时间的变化预测，并且重要的是，将其与相同波长范围内预测的环境耀斑辐射进行比较。

在第2 节中，我们介绍质子束驱动耀斑模型；在第3节中，详细讨论与Orrall-Zirker效应相关的过程。我们将Orrall-Zirker数值代码的应用结果展示在第4节，其中合成莱曼系 $\alpha$ 和莱曼系 $\beta$ 辐射。我们的结果证实了早期研究的发现：非热氢原子$\alpha$ 辐射微弱得远不足以被探测到（Canfield & Chang 1985；Brosius&Woodgate1999），因此本文不详细讨论该谱线。最后，在第5节中，我们将预测结果降至太阳轨道器上SPICE仪器的分辨率。

## 2. 数值耀斑实验

沿磁场辐射流体力学（RHD）代码 RADYN（Carlsson & Stein 1992、1995、1997；Abbett & Hawley 1999；Allred 等 2005、2015）是一种成熟的工具，用于模拟太阳大气对能量注入的响应。在涵盖光球层以下区域至日冕的范围内，利用自适应网格求解流体力学、电荷守恒、辐射传输和非平衡原子能级布居数的耦合非线性方程；该网格能够解析耀斑期间形成的陡峭梯度和激波。在耀斑前大气中，z $=0$ 点定义为标准光学深度等于 1 的位置，$\tau_{5000}$ =1。至关重要的是，模型还描述了一个非局域热动平衡、非平衡的色球层，其中辐射加热与冷却、流体力学以及能量传输机制之间存在反馈。RADYN 已被广泛用于研究耀斑的诸多方面，从能量传输的细节、质量流的驱动和耀斑等离子体的演化，到辐射的形成和能量损失的来源（例如 Kerr等 2016、2019b、a、2020、2021；Allred 等（2022）；Polito等 2018、2019；Brown等 2018；Graham等 2020；Kowalski等 2015、2017、2022；Kuridze等 2015；Sim˜oes 等 2017）。有关该代码基础版本的完整描述，请参见 Allred 等（2015）。自 Allred 等（2015）以来，RADYN 进行了一些修改，例如加入了热传导抑制机制（Allred 等（2022））、更准确的巴耳末线斯塔克展宽处理（Kowalski等 2022），以及利用 FP 模型高能粒子传输的处理

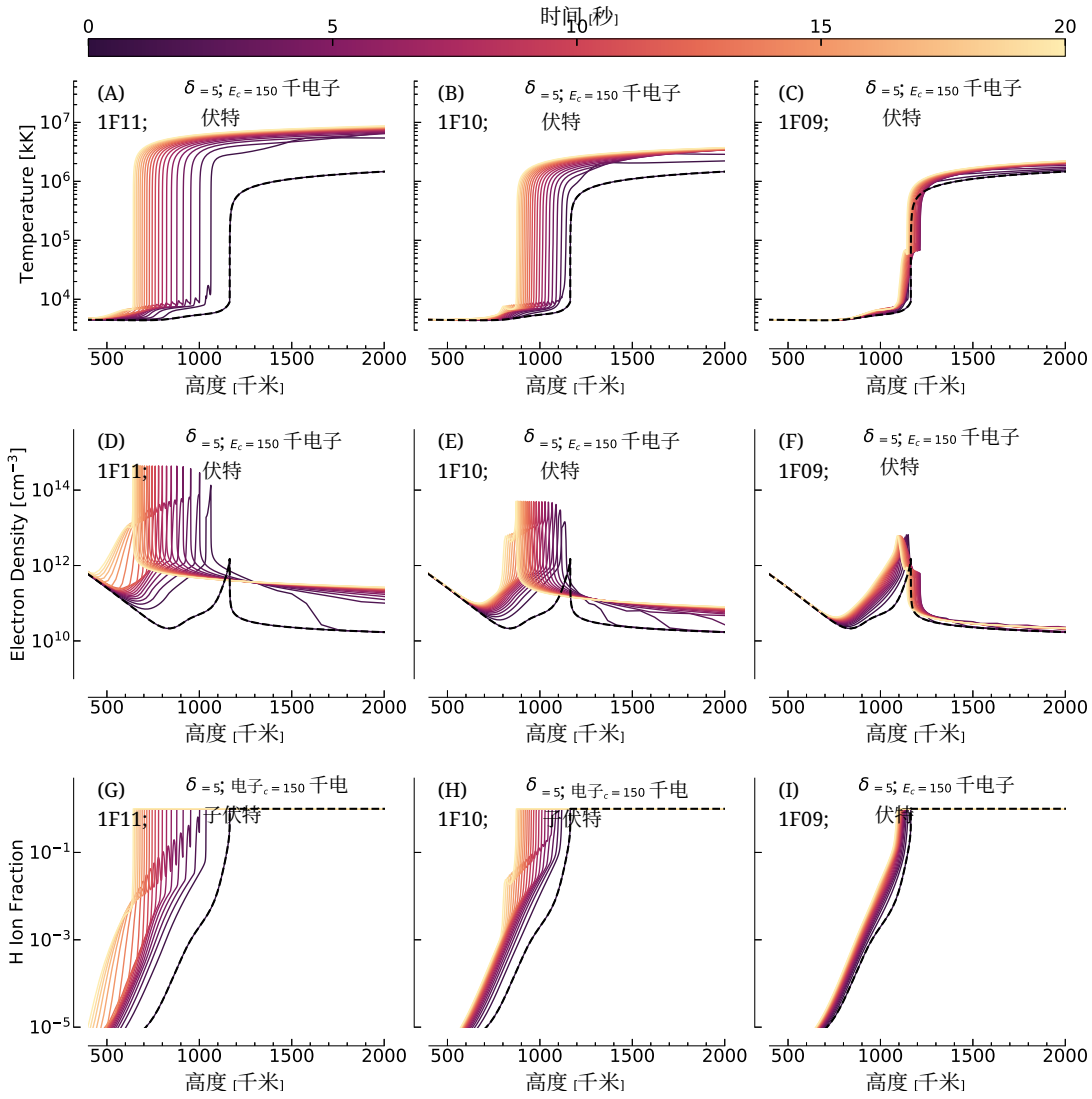



**图 2.** 本研究中各模拟的太阳大气分层结构。顶行（*A-C*）显示温度，中间行（*D-F*）显示电子密度，底行（*G-I*）显示电离分数。颜色表示时间；我们展示了耀斑加热阶段每隔 $t = 1$ 秒的线条。第一列显示 $F = 1 \times 10^{11}$ *erg* $s^{-1}$ $cm^{-2}$ 模拟，中间列显示 $F = 1 \times 10^{10}$ *erg* $s^{-1}$ $cm^{-2}$ 模拟，最后一列显示 $F = 1 \times 10^{9}$ *erg* $s^{-1}$ $cm^{-2}$ 模拟。

（福克-普朗克）代码（Allred 等（2020））。本研究采用的是后者。有关耀斑环建模的全面综述（包括RADYN），以及其在界面区成像光谱仪（IRIS；De Pontieu 等（2014））观测背景下的应用，请参见Kerr（2022、2023）。

在模拟由非热粒子驱动的太阳或恒星耀斑时，RADYN现在使用福克-普朗克动理学理论 对该粒子群的传播、演化和热化进行建模。福克-普朗克动理学理论 是一个独立的开源代码，已并入RADYN。该代码与Allred 等人(2015年) off 提出的方法相似，但改进了福克 - 普朗克动理学理论的求解处理，尤其是提供了更精确的暖靶物理、纳入了回流电流，并能够对任意质量和电荷的粒子进行建模。非热粒子分布在环顶注入，随后沿环传播，其能量通过库仑碰撞损失的能量传递给等离子体。该分布是幂律分布，由总能量通量 $F$[erg $s^{-1}$ $cm^{-2}$]、高于某个低能截止 $E_c$ [keV], 的部分以及谱指数 $\delta$定义。FP（因此也包括 RADYN+FP）现在能够模拟多组分束流，但在此我们仅研究纯质子分布，以简化这项初步研究。此外，RHESSI 在 MeV $\gamma$射线能量下成像到的唯一耀斑足点（据此我们推断存在非热质子），相对于硬X射线（即电子群体）的质心位置存在偏移。需要说明的是，这类事件仅有少数，但这种分离可能表明不同物种沿不同磁通管加速。除能量损失外，非热粒子分布还可能引发环境粒子组分的碰撞电离或激发。对于受

质子束的非热碰撞速率，我们采用 Henoux 等人（1993年）。

RADYN+FP 为我们提供了随时间变化的非局域热动平衡电离分层，以及非热质子的完整能谱分布，并对两者之间的反馈进行自洽建模。有了这些，我们便能比以往的代码更准确地预测高能中性原子的产生。本文着重研究在不同注入能量通量下，非热莱曼线辐射的可探测性。如引言所述，我们尚不能准确确定非热质子携带的总能量通量，因此目前选择研究三种耀斑加热情形下各种物理过程所受的影响，其能量通量相差三个数量级，$F = [10^9, 10^{10}, 10^{11}]$ erg s$^{-1}$ cm$^{-2}$。最小的能量通量可能代表能量注入耀斑磁足点的初始阶段，之后能量通量会逐渐增大；也可能代表某次小尺度加热事件中注入的总通量。

### 2.1. 质子束驱动耀斑

我们使用RADYN+FP模拟了三种质子束驱动耀斑，改变注入通量 $F = [10^9, 10^{10}, 10^{11}]$ 尔格 秒$^{-1}$ 厘米$^{-2}$，并固定 $E_c = 150$ 为千电子伏特，且$\delta = 5$。在这项初步研究中，我们根据能量通量探讨探测的可能性；今后还可更全面地研究确定质子分布的参数。下文将这些实验称为 1F9、1F10 和 1F11，分别对应 $F = [10^9, 10^{10}, 10^{11}]$ 尔格 秒$^{-1}$ 厘米$^{-2}$模型。能量以恒定速率注入 $t_{inj} = 20$ 秒，每个环随后还可继续冷却$t_{decay} = 80$ 秒。模型中未考虑回流电流效应。回流电流会表现为向下传播的电子束，以中和非热质子束引入的电流。正如Allred 等人(2020年)所述，这可能导致质子束本身发生能量损失，或产生焦耳加热（主要发生在日冕或上部过渡区）。由于回流电流造成的能量损失通常约为 10 千电子伏特（Allred 等（2020））， 仅占质子能量的一小部分，因此在我们的实验中，可以忽略回流电流引起的非热质子能量损失。日冕或上部过渡区中的焦耳加热也可能很小，不会影响我们对色球足点的结论。

图中展示了各次实验中温度、电子密度和氢原子电离分数分层结构的演化。2 颜色表示时间。显然，非热质子携带的能量通量越大，对大气的影响就越显著。

在 1F10 和 1F11 耀斑中，色球层受到强烈压缩，过渡区被推向更深处，而 1F11 情况下的过渡区更陡。电子密度增加了数个数量级，其中有一狭窄区域超过$n_e = [2.5 \times 10^{13}, 2.5 \times 10^{14}]$ cm$^{-3}$ 对于 F10 和 1F11，峰值位置分别随着色球层受压而不断向深处移动。更深处还有一片范围更广、电子密度适度升高的区域，密度为数个$\times 10^{12-13}$ cm$^{-3}$。由于温度升高且存在非热碰撞电离，电离分数迅速增加，尤其是在 1F11 模拟中。到 $t = 1$ s 时，这两种模拟中都已出现一道电离“壁”，电离分数在短短几米内便从 $\chi_H \sim 0.5$升至 $\chi_H \sim 1$；与 1F10模拟相比，这一现象在 1F11模拟中发生的位置深$z \sim 100$ 千米。随着时间推移，这道电离前沿不断向深处推进，因此加热阶段结束时，它在 1F11和 1F10模拟中的位置分别为 0.71 兆米和 0.96 兆米。1F11模拟中从 $\chi_H \sim 0.1$到 $\chi_H \sim 1$ 的梯度更陡，因此在$t \gtrsim 10$ s 秒内，电离分数的这一变化仅跨越 $\Delta Z \sim [10 - 30]$ 千米，而在 1F10模拟中则跨越$\Delta z \sim [50 - 130]$ 千米。

与这些模拟相比，1F9模拟中的动力学变化温和得多。耀斑过渡区的位置基本没有明显改变，最终比耀斑发生前高$z \sim 100$ 千米。不过，过渡区的范围有所扩大，在$< T < 1$ 兆开尔文的温度区间内跨度达 $\Delta z \sim 130$ 千米。鉴于温升较小且非热碰撞速率较低，电子密度也相应低于其他模拟，峰值仅为$n_e \sim 4.5 \times 10^{12}$ 厘米$^{-3}$，在较低色球层中则仅有数个 $\times 10^{11}$ 厘米$^{-3}$ 的尾部。因此，电离分层不那么陡峭，“壁”状特征变得平缓，分布跨度为 $\Delta z \sim 10 - 20$ 千米，向下的梯度也同样更为平缓，降至 $\chi_H \sim 0.1$。

由于我们注入能量为 ~150 千电子伏特的非热质子，对于温度高于 ~ 1 MK 的等离子体，其速度介于热电子和离子的速度之间。这就是Tamres 等人(1986年)所描述的暖靶区制。与冷靶碰撞相比，暖靶碰撞减慢非热粒子的效率低得多（Tamres 等（1986年）；Allred 等（2020））。因此，质子能够相对不受阻碍地穿过日冕，直到到达过渡区；在那里，它们遇到较冷的等离子体并停止，从而加热过渡区和上层色球，使更多等离子体蒸发进入日冕，并迫使过渡区不断向更深处移动。

我们简要指出，非热质子的动量大于非热电子的动量，这一点应纳入考虑。使用 FP 时，我们会自洽地纳入粒子动量（Tamres 等人 1986；Allred 等（2020））。将由此产生的加速度与等离子体加热所导致的质量流进行比较后发现，等离子体加热占主导地位；最终正是等离子体加热推动过渡区向更深处移动。

### 2.2. 耀斑中的环境莱曼辐射

由于 RADYN 会将莱曼线轮廓截断在 10 个多普勒宽度处，以便在能量学计算中模拟部分频率再分配（PRD）的效应（避免高估线翼处的辐射损失），我们使用 RH15D （Uitenbroek 2001年；Pereira 和 Uitenbroek 2015年）并以我们的 RADYN 耀斑大气为输入，合成莱曼线及其周围区域。

RH15D 根据给定的大气（深度尺度、温度、电子密度、气体速度和氢布居数），求解指定物种的辐射输运方程和原子能级布居数。我们修改了 RH15D，使其固定 RADYN 中的氢和电离钙（Ca II）布居数，从而计入非平衡效应和非热碰撞，同时仍求解其他物种的统计平衡原子能级布居数。对以下物种进行了完整的非局域热动平衡辐射输运求解（适当情况下，对某些跃迁采用部分频率再分布 PRD，包括莱曼系 $\alpha$和莱曼系 $\beta$，使用 Leenaarts 等人（2012）的混合方案）：中性氢（H I）、中性碳（C I）+电离碳（C II）、中性氧（O I）、中性硅（Si I）+电离硅（Si II）、电离钙（Ca II）、中性氦（He I）+电离氦（He II）和电离镁（Mg II）。其他物种则作为背景不透明度的来源纳入计算。没有采用 Bruls 等人（1992）的不透明度修正因子；这些因子通常默认包含在 RH 和 RH15D 中，用于模拟紫外线雾，但它们很大程度上仅适用于 VAL-C 型大气（Vernazza 等人，1981年），可能并不适用于更复杂的类耀斑大气。相反，我们利用 Kurucz 谱线表[2]，纳入了大量未进行详细求解的束缚-束缚跃迁谱线所产生的不透明度，涵盖范围为 $\lambda = [20 - 8000]$ 埃。对莱曼系 $\alpha$ 和莱曼系 $\beta$ 谱线周围的这些谱线，其强度采用局域热力学平衡估算（但考虑了两能级散射），波长采样间隔至少为 0.1 埃（与纳入求解的模型原子谱线发生重叠处则采用更精细的采样）。纳入了 $v_{nthm} = 8$ 千米/秒$^{-1}$ 的微湍流展宽，并根据需要对谱线施加多普勒位移。

除 RH15D 解外，我们还合成了位于 $\lambda = 1031.9$ Å 和 $\lambda = 1037.6$ Å 的 O VI双线。这是两条强光学薄谱线，出现在莱曼系 Ly $\beta$ 红翼非热辐射峰值附近。对于每条谱线，我们利用 CHIANTI 原子数据库（V8.07；Dere 等人（1997）；Del Zanna 等人（2015）），在不同温度和电子密度下计算了贡献函数 $G(n_e, T)$。这些函数涵盖了填充相关能级的各种原子过程。函数值以网格间距 $\delta\log T$ [K]= 0.05 和 $\delta$ log $n_e$[cm$^{-3}$] = 0.5 制成表格；随后，在 RADYN大气的每个网格单元中，我们将 $G(n_e, T)$ 插值到局部温度和电子密度。每个单元内发射的强度 $I_{\lambda,z}$为：

$$I_{\lambda,z} = A_O G(n_e, T) n_{e(z)} n_H(z) \delta z, \qquad (1)$$

[2] http://kurucz.harvard.edu/linelists.html

其中，$A_O$ 是相对于氢的元素丰度，[3]，$\delta z$ 是单元长度，$n_H$ 是氢密度。谱线根据局部温度进行热展宽，并在适当情况下作多普勒频移。随后得到总出射强度 $I_\lambda = \Sigma_z I_{\lambda,z}$。请注意，我们纳入这些谱线仅仅是为了评估能否在其周围波长处识别出非热辐射；更严谨的合成还应包括色球层辐射的共振散射。

通过 RADYN+FP+RH15D，我们获得了耀斑中环境莱曼线及其周围发射随时间的变化，而非热OZ发射将叠加在其上。

## 3. ORRALL-ZIRKER效应

### 3.1. 问题概述

如第 1 节所述，并如图 1所示，沿太阳大气传播的非热质子到达色球层后，可能与环境氢原子发生电荷交换。这些电荷交换相互作用既可能发生在基态，也可能发生在激发态。随后发生的碰撞还可能将非热氢原子激发到激发态，或导致束缚激发态之间发生跃迁。

根据 Orrall & Zirker（1976年）和 Canfield & Chang （1985）的讨论，我们假设通过电荷交换产生的非热氢原子具有与其母体非热质子相同的速度（即能量），并且非热氢原子的退激发发生在极短的距离内。后一观点意味着，非热氢的产生与消失是一个本征的局部过程，因此可以忽略平流项以及时间相关项（参见 Orrall & Zirker 1976中关于退激发发生速度远快于减速速度的论证）。这两个假设使我们能够将非热氢能级的布居方程写成统计平衡方程的形式，其中某一能量范围 $[E, E + \delta E]$，位于某一高度范围 $[z, z + \delta z]$，内的非热粒子总数（质子加氢原子）保持守恒。这也意味着，我们可以假设，任何发射光子的红移量都等于发生电荷交换的原始非热质子的速度。

高度$z$处能量为$E$的非热氢原子数密度为$\eta_j(E, z)$ [cm$^{-3}$]，其中$j = (1, ..., m)$为原子能级。类似地，非热质子数密度

[3]我们采用了 Schmelz 等人 (2012年) 给出的丰度值，$A_{O,log} = 8.61$，该值采用通常的对数标度定义，其中 $A_{H,log} = 12$ （此时丰度为 $A_O = 10^{A_{O,log} - A_{氢原子,log}} = 4.1 \times 10^{-4}$）。耀斑期间究竟应采用日冕丰度还是光球丰度，仍存在很大争议；不同选择会使强度出现一定程度的变化。由于我们合成这些谱线是为了确定它们之间是否存在一个可用于识别非热辐射的区域，因此，即使其强度因某个相对较小的系数而被高估或低估，也不会影响我们的结论。

为 $\eta_p(E,z)$ [$\mathrm{cm}^{-3}$]。这里我们沿用Can- field & Chang (1985)中的约定，即 $\eta$ 符号表示（$E$,$z$）空间中的数密度，而非仅以（$z$）空间定义的粒子热粒子群数密度，例如环境电子密度$n_e(z)$或环境氢数密度$n_j(z)$。

假设总产生项$C$（例如电荷交换、碰撞激发等）和总消失项$D$（例如自发辐射退激、碰撞退激等）处于统计平衡：

$$\sum_{j\neq i}^{m} \eta_j C_{ji} - \eta_i D_i = 0 \tag{2}$$

将产生项和消失项（详见下文）汇总为总速率矩阵$P$，并纳入$j = (1, ..., m)$，则：

$$P \cdot N = X, \tag{3}$$

$$\begin{pmatrix} P_{11} & P_{12} & P_{13} & P_{1p} \\ P_{21} & P_{22} & P_{23} & P_{2p} \\ P_{31} & P_{31} & P_{32} & P_{33} \\ P_{p1} & P_{p2} & P_{p3} & P_{pp} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \eta_1 \\ \eta_2 \\ \eta_3 \\ \eta_p \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

为简洁起见，我们省略了对（$E$,$z$）的依赖关系。为求解该方程组，我们用粒子守恒方程替换其中一个方程，从而确保（$E$,$z$）处非热粒子的总数守恒。我们选取最后一个方程，使得$P_{p1} = P_{p2} = P_{p3} = P_{pp} = 1$ 和$X_p = \eta_{p,FP}$，对于$\eta_{p,FP}$，即来自 RADYN+FP 的非热质子分布数密度。

已知非热粒子数密度 $\eta$后，位于大气中高度$z$ 处、距谱线中心 $\Delta\lambda$ 埃的跃迁$j \rightarrow i$的光子发射率 $\Phi(\Delta\lambda,z)$，单位为光子 $\mathrm{s}^{-1}\ \mathrm{cm}^{-3}\ \mathrm{sr}^{-1}\ \text{Å}^{-1}$，可表示为

$$\Phi(\Delta\lambda, z) = \frac{\sqrt{2m_p c^2}}{4\pi\lambda_{ji}} E^{1/2}\, \eta_j(E,z) A_{ji}, \tag{4}$$

其中，$A_{ji}$ 是自发辐射的爱因斯坦系数，$m_p$ 是质子质量（或更一般意义上的粒子质量）。上述推导中，我们利用了 $\mathrm{d}(\Delta\lambda) = \lambda_{ji}\mathrm{d}v/c = \lambda_{ji}\mathrm{d}E/(c\sqrt{2m_p E})$ 这一关系。通过转换，便可得到以能量表示的发射率，$\psi_{ji}(\Delta\lambda, z)$ erg $\mathrm{s}^{-1}\ \mathrm{cm}^{-3}\ \mathrm{sr}^{-1}\ \text{Å}^{-1}$，

$$\psi_{ji}(\Delta\lambda, z) = \frac{hc}{\lambda_{ji}} \Phi_{ji}(\Delta\lambda, z). \tag{5}$$

于是，出射强度可直接写为：

$$I_{\mathrm{nthm},ji}(\Delta\lambda) = \int_{z_1}^{z_2} \psi_{ji}(\Delta\lambda, z)\mathrm{d}z, \tag{6}$$

其中 $z_1$ 和 $z_2$ 是预先选定的两个高度范围（例如，如果对整个大气求和，则为 $z_1 = 0$ 和 $z_2 = \infty$）。如果假设在距离莱曼线线芯几埃处色球层是光学薄的，那么这一非热强度可以直接加到环境耀斑辐射产生的出射强度上。还需注意，这里假设质子在盘面中心附近几乎沿垂直方向流动。如果耀斑的位置逐渐向太阳边缘偏移，即日心角增大，那么由于其取决于非热粒子速度 $v$，$\Delta\lambda$ 会有所不同。尽管我们目前正在研究的这一设置较为理想，但考虑角度效应预计不会显著降低发射的峰值强度。

### 3.2. 原子过程与截面

#### 3.2.1. 非热氢的激发能级布居

这里我们将阐述使三能级非热氢原子布居的相关原子过程，进而合成 Ly $\alpha$ 和 Ly $\beta$ 发射。这些过程包括：电荷交换（既涉及基态，也涉及激发能级）；周围粒子引起的束缚能级碰撞激发；周围粒子引起的碰撞电离；周围粒子引起的碰撞退激发；激发能级的自发辐射退激发；激发能级的受激辐射退激；$\eta_p \rightarrow \eta_j$的辐射复合；$\eta_p \rightarrow \eta_j$的三体复合。

Canfield & Chang (1985) 对这些过程进行了详细研究，指出电荷交换主要发生在基态能级，并且 $\eta_1 \rightarrow \eta_2$ 的碰撞激发 $\eta_3$ 是产生激发态非热氢的重要途径。电荷交换的效率比三体复合和自发辐射复合高出几个数量级，因此下文将忽略这些过程。激发能级的自发辐射退激发远快于任何其他破坏过程，因此我们也忽略碰撞退激。对 $\eta_1$ 的辐射激发同样可以安全地忽略。因此，在模型中需要纳入的重要原子过程包括电荷交换、碰撞激发与电离，以及自发辐射退激发。

在下面的表达式中，诸如 $C_{ij}$ 的项表示从能级 $i \rightarrow j$ 发生的碰撞过程速率，单位为 $\mathrm{s}^{-1}$。对于我们的三级氢原子模型，$j$ =取值为 (1, 2, 3)，而 $p$ 表示非热质子。单位为 $\mathrm{s}^{-1}$的电荷交换速率记为 $CX_{pj}$，其中电子被俘获到第 $j$ 个能级。辐射项采用自发发射率的爱因斯坦系数表示，即 $A_{ji}$，单位为 $\mathrm{s}^{-1}$。碰撞速率分别由束流粒子与速度为$v$（单位为 cm $\mathrm{s}^{-1}$）的相互作用构成；靶包括环境中的质子（密度为 $n_p$）、氢原子（密度为$n_H$）和电子（密度为$n_e$）。原子截面定义为 $Q^P$、$_E$、$_H$、$^{CX}{}_{ij}$ $\mathrm{cm}^2$，其中下标分别表示与质子、电子或中性氢发生碰撞，或发生电荷交换相互作用。

非热氢的基态 $\eta_1$ 通过电荷交换获得粒子，并通过碰撞激发或电离而失去粒子；

$$\eta_1 \rightarrow \eta_p CX_{p1} - \eta_1(C_{12} + C_{13} + C_{1p}) = 0, \tag{7}$$

其中在上述内容中

$$\begin{aligned} CX_{p1} &= n_H Q_{p1}^{CX} v \\ C_{12} &= (n_p Q_{12}^P + n_H Q_{12}^H + n_e Q_{12}^E) v \\ C_{13} &= (n_p Q_{13}^P + n_H Q_{13}^H + n_e Q_{13}^E) v \\ C_{1p} &= (n_p Q_{1p}^P + n_H Q_{1p}^H + n_e Q_{1p}^E) v \end{aligned} \tag{8}$$

非热氢的第一激发态 $\eta_2$ 由直接电荷交换以及与 $\eta_1$ 发生的碰撞激发产生，并通过碰撞激发或电离以及自发辐射而消耗；

$$\eta_2 \rightarrow \eta_p CX_{p2} + \eta_1 C_{12} - \eta_2 (C_{23} + C_{2p} + A_{21}) = 0, \tag{9}$$

其中，上文中

$$\begin{aligned} CX_{p2} &= n_H Q_{p2}^{CX} v \\ C_{23} &= (n_p Q_{23}^P + n_H Q_{23}^H + n_e Q_{23}^E) v \\ C_{2p} &= (n_p Q_{2p}^P + n_H Q_{2p}^H + n_e Q_{2p}^E) v \end{aligned} \tag{10}$$

非热氢的第二激发态 $\eta_3$ 由直接电荷交换以及与 $\eta_1$ 和 $\eta_2$发生的碰撞激发产生，并通过碰撞电离以及自发辐射而消耗；

$$\eta_3 \rightarrow \eta_p CX_{p3} + \eta_1 C_{13} + \eta_2 C_{23} - \eta_3 (C_{3p} + A_{31} + A_{32}) = 0, \tag{11}$$

其中，上文中

$$\begin{aligned} CX_{p3} &= n_H Q_{p3}^{CX} v \\ C_{3p} &= (n_p Q_{3p}^P + n_H Q_{3p}^H + n_e Q_{3p}^E) v \end{aligned} \tag{12}$$

#### 3.2.2. 本研究使用的截面

截面是预测非热氢能级布居的重要因素，因此我们整理了比以往使用的更新的数据（如有），尤其是电荷交换截面。如图3和4所示，电荷交换以及碰撞激发/电离的峰值都在十千电子伏至 100 千电子伏范围内，因此莱曼系谱线对应的波长大致为 $\Delta\lambda \approx [5 - 50]$ 埃。对于某些截面，我们对数据（有时来自多个来源）进行了多项式函数拟合，从而可以在数据范围内的任意能量处计算截面，例如计算 RADYNRADYN+FP网格采用的非热能量处的截面。这些多项式拟合是在 $\log Q$ 和 $\log E$ 空间中进行的，其中$Q$ 以 $10^{-17}$ cm$^2$ 为单位，$E$ 以千电子伏特为单位，形式如下：

$$\log Q = a_0 + \sum_i a_i (\log E)^i. \tag{13}$$

对于其他截面，我们使用了国际原子能机构（IAEA）补编系列中的函数IAEA(1993年），该机构提供了对数据拟合得到的函数，这些数据

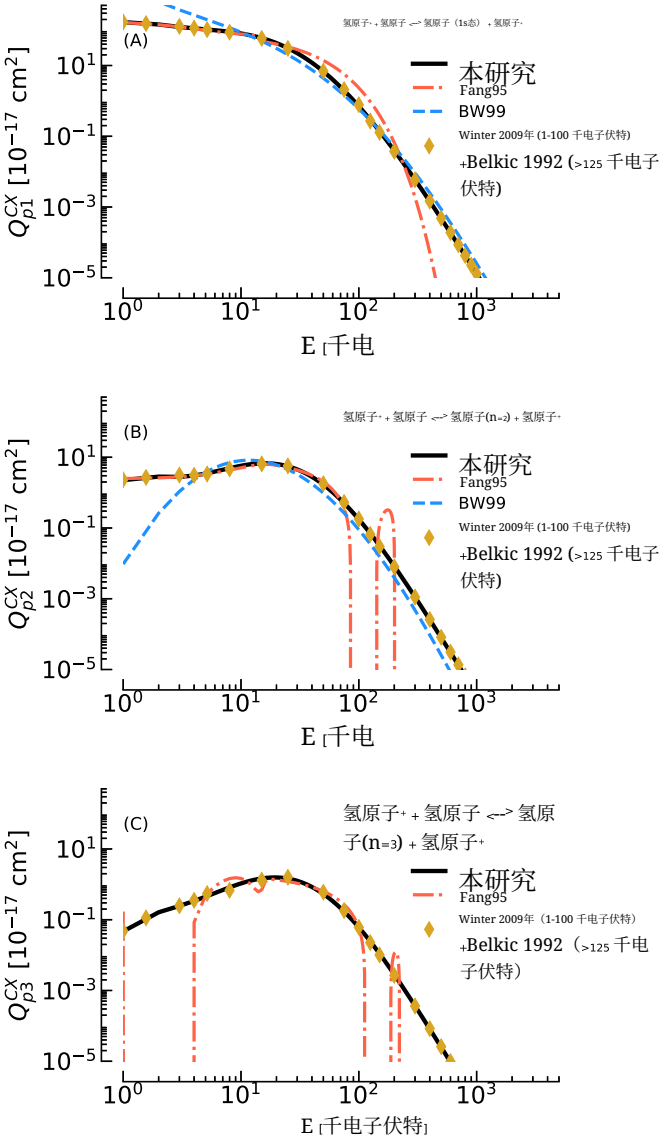



**图3**。 本研究所采用的电荷交换截面，其中黑线表示对数据（菱形点）的拟合。 *Fang等人* （*1995年*）所使用的函数以红色点划线表示，*Bro-sius &Woodgate* （*1999*）所使用的函数以蓝色虚线表示。面板（*A*）表示电荷交换至基态，面板（*B*）表示电荷交换至第一激发态（*n=2*），面板（*C*）表示电荷交换至第二激发态（*n=3*）。

每种过程的数据均汇编自多个来源（见相应参考文献）。如下文所述，在适用的情况下，我们将数据外推至各作者给出的能量范围之外，并拟合衰减曲线，使外推结果在双对数空间中呈直线；高能量下的$Q(E)$值似乎支持这种处理。我们没有对国际原子能机构的函数进行拟合，但确实检查了将数据外推至其给出的能量范围之外是否能得到合理结果。只有在考虑与环境电子碰撞时，才真正需要这样处理；对于其他过程，我们都能找到适用于当前问题能量范围的$Q(E)$值。我们

未能找到$Q^H_{2p}$、$Q^H_{23}$或$Q^H_{3p}$在足够高能量下的截面，因此未将这些过程纳入速率矩阵。这应该不会造成重大影响，因为我们确实考虑了靶为质子或电子时相同的碰撞过程。以往的模型并未纳入这些缺失的过程。下文将展示这些截面，并说明其来源。对于通过拟合多项式函数得到的数据，其系数列于表1中。这些数据，无论由我们还是国际原子能机构拟合，均来自实验和理论计算。

电荷交换截面：当 E = [1 – 100] 千电子伏特时，电荷交换截面数据取自 Winter（2009）；当 E =[125 – 8000] 千电子伏特时，则取自 Belki´c 等（1992）。将这些能量范围的数据合并后，对 E = [1 – 8000] 千电子伏特起的数据进行了8阶多项式拟合，结果如图3所示。此前关于 OZ 效应的研究使用了多个来源的数据，包括 Bates 和 Dalgarno（1953）、Massey 等（1974）、Stier 和 Barnett（1956）、Cheshire 等（1970）、Shakeshaft（1978）以及 Ludde 和 Dreizler （ 1982 ）。作为比较，我们还在图 3 的每个面板中展示了 Fang 等（1995）和 Brosius 和 Woodgate（ 1999）的多项式拟合；后者与 Orrall 和 Zirker（1976）及 Canfield & Chang（1985）所用的拟合相近，用以说明它们与较新截面数据之间的差异（有时差异可能很大）。尽管 Fang 等（1995）的函数在某些能量下并不理想，但对最重要能量范围内的数据，大多仍拟合得较为充分。

碰撞电离截面 $\eta_1$ ($Q^{1p}$)：环境质子碰撞电离 $\eta_1$ 的截面（$Q^P_{1p}$）综合自 Shah 和 Gilbody（1981年）、Shah 等（1987年）和 Shah 等（1998年），对应的 E 分别为 = [38 –1500] 千电子伏特、E = [9 – 75] 千电子伏特和 E = [1.25 – 9] 千电子伏特。对 E = [1 – 1500] 千电子伏特进行了 8 次多项式拟合。由于在 log Q – log E 空间中，E = [500–1500] 千电子伏特范围内呈直线，因此对该范围进行了一次多项式拟合，以便在需要时外推至 E > 1500 千电子伏特（尽管实际上我们只关心 E < 1 兆电子伏特）。$Q^P_{1p}$ 及其基础数据见图4(A)。

碰撞电离的截面 $\eta_1$ 由环境氢原子（$Q^H_{1p}$）的推荐值取自Caria-tore 与 Schultz (2021)，能量范围为 $E$ = [0。0362 –10000]千电子伏特。在该范围内进行了 8 次多项式拟合，结果如图4(A)所示，并与基础数据一同呈现。

碰撞电离的截面 $\eta_1$ 由环境电子（$Q^E_{1p}$）的数值取自国际原子能机构。我们采用了其函数形式，如图4(A)所示，详见国际原子能机构(1993年）第 28 页。

**碰撞激发的截面** $\eta_1 \to \eta_2$ （$Q_{12}$）：由环境质子碰撞激发 $\eta_1 \to \eta_2$ 的截面取自国际原子能机构（IAEA）的数据。我们使用了其函数形式如图4（B）所示，可在国际原子能机构（IAEA）（1993年）第46页找到。

碰撞激发 $\eta_1 \to \eta_2$ 的截面由环境氢原子（$Q^H_{12}$）的数据取自 Hill 等人（1979）和 McLaughlin 与 Bell（1983）。对于 2s 能级，E = [2 – 25] 千电子伏特范围内采用 Hill 等人（1979）的实验结果，E =[36 – 100] 千电子伏特范围内采用 McLaughlin 与 Bell（1983）的计算结果。对于 2p 能级，整个 2 – 100 千电子伏特范围均采用 McLaughlin 与 Bell（1983）的数据。将 2s 和 2p 的截面相加，得到总 n = 2值。在 E = [2 – 100] 千电子伏特范围内，使用 8 次多项式对这些数据进行拟合。由于更高能量下呈线性衰减（在对数空间中），因此对 E = [36 – 100] 千电子伏特范围拟合 1 次多项式，并将其外推至 E > 100 千电子伏特。拟合结果如图 4(B)所示，并与基础数据一同呈现。

碰撞激发的截面 $\eta_1 \to \eta_2$ 由环境电子引起（$Q^E_{12}$）采用国际原子能机构的数据。我们使用了其函数形式，如图 4（B）所示，可在国际原子能机构 （1987年）第 6 页找到。

**碰撞激发的截面** $\eta_1 \to \eta_3$ （$Q_{13}$）：碰撞激发的截面 $\eta_1 \to \eta_3$ 由环境质子引起（$Q^P_{13}$）采用国际原子能机构的数据。我们使用了其函数形式，如图 4（C）所示，可在国际原子能机构 （1993年）第 48 页找到。

碰撞激发的截面 $\eta_1 \to \eta_2$ 由环境氢原子引起（$Q^H_{12}$）取自McLaughlin 和 Bell （1987年），适用能量范围为 $E$ = [1 – 1024] 千电子伏特。将 3$s$、3$p$、3$d$ 能级的数据求和，得到 $n$ = 3的截面。使用八次多项式对这些数据进行拟合。由于高能量处（对数空间中）呈线性衰减，因此使用一次多项式对 $E$ = [324 –1024] 千电子伏特范围内的数据进行拟合，从而外推至 $E$ > 1024 千电子伏特。拟合结果与基础数据一同显示于图 4（C）中。

环境电子碰撞激发的截面 $\eta_1 \to \eta_3$ 由环境电子产生（$Q^E_{13}$）的数值取自国际原子能机构。我们采用了其函数形式，如图 4（C）所示，可在国际原子能机构 （1993年）的第14页找到。

**碰撞电离的截面** $\eta_2$ （$Q^{2p}$）：碰撞电离的截面 $\eta_2$ 由环境质子产生（$Q^P_{2p}$）的数值取自国际原子能机构。我们采用了其函数形式，如图 4（D）所示，可在国际原子能机构 （1993年）的第70页找到。

由环境电子引起的碰撞电离截面 $\eta_2$ 由环境电子产生（$Q^E_{2p}$）的数值取自国际原子能机构。我们采用了其函数形式，如图 4（D）所示，可在国际原子能机构 （1993年）的第34页找到。

**碰撞激发的截面** $\eta_2 \to \eta_3$ （$Q_{23}$）：碰撞激发的截面 $\eta_2 \to \eta_3$ 由环境质子产生（$Q^P_{23}$）的数值取自国际原子能机构。我们采用了其函数形式，如图4（E）所示，可在国际原子能机构 （1993年）的第56页找到。

**Table 1.** Parameters of polynomial fits of certain cross-sections used in this study. Numbers in parentheses are the indices of the powers of ten to which the values are raised. For example 2.19952(−1) = 2.19952 × $10^{-1}$. The valid energy ranges for each fit are indicated in the final column. Fits were performed in log $Q$ & log $E$ space, for $Q$ in $\times 10^{-17}$ cm$^2$ and $E$ in keV.

| | $a_0$ | $a_1$ | $a_2$ | $a_3$ | $a_4$ | $a_5$ | $a_6$ | $a_7$ | $a_8$ | E [keV] |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $\mathbf{Q^{CX}_{p1}}$ | 2.22694 | 2.19952(−1) | −2.61594 | 4.88315 | −4.06255 | 1.49092 | −2.50756(−1) | 1.43542(−1) | 3.20664(−4) | 1 – 8000 |
| $\mathbf{Q^{CX}_{p2}}$ | 3.52822(−1) | 1.64356 | −7.98958 | 1.55848(1) | −1.33785(1) | 5.69352 | −1.28934 | 1.48437(−1) | −6.77411(−3) | 1 – 8000 |
| $\mathbf{Q^{CX}_{p3}}$ | −1.33340 | 1.81849 | −3.20438 | 8.73242 | −8.72014 | 3.83963 | −8.43943(−1) | 8.84133(−2) | −3.29639(−3) | 1 – 8000 |
| $\mathbf{Q^{P}_{1p}}$ | −1.55347 | 1.36699 | 1.85672 | −5.69725 | 9.64059 | −8.12511 | 3.44612 | −7.16542(−1) | 5.84099(−2) | 1 – 1500 |
| | 2.76008 | −8.22412(−1) | | | | | | | | > 1500 |
| $\mathbf{Q^{H}_{1p}}$ | −2.64545(−2) | 1.52462 | −4.62208 | 1.03086(1) | −1.04104(1) | 5.36558 | −1.49664 | 2.15950(−1) | −1.26636(−2) | 1 – $10^4$ |
| $\mathbf{Q^{H}_{12}}$ | 1.29154(−1) | 1.59680 | 2.19750 | −1.06375(1) | 1.50168(1) | −1.13679(1) | 4.78532 | −1.01709 | 8.03237(−2) | 2 – 100 |
| | 1.35631 | −6.05696(−1) | | | | | | | | > 100 |
| $\mathbf{Q^{H}_{13}}$ | −5.91530(−1) | 3.09401 | −2.40878 | 7.40410(−1) | −2.21064 | 2.89666 | −1.53333 | 3.67348(−1) | −3.33341(−2) | 1 – 1024 |
| | 1.49527 | −9.23204(−1) | | | | | | | | > 1024 |

环境电子对 $\eta_2 \rightarrow \eta_3$ 的碰撞激发截面（$Q^E_{23}$）采用国际原子能机构的数据。我们使用了其函数形式，如图4（E）所示，详见国际原子能机构（1993年）第22页。

**对** $\eta_3$ （Q3p）的碰撞电离截面：环境质子对 $\eta_3$ 的碰撞电离截面（$Q^P_{3p}$）采用国际原子能机构的数据。我们使用了其函数形式，如图4（F）所示，详见国际原子能机构（1993年）第72页。

环境电子对 $\eta_3$ 的碰撞电离截面（$Q^E_{3p}$）采用国际原子能机构的数据。我们使用了其函数形式，如图4（F）所示，详见国际原子能机构（1993年）第36页。

### 3.3. 关于 *OrrallZirkerPy* 的说明

上述模型通过一个名为 OrrallZirkerPy 的 Python 软件包实现，可用于对 RADYN+FP 等耀斑模拟进行后处理，以获得非热质子轰击色球层所产生的非热 H I 辐射。该代码的输入是一个大气模型，可来自任意来源，而不仅限于 RADYN+FP；输入内容为环境氢原子、电子和质子的数密度，单位为 $\mathrm{cm}^{-3}$。这些数密度既可定义为单个点的值，也可沿深度尺度定义。若沿深度尺度输入，则还必须提供每个网格单元的高度（单位为 cm）。可输入单个快照或一系列快照，并应提供每个快照的时间（单位为秒）。此外，还必须输入沉降非热粒子的分布（单位为 particles $\mathrm{cm}^{-3}$ $\mathrm{sr}^{-1}$ $\mathrm{keV}^{-1}$），以及定义该分布所用的能量网格（单位为 keV）；若粒子分布解析了俯仰角，还需输入俯仰角网格。非热粒子分布应定义在与环境大气相同的高度网格和时间网格上。

其中包含一组默认截面（第 3.2.2 节所述的截面），分别适用于二能级或三能级氢原子，并配有其他必要的原子信息（粒子质量、波长、爱因斯坦系数等）。这些默认值可以直接替换为 `CrossSections` 模块中的任意截面，用户也可以在该模块中添加其他截面。该模块还包含用于拟合各种截面数据来源的方法。

根据输入的大气和非热粒子分布以及定义的截面，`OrrallZirkerPy`求解方程组3 ，以得到非热氢原子能级布居数。默认情况下，最后一个方程会由非热粒子守恒方程替代，但用户也可以自行定义。随后，利用这些布居数计算发射率随能量的变化，并将其转换为多普勒位移（单位为埃和千米·秒$^{-1}$）。目前，`OrrallZirkerPy` 可对莱曼系 $\alpha$、莱曼系 $\beta$和 H $\alpha$的发射率进行建模。此外，还有方法可返回每个网格单元内的强度，或对整个环进行积分，以得到总出射强度。当然，用户可以在 OrrallZirkerPy 之外，对任意所需高度范围内的发射率进行积分。

计划扩展此模型，以模拟非热中性氦（He II 304 埃辐射。其产生方式与非热中性氢（H I）辐射相同，但由沉降的 $\alpha$粒子束产生，而非质子束。 `OrrallZirkerPy`可从以下地址获取：https://github.com/grahamkerr/OrrallZirkerPy/releases/tag/v1.0.1。

## 4. 非热莱曼辐射

将每个 RADYN+FP 耀斑模拟的输出作为 OrrallZirkerPy 的输入，得到质子束产生的非热莱曼系 Ly $\alpha$ & Ly $\beta$ 辐射随高度和时间变化的结果，即非热发射率。束流产生的非热强度则为发射率在整个色球层范围内的积分。这里介绍非热辐射的一般特征和形成性质，并将其与环境热莱曼线辐射进行比较。

### 4.1. 非热莱曼系发射的特征

非热光谱如图所示5，其变化取决于距$\Delta\lambda$ 莱曼系 $\alpha$ （A-C；上排）和莱曼系 $\beta$ （D-F；下排）谱线中心的距离。颜色表示时间。尽管随时间略有漂移，峰值强度对应的波长相对稳定。对于莱曼系 $\alpha$，峰值最初位于 $\Delta\lambda = 11$。4 埃。在 1F11模拟中，这一波长最初增至 $\Delta\lambda = 11$。6 埃，随后在最初几秒缩短至 $\Delta\lambda = 9$。6 埃，之后稳定在 $\Delta\lambda \sim 11$ 埃。较弱的模拟显示出的离散程度较小，其中 $\Delta\lambda$ = F 模拟最初缩短至 1 10 10 6 。埃，随后到 $\Delta\lambda$ = 11 = 5 1 $t$ 。秒时稳定在 1 9 Å。F 的离散程度更小，但最终波长略长，稳定在 $\Delta\lambda = 11$。15 埃。

由于莱曼系 $\beta$ 的线芯比莱曼系 $\alpha$ 短约 $\sim 190$ 埃，非热莱曼系 $\beta$ 发射峰的位移也稍短，初始为 $\Delta\lambda = 9.8$ 埃。与之前一样，在 1F11 耀斑中，这个位移最初会变长（在最初的 $t$ = 1秒内），达到 $\Delta\lambda$ = 10 9 3 埃，随后缩短至最小值 $\Delta\lambda$ = 10 25 . 埃，最终到 $t$ s 时稳定在约 = 5 . 埃。 $\Delta\lambda$ = F模拟的峰值 1 10 9 5 起初逐渐减小至 = 5 . 埃，但到 $t$ s 时又稳定回 $\Delta\lambda$ = 9 8 . 。最后，1F9模拟很快稳定在 $\Delta\lambda = 9.5$。

尽管峰值发射的多普勒位移变化很小，但强度随时间显著变化，最强发射出现在耀斑起始时。此时，非热质子已到达色球层，部分束流在周围耀斑莱曼辐射变亮以及电离分数升高之前便已中性化。对于 1F11、1F10 和 1F9 耀斑，非热莱曼系 $\alpha$ 发射峰值分别为$I_{nthm,\ Ly\alpha} = [3\times10^6, 3\times10^5, 3\times10^4]$erg $\mathrm{s}^{-1}$ $\mathrm{cm}^{-2}$ $\mathrm{sr}^{-1}$ $\mathrm{Å}^{-1}$。仅 0.25 s 后，这种发射便显著减弱，使得每个模拟的峰值强度实际上都相近，均为$I_{nthm,\ Ly\alpha} \approx 5\times10^3$ erg $\mathrm{s}^{-1}$ $\mathrm{cm}^{-2}$ $\mathrm{sr}^{-1}$ $\mathrm{Å}^{-1}$。接下来的几秒内，1F10 和 1F11 耀斑的强度继续下降，但随后二者都升至峰值$I_{nthm,\ Ly\alpha}$ =

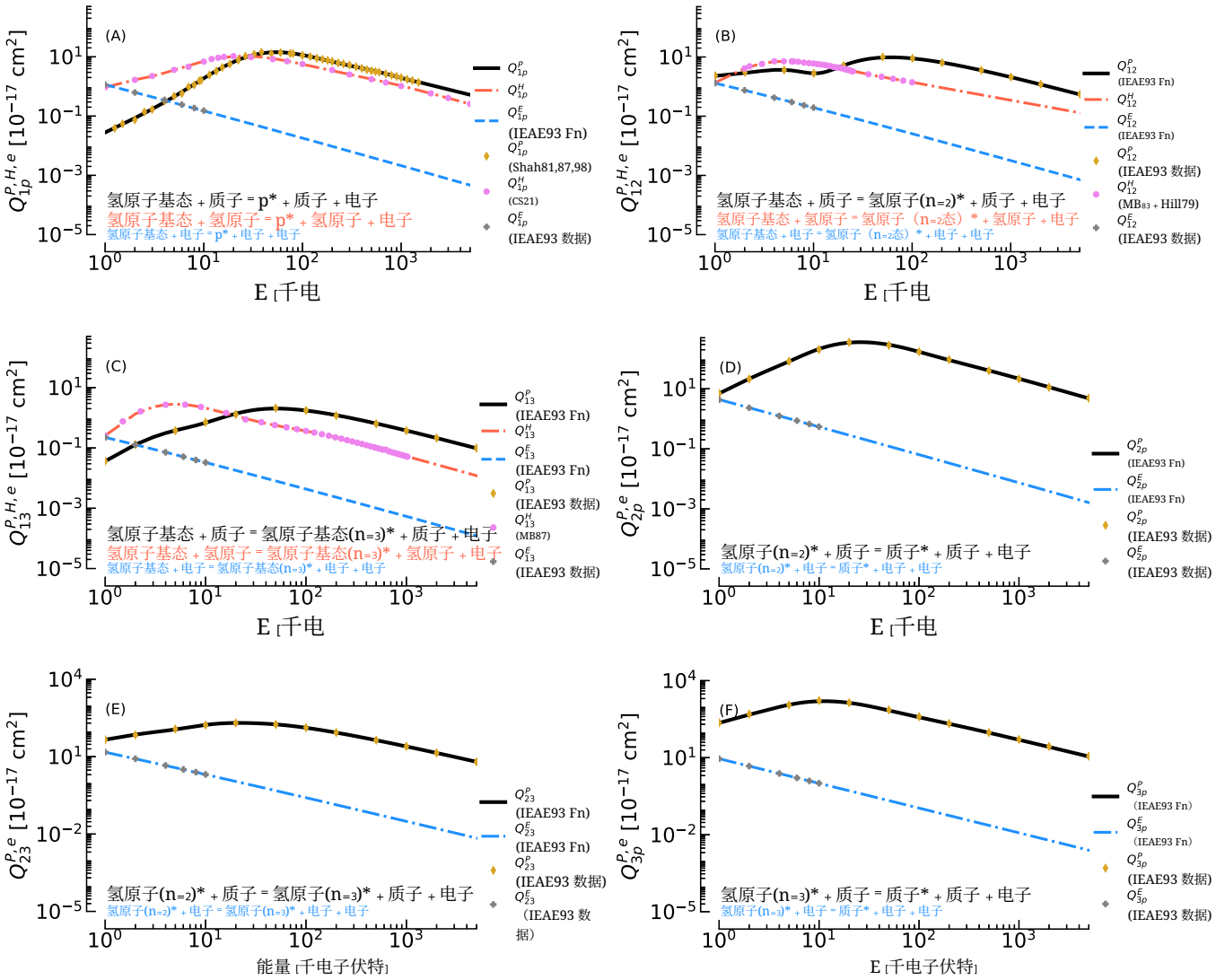



**图4**。 本研究所用的环境电子、质子和氢原子碰撞激发与电离截面（电子，质子，氢原子 分别以其上标表示）。实线为我们自行进行的多项式拟合，或为国际原子能机构提供的函数（各面板中的 *IAEA93*；*IAEA1993*），如图所示。基础数据以符号表示，具体说明见正文。*Shah81,87,98* 指 *Shah* 与 *Gilbody (1981年)*、*Shah* 等人 *(1987年)*、*Shah* 等人 *(1998)*。*MB83* 指 *McLaughlin* 与 *Bell (1983年)*。*Hill79* 指 *Hill* 等人 *(1979)*。*MB87* 指 *McLaughlin* 与 *Bell (1987年)*。跃迁描述中的星号表示非热粒子。

$[4 \times 10^3, 2。 6 \times 10^4]$ erg s$^{-1}$ cm$^{-2}$ sr$^{-1}$ Å$^{-1}$，分别如此。相比之下，1F9 模拟中的强度持续下降，因此到 $t = 10$ s，$I_{nthm,\,Ly\alpha} = 4。25 \times 10^2$ erg s$^{-1}$ cm$^{-2}$ sr$^{-1}$ Å$^{-1}$。这种时间演化在图 6中更加清晰可见，该图展示了在 $\Delta\lambda = [2 - 50]$ Å 范围内积分得到的光变曲线。

非热莱曼系 $\beta$ 发射表现相似，其峰值强度如下：在 t = 0 秒时，对于 1F11、1F10 和 1F9，$I_{nthm,Ly\beta} = [6.4 \times 10^5$、$6.4 \times 10^4$、$6.4 \times 10^3]$ erg s$^{-1}$ cm$^{-2}$ sr$^{-1}$ Å$^{-1}$；在 t = 0.25 秒时，所有耀斑的峰值均接近 $I_{nthm,Ly\beta} \approx 1.16 \times 10^3$ erg s$^{-1}$ cm$^{-2}$ sr$^{-1}$ Å$^{-1}$；在 t = 10 秒时，对于 1F11、1F10 和 1F9，峰值强度分别为 $I_{nthm,Ly\beta} = [2.9 \times 10^3$、$6.5 \times 10^2$、$8.8 \times 10^1]$ erg s$^{-1}$ cm$^{-2}$ sr$^{-1}$ Å$^{-1}$。图 6 中以虚线显示了莱曼系 $\beta$ 的光变曲线，这表明非热莱曼系 $\beta$ 发射遵循莱曼系 $\alpha$的时间变化模式，但强度较弱。

### 4.2. 非热莱曼系发射的形成特性

为更好地了解非热辐射的特性，我们考察这种辐射在大气中的形成位置，以及这些时刻的等离子体性质。图7和8 分别展示了每次模拟（每列从左到右依次为 1F11、1F10、1F9）中非热莱曼系 $\alpha$ 和莱曼系 $\beta$的发射率随高度和波长的变化，其中$t = 0$秒时为上排，$t = 8$秒时为下排。沿高度方向对每个波长积分，即可得到总出射强度。起初，在峰值波长附近存在一个宽广的发射区域，跨度达数十千米（请注意这些图像色条采用了

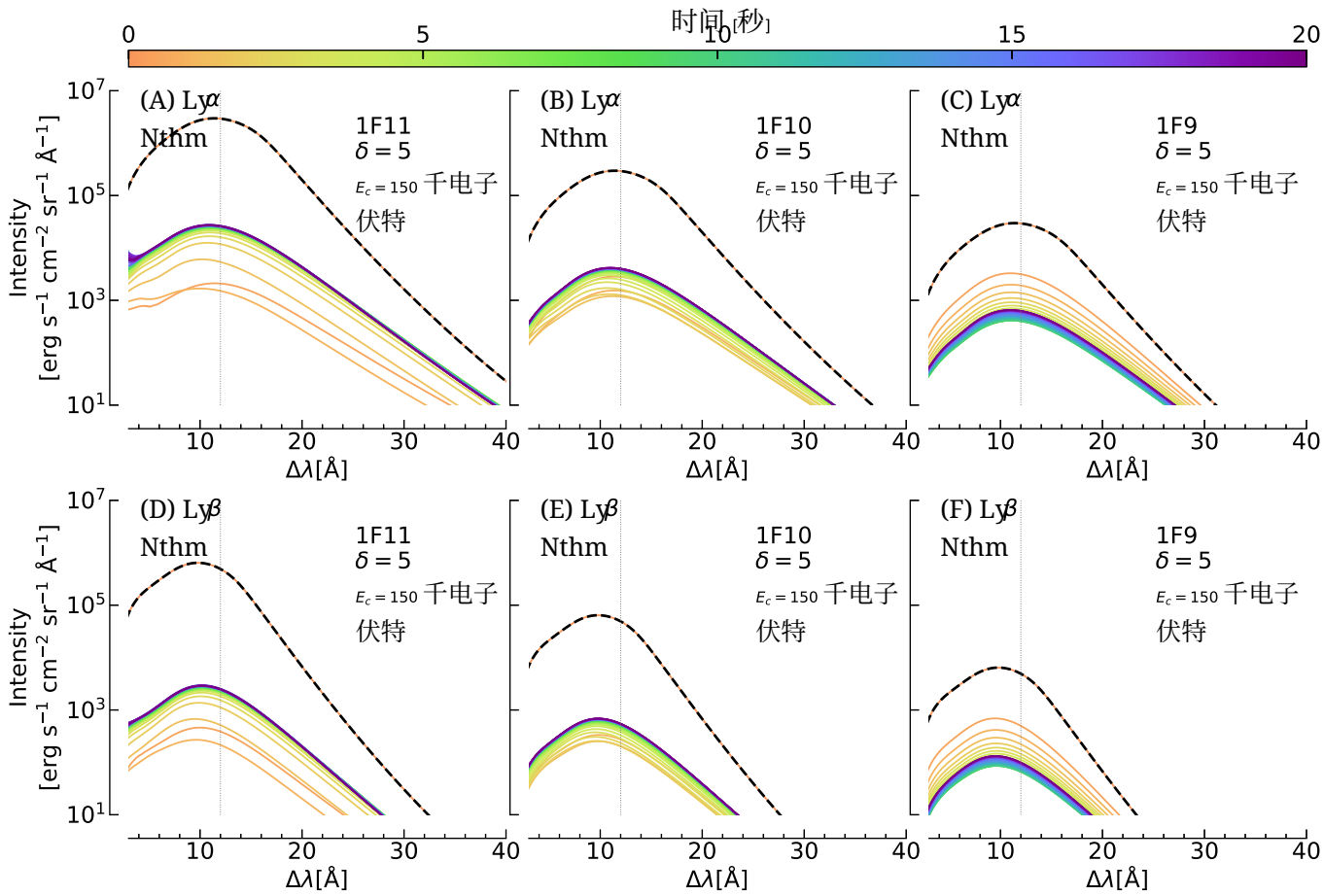



**图 5.** *Ly α*（上排，*A-C* 面板）和 *Ly β*（下排，*D-F* 面板）的非热光谱随时间的变化，颜色表示时间，时间间隔为0.5 秒。黑色虚线表示 $t = 0$ 秒时的发射，此时质子束首次撞击色球层。每列代表不同的注入能量通量（即耀斑强度）。面板 *(A,D)* 为 *1F11* 模拟，面板 *(B,E)* 为 *1F10* 模拟，面板 *(C,F)* 为 *1F9* 模拟。横轴为各谱线线心起算的波长。每个面板上的垂直点线标示 $\Delta\lambda = 12$ 埃，该波长在其他图中用作展示各种形成特性的参考值。

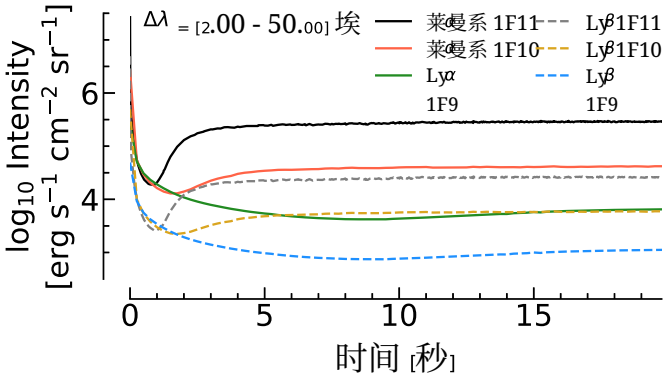



**图 6.** 在 $\Delta\lambda = [2 - 50]$ *Å* 范围内积分得到的非热莱曼系 *Ly α*（实线）和 *Ly β*（虚线）的光变曲线。黑色和灰色表示 *1F11*模拟，红色和金色表示 *1F10*模拟，绿色和蓝色表示 *1F9*模拟。

对数刻度）。强度很快下降，峰值发射率的高度也随之移动位置更深，对较强耀斑而言尤其如此。在模拟的后期，较强耀斑的发射区域变得窄得几乎消失，并逐渐向更深处移动；而 1F9模拟的发射区域则较宽，位于更高的高度。

选取参考波长 $\Delta\lambda = 12$ Å，图 9展示了发射率分层的更详细视图。可以看到，发射率最初在中上色球层逐渐下降，但低层大气的变化不大。在较强的模拟中，峰值发射率会反弹并有所回升，同时峰值高度持续向更深处移动。不过，反弹之后，峰值区域变得极窄，与1F9模拟较宽的发射区域相比几乎可以忽略不计。

按照Kowalski等(2017年)的方法，我们构建发射率随高度变化的归一化累积分布函数$NCDF_i(z)$，并将发射区域定义为由$NCDF_j(z) = 0.05$和$NCDF_i(z) = 0.95$界定的区域；也就是说，出射强度的大部分来源所在的区域

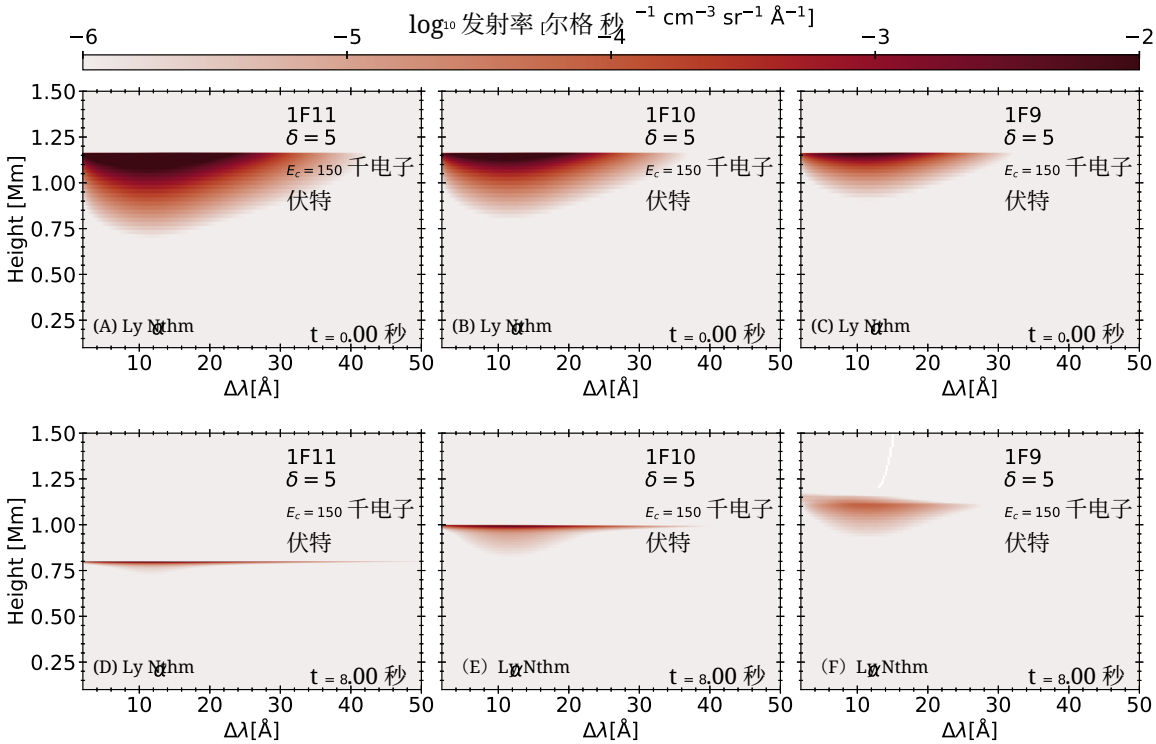



**图 7.** 非热莱曼系 发射率在 10 对数尺度上（以颜色表示） $\alpha$，对应于 $t = 0$ 秒（上排，*A–C*）和 $t = 8$ 秒（下排，*D–F*），是波长（相对于谱线中心）和大气高度的函数。沿高度积分可得总的出射非热莱曼线强度，如图 *5* 所示。每一列代表一种不同的耀斑模拟：（*A*、*D*）为 *1F11*，（*B*、*E*）为 *1F10*，（*C*、*F*）为 *1F9*耀斑。$t = 0$ 秒的面板显示质子束引起的非热辐射初始时刻。清晰的上边界表示耀斑过渡区的位置；其上方中性粒子不足，无法发生显著的电荷交换相互作用（即几乎没有非热辐射）。$t = 8$ 秒表示加热阶段中的一个时刻，此时大气动力学已大幅改变非热分布与环境等离子体之间的相互作用。

将这些高度标记为$z^{upp}$ 和$z_{low}$后，平均形成高度可通过以下方式求得

$$< z >= \frac{\int_{z_{low}}^{z_{upp}} j(z)\, z\, \mathrm{d}z}{\int_{z_{low}}^{z_{upp}} j(z) \mathrm{d}z}, \qquad (14)$$

其中我们按照发射率进行加权。图中展示了 $\Delta\lambda =$ 12 10,

Å 处的情况：可以看到，与 1F9模拟相比，较强耀斑的非热发射形成于大气中明显更深的位置，而 1F9模拟的高度几乎没有变化。两条莱曼线基本形成于相同高度。若将形成区的宽度定义为 $\Delta z = z^{upp} - z_{low}$，如面板 (B) 所示，则可以看到，对于两个较强的耀斑，当非热莱曼发射强度减弱时，形成区会扩大至 100 – 150 千米。随着时间推移，形成区的宽度缩小至仅几千米，甚至几米；此时非热强度有所上升，但仍不及耀斑早期那么强。然而，较弱的耀斑则表现出 $\Delta z$ 逐渐增大的趋势，使得非热莱曼系 $\beta$ 发射源自稍宽的区域。

通过类似的计算，求得非热辐射形成区域的平均电离分数，我们便能理解上面看到的模式。平均电离分数为：

$$< \chi_H >= \frac{\int_{z_{low}}^{z_{upp}} j(z)\, \chi_H\, \mathrm{d}z}{\int_{z_{low}}^{z_{upp}} j(z) \mathrm{d}z}. \qquad (15)$$

这些结果显示于图11中。对于 1F11 模拟，平均电离分数起初下降，随后升至接近 1。请注意，这一平均值是对整个形成区取平均所得，而 1F11非热辐射的形成区迅速拓宽，因此低层大气中有更大部分会影响该平均值。不过，上层色球的电离分数有所增加。因此，所需中性粒子供应的电荷交换相互作用减少，非热发射率随之下降。随着中上色球层的温度升高，电离分数上升，发射率则继续下降。然而，正如我们之前所述，1F11模拟中的非热辐射有所回升。这是由于色球层受到剧烈压缩。过渡区被推向更深处后，质子束会遇到新的中性粒子供应；几秒后，这一过程会加快。在这些时刻，$< \chi_H >$ 仅略高于

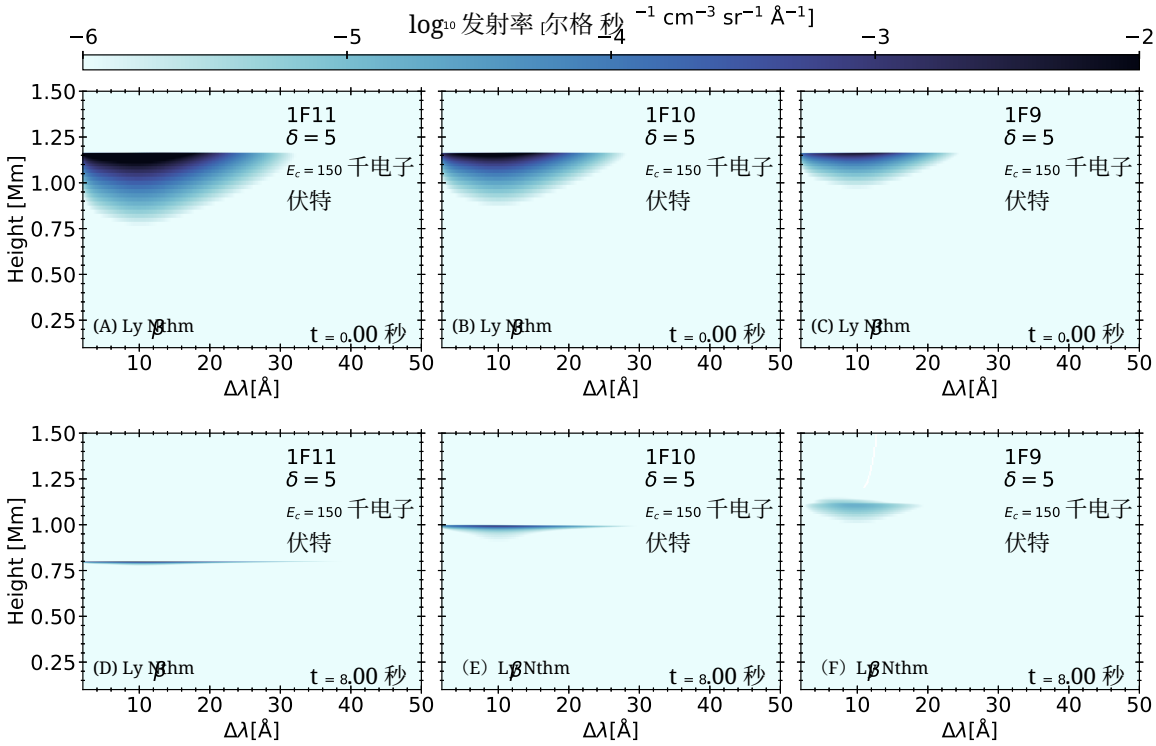



**图8**。 与图 7 相同，但显示非热莱曼系 $\beta$ 发射。

峰值辐射时的数值，但关键在于，形成区宽度 $\Delta z$显著减小（这是因为随着大气密度增加，质子主要在该处热化）。因此，沿高度积分发射率所得的总强度仅略有增加。1F10模拟表现相似，最终结果也相同，不过变化没有那么显著，其电离分数最高仅达到 $<\chi_H>\approx 0.6$。

由于1F9耀斑中的大气动力学不那么极端，发射率的降低幅度小于强耀斑中所见的下降幅度，这是由电离分数较小幅度的增加所致。尽管峰值发射率由于电离分数的增加而继续下降，但由于色球层缺乏压缩，形成区变宽，从而抵消了峰值的下降。最终，出射强度逐渐降低。

最后，为了确认电离分数的上升伴随着电荷交换相互作用数量的减少（从而导致非热辐射的发射率降低），我们在图12中展示了基态电荷交换速率与非热质子群在对应于多普勒位移 $\Delta\lambda = 12$ 埃时的能量处的乘积。每个面板代表一次不同的模拟，每条线的颜色表示该模拟中的一个不同快照。正如预期，我们看到了与发射率相同的模式。

总之，尽管非热辐射起初非常强，其强度与耀斑强度直接相关（由于注入的非热质子数量所致），但电离分数的增加会迅速降低强度。对于较强的耀斑，大气的压缩导致束流遇到新的中性粒子时，强度会略有回升，但由于这一过程发生在非常狭窄的范围内，出射强度始终无法达到初始时的水平。

### 4.3. 与环境太阳耀斑莱曼系发射的比较

既然我们已经了解了非热莱曼线辐射的时间特征，自然会问：我们能否在背景莱曼线辐射之上观测到它？将热辐射与非热莱曼线辐射相加，并与单独的热辐射进行比较，可以看出这很可能是一次非常难以完成的探测。图13展示了这些比较结果，彩色曲线表示两者之和（金色为 1F9，红色为 1F10，蓝色为 1F11），灰度表示环境辐射。左列为莱曼系 $\beta$，右列为莱曼系 $\alpha$，每一行对应不同的时间。耀斑起始时，辐射强度比背景高出几个数量级，但这种情况只持续很短时间。在 1F11 模拟中，到 $t = 0.5$ 秒时，背景辐射显著增强，同时非热辐射减弱，因此非热特征已难以区分；此时它只比热辐射强一些，而非高出一个数量级。在 1F10 模拟和 1F9 模拟中，仍能区分出非热辐射。然而，只有在最弱的耀斑模拟（1F9）中，才能在 $t = 3 - 5$ 秒时轻易地从背景中辨认出非热辐射。由于线翼较小且邻近辐射强度较低，莱曼系 $\beta$ 谱线更容易观测。在较晚时刻，热辐射与非热辐射之间的差异也可能小到难以轻易探测到。

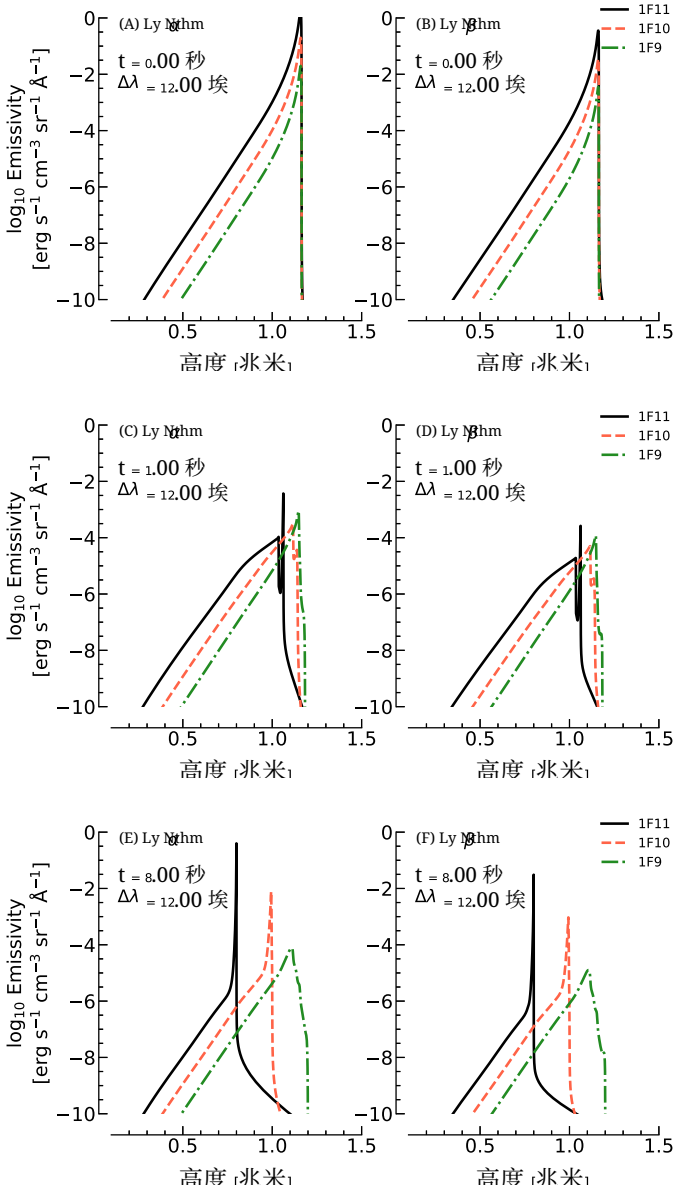
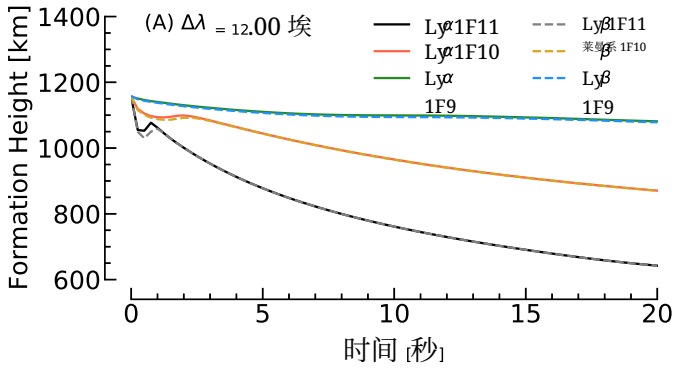



**图9**。 波长为$\Delta\lambda$ = 12 埃时，莱曼系 $\alpha$谱线核心的发射率随高度的变化（第一列，面板：*A*、*C*、*E*）以及莱曼系 $\beta$ （第二列，面板：*B*、*D*、*F*）在三个不同时间的变化。颜色表示耀斑强度，其中黑色实线为*1F11*模拟，红色虚线为*1F10*模拟，绿色点划线为*1F9*模拟。

在 1F9 模拟中，这两者之间的差异也可能小到难以轻易探测到。

对无强谱线的非热辐射出现区域进行积分，并与模拟中不含非热臭氧发射的相同区域进行比较，可以说明这些时间尺度。图14展示了这些光变曲线，颜色标度与图13相同，其中面板（A）显示莱曼系 $\beta$ ，面板（B）显示莱曼系 $\alpha$。在这些图中比较以下线条：蓝色实线与黑色虚线（F11）、红色实线与深灰色虚线（1F10），以及金色实线与浅灰色虚线（1F9）



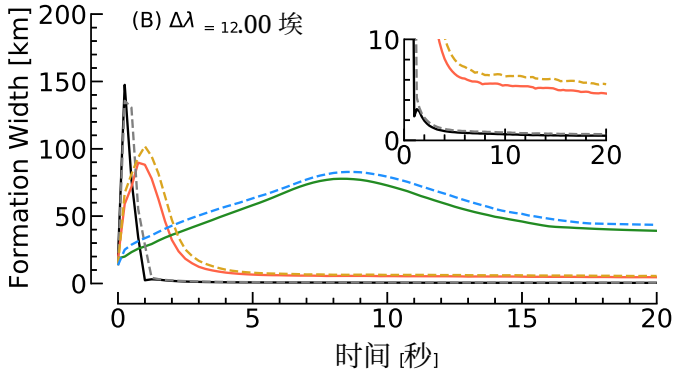




**图 10**。 面板（*A*）显示了莱曼系 $\alpha$ 谱线核心中 $\Delta\lambda$ =12 埃的平均形成高度（实线）和莱曼系 $\beta$ （虚线）随时间的变化。黑色和灰色曲线表示*1F11*模拟，红色和金色曲线表示*1F10*模拟，绿色和蓝色曲线表示*1F9*模拟。面板（*B*）显示了形成区的宽度，其颜色和线型与面板（*A*）相同。

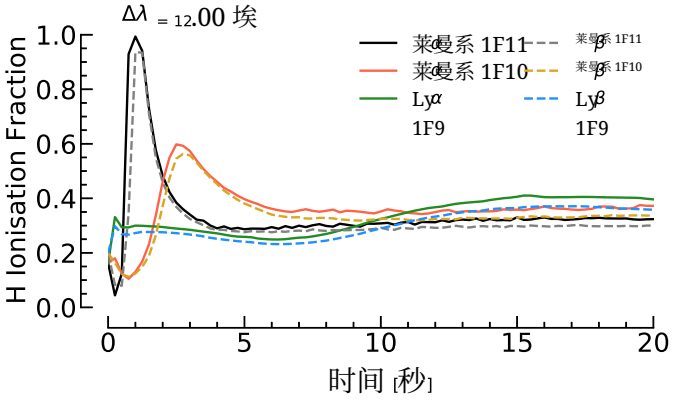



**图11**。 莱曼系 $\alpha$ （实线）和莱曼系 $\beta$（虚线）谱线核心处 $\Delta\lambda$ = 12 埃形成区的平均氢电离分数随时间的变化。黑色和灰色曲线表示*1F11*模拟，红色和金色曲线表示*1F10*模拟，绿色和蓝色曲线表示*1F9*模拟。

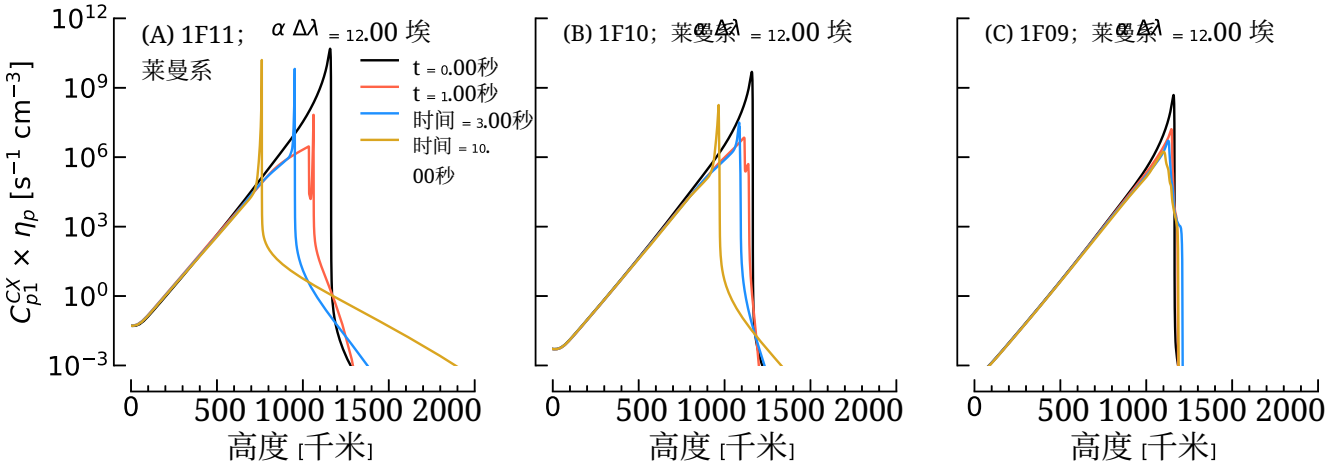



**图12.** 在每次模拟中，产生莱曼系 $\alpha$多普勒位移 $\Delta\lambda = 12$ 埃所对应能量下，向基态发生电荷交换相互作用的速率随高度的变化。共展示 *4*个时刻（黑色表示 $t = 0$ 秒，红色表示 $t = 1$ 秒，蓝色表示 $t = 3$ 秒，金色表示 $t = 10$ 秒）。面板 *(A)* 为 *1F11*模拟，*(B)* 为 *1F10*，*(C)* 为 *1F9*。

。经过短暂时间后，每条实线都只比对应的灰度线高出少许。所有情况下，莱曼系 $\beta$的非热辐射与单独的热辐射相比，对比度更大。图14（C）显示了非热辐射引入的对比度，即（$I_{total} - I_{ambient}$）/$I_{ambient}$。该图的标度经过选择，以展示模拟在较晚时刻（> 10 秒）呈现的对比度，此时 1F11 仅约为 ~ 2。5%，而 1F10 为 ~ 15%，1F9 为 30%。

如果莱曼线附近区域的强度仅因存在非热辐射而比原本高出少许，那么要明确无误地观测到这种辐射就会有困难，尤其是在光度测量的信噪比较低时。红、蓝线翼之间的不对称性，源于线芯红侧存在非热辐射，可能有助于我们在每个磁足点加热后的最初几秒之后，更清楚地识别非热辐射。为量化这种不对称性，我们将其定义为

$$A = \frac{I_R - I_B}{I_R + I_B}, \tag{16}$$

其中 $I_R$ 和 $I_B$ 分别是红、蓝线翼中从谱线中心起某一 $\Delta\lambda$范围内积分得到的强度。图 $\beta$ 15 中以莱曼系 展示了两个 $\Delta\lambda$取值下的情况。这两个区域基本不受强谱线影响：（ 1 $\Delta\lambda \pm$ ）.....埃和 [12 5 – 13 5] 2 $\Delta\lambda \pm$ [8 5 – 9 5] （）.....埃。

在 $\Delta\lambda \pm [8.5 - 9.5]$ Å 区域，最强耀斑磁足点（F11）中明显的不对称性很快（$t > 0.5$ 秒）便消失，并趋近于环境莱曼系 $\beta$ 发射的预期值。同样，1F10 的不对称性在 $t$ ~ 1 – 2 秒后急剧下降，但仍略高于环境辐射中的不对称性。1F9 耀斑的不对称性则逐渐减小，直到 $t$ ~ 5 – 6 秒，并且在整个加热阶段都高于背景。环境耀斑辐射在 $\Delta\lambda \pm [8.5 - 9.5]$Å 附近的不对称性最大值为 $A$ ~ [0.02 – 0.04]。大约 10 秒后，加入非热辐射所导致的不对称性分别约为 $A$ ~ [0.14、0.08、0.06]，对应 1F9、1F10 和 1F11 模拟。对于两种较弱的耀斑，这些数值似乎明显高于典型的环境不对称性。需要仔细研究观测中的典型不对称性，以判断非热辐射在较晚时刻造成的这些微小不对称性增量是否确实可探测。

在 $\Delta\lambda \pm [12.5 - 13.5]$ 埃波段中，也存在最初极大的不对称性，但该波段中的一些弱谱线会使不对称性更易受到环境耀斑辐射的影响。若使用实际观测进行更严格的研究，便可去除这些谱线。我们展示这种简单的不对称性计算，只是为了说明：即使受到这些其他特征的影响，在粒子沉降至各个磁足点的初始阶段，极大的不对称性也应出现在光谱的多个位置。

## 5. 太阳轨道器 / SPICE 预测

### 5.1. 日冕环境光谱成像仪（*SPICE*）仪器

太阳轨道器搭载的 SPICE 仪器（SPICE 联盟等 2020 年）以光谱方式在极紫外波段通过两个通带观测太阳：短波通道（SW；$\lambda = [700 - 792]$ Å）和长波通道（LW；$\lambda = [970 - 1053]$ Å），后者涵盖莱曼系 $\beta$和 O VI 双线。尽管截至本文撰写时，SPICE 尚未观测到耀斑带，但这台仪器确实为探测 OZ 效应带来了最大的希望。SPICE 提供相对较高的时间分辨率，动态研究的典型曝光时间为 $\tau_{exp} = [1, 5]$ s；此外，它还可提供耀斑带内的空间信息，这与太阳极紫变率实验（EVE；Woods等人 2012年）在太阳动力学天文台（SDO）上进行的太阳整体莱曼系 $\beta$ 观测不同。由于轨道独特，太阳轨道器的遥测和观测受到严格限制，大多数遥感观测都安排在为期30天的观测窗口内

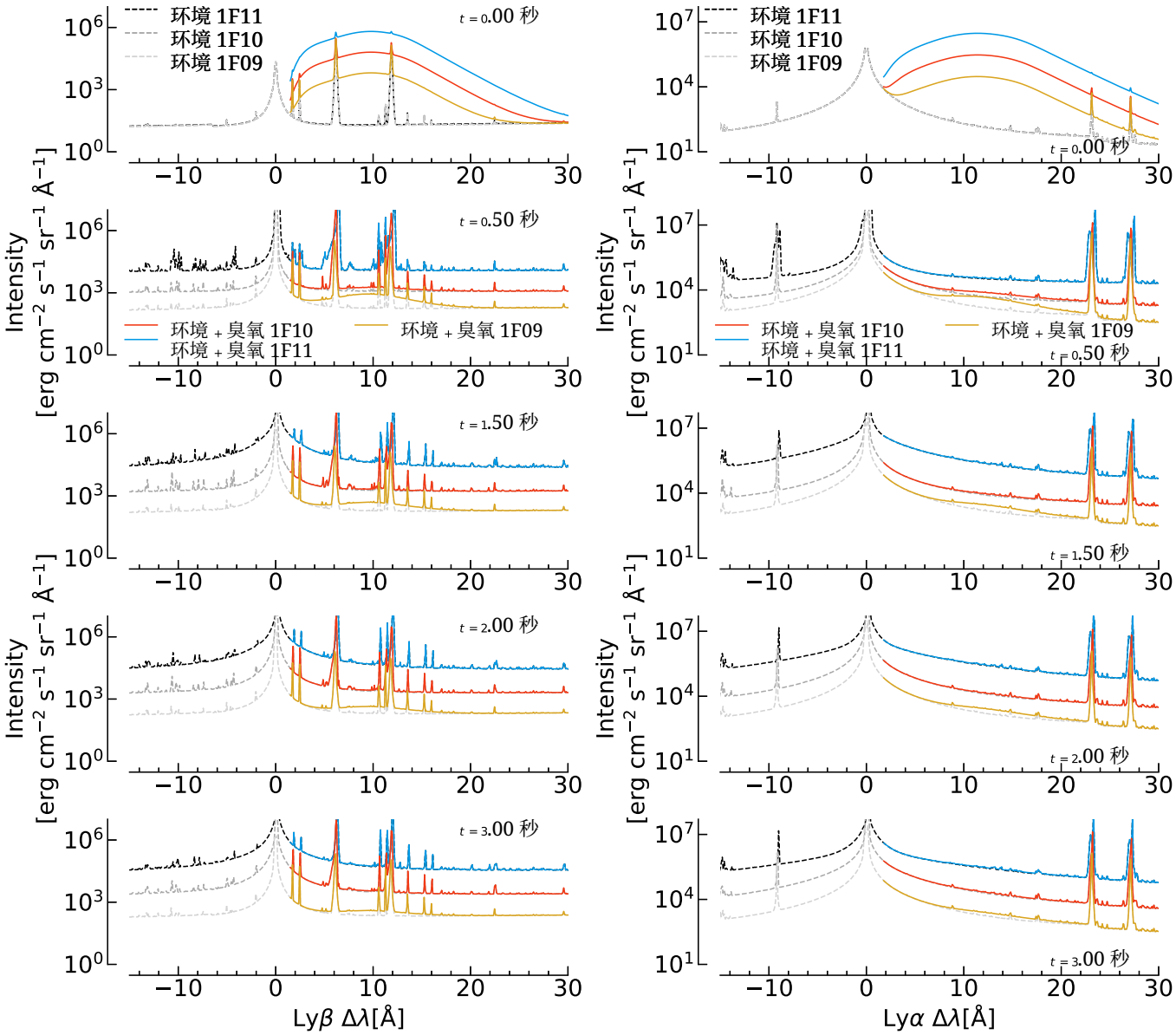



**图 13.** 环境耀斑辐射（灰度；最暗为 *1F11*，最亮为 *1F9*）围绕莱曼系 $\beta$ （左列）和莱曼系 $\alpha$ （右列）谱线，与总发射（环境辐射与 *OZ* 效应产生的非热莱曼谱线之和）进行比较，总发射以彩色线条显示（蓝色为 *1F11*、*redis1F10*，金色为 *1F9*）。每一行显示耀斑期间的一个快照。

每次近日点期间。这些限制缩短了可用于耀斑观测的时间。不过，太阳轨道器的观测计划确实包含对活动区和耀斑的定向观测，因此值得确定 SPICE 是否能够探测到短暂的 OZ 效应。

### 5.2. 降至 *SPICE* 分辨率

每次模拟中，莱曼系 $\beta$ 线附近区域的环境辐射与非热辐射均被降级处理为 SPICE 二级计数率，假设曝光时间为$\tau_{exp}$ = [1, 5] 秒，并采用定点凝视观测模式（即持续观测同一个源）。这里，二级指 SPICE 团队向社群提供的科学就绪数据，其中采用了统一的波长色散、光谱分辨率及其他属性。以下步骤所用数据取自 SPICE 联盟等（2020年），以及 SPICE 联盟在第二次数据发布后提供的信息（Auch` ere 2022年）。

耀斑前的环境莱曼系 $\alpha$ 发射重复了 10 s，时间间隔为 $\delta t$ = 0.25 s，并添加到原始模拟时间序列中，因此在我们的 SPICE 模拟观测中，耀斑磁足点加热阶段位于$t_{spice}$ = [10 − 30] s 之间。随后，对这一新的时间序列进行了降级处理，使其达到

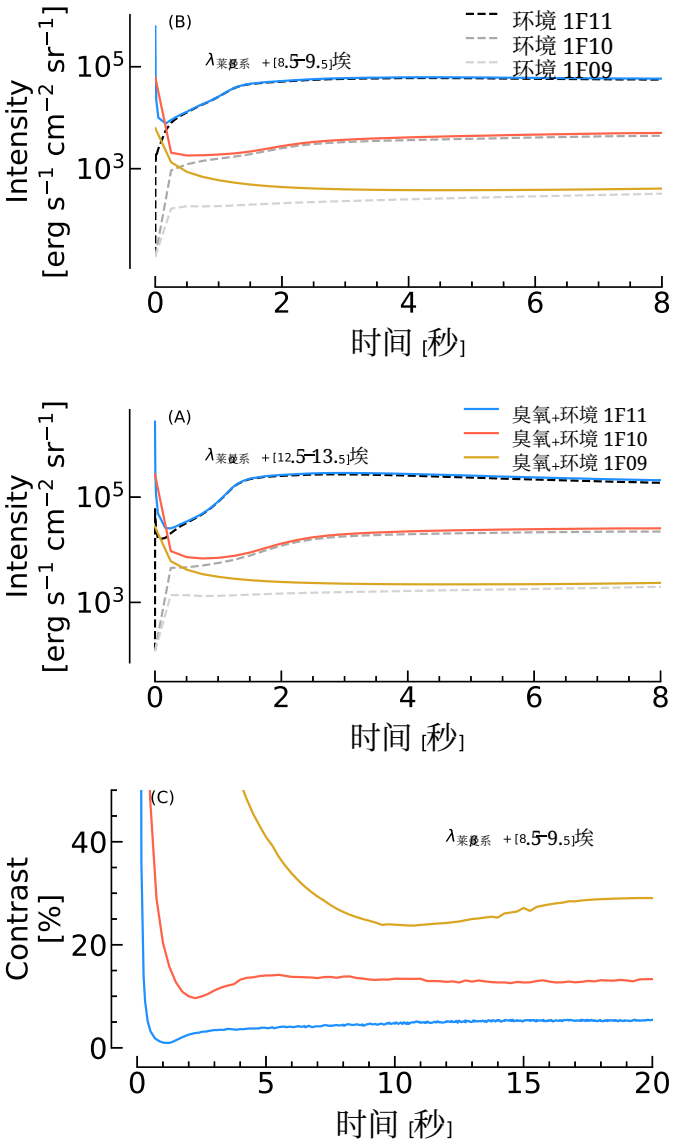



**图 14.** 非热*OZ*发射+ 热辐射的时间演化（彩色曲线；蓝色代表*1F11*，红色代表*1F10*，金色代表*1F9*），并与单独热辐射的演化（灰度；最深代表*1F11*，最浅代表*1F9*）进行比较。显然，强烈的*OZ*增强持续时间很短：在最强的耀斑（*1F11*）中仅持续不到一秒，在最弱的模拟（*1F9*）中也仅持续几秒。面板（*A*）显示在 [12.5 – 13.5] 埃范围内积分的莱曼系 $\alpha$，面板（*B*）显示在[8.5 – 9.5] 埃范围内积分的莱曼系 $\beta$。面板（*C*）显示在 [8.5 – 9.5] 埃范围内积分的莱曼系 $\beta$ 的非热发射与热辐射的对比度，并调整了比例以聚焦于模拟的后半段；图中表明，初始阶段过后，两者的差异显著减小。

SPICE 分辨率。对于每个 0.25 s 快照，波长刻度被重新映射到 SPICE 光谱板尺（0.09623 Å 像素$^{-1}$），并使用光谱点扩散函数（PSF）对发射进行模糊处理，该函数假设为高斯函数，其半高全宽（FWHM）为 9.4 个 SPICE 波长度像素。这是通过将能量通量转换为光子通量得到的（对每个 SPICE 波长像素，使用 $hc/\lambda$ 作为每个光子的能量）。我们的模拟强度以立体角为单位，通过乘以 SPICE 狭缝上一个像素所张的立体角，将立体角因素消去；此处假设使用的是 2″ 宽狭缝（SPICE 还配有 4″、6″和 30″ 狭缝）。沿狭缝方向的空间板尺为 1。098″。此阶段未应用任何空间点扩散函数，因为这需要对耀斑带宽度和延展程度作出若干假设。发射强度乘以长波通道的有效面积，该面积见 SPICE 联盟等 (2020年) 的图 24。随后，我们根据这一输出（单位为光子 s$^{-1}$ 像素$^{-1}$），对每个建模的曝光时间内的发射进行积分（忽略读出时间；读取整个探测器时，读出时间最长可达 0。42 秒，但如果仅读取部分谱线和狭缝像素，时间会更短）。在以光子像素$^{-1}$为单位的强度中加入了泊松噪声，随后假设每个光子对应 7.5 个数字量化值，将强度转换为数字量化值像素$^{-1}$。

### 5.3. *SPICE* 能探测到 *OZ* 发射吗？

按照前文的方法，将热辐射与非热辐射之和与单独的环境辐射进行比较，不过这次将两者都降至 SPICE 的分辨率，结果表明 SPICE 确有探测到 OZ 效应的可能性。图 $\tau_{exp}$ = 1 秒。第一行是 1F11 耀斑的磁足点，第二行是 1F10 耀斑的磁足点，第三行是 1F9 耀斑的磁足点。每一列展示不同的快照（请记住，此处耀斑在 $t$ = 10 秒时开始）。耀斑起始时的非热辐射远强于环境辐射，因此红移特征十分明显。在最强的耀斑中，该特征仅在一帧中清晰可见，但在 1F10 和 1F9 耀斑中会持续两帧。即使采用更长的 $\tau_{exp}$ = 5 秒曝光时间（图17），每个耀斑中仍有一帧能清晰看到该辐射。尽管 OZ 特征具有非常短暂的性质，这些结果仍令人鼓舞。根据狭缝相对于耀斑带传播方向的取向，我们或许能在连续帧中看到红移特征传播；实际上，这相当于追踪耀斑带前沿（新磁力线发生磁重联时能量首次沉积的位置）。效应。

在这项实验中，我们改变了曝光时间，但还需考虑其他因素，例如狭缝宽度。加大狭缝宽度可收集更多光子，提高信噪比；随着任务进行，仪器响应会逐渐衰减，因此这或许是必要的。显而易见的代价是空间分辨率降低，但这可能会成为不得不接受的权衡。同样，我们没有沿光谱方向进行合并，但由于我们寻找的是一个宽阔的特征，因此很可能可以通过这种方式安全地提高计数率。

## 6. 总结与结论

新建及即将投入使用的天文台将能够提供耀斑中的莱曼系观测，例如来自 Solar Orbiter/EUI（莱曼系 $\alpha$；但只有成像，没有光谱）、Solar Orbiter/SPICE（莱曼系 $\beta$）、Solar-C/EUVST（莱曼系 $\alpha$）、ASO-S 莱曼系 $\alpha$，

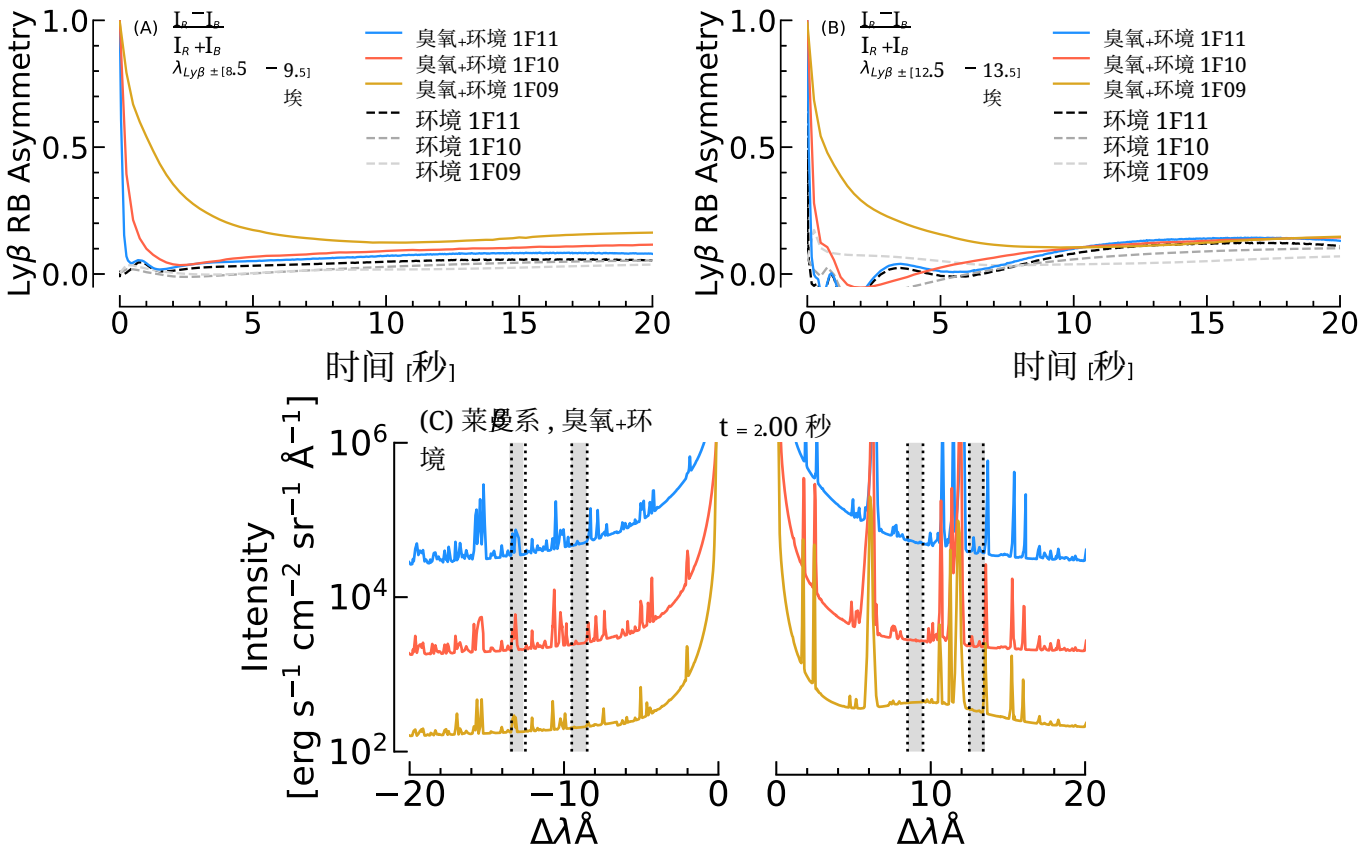



**图15**。 *Ly β* 在有（实色线；金色为*1F9*耀斑，红色为*1F10*耀斑，蓝色为*1F11*耀斑）和无（虚线灰度；最深色为*1F11*，最浅色为*1F9*）非热辐射情况下的红蓝（*RB*）翼不对称性 *A*。面板（*A*）显示由$\Delta\lambda \pm [8。5 - 9。5]$ *Å*确定的 *A*，面板（*B*）显示由 $\Delta\lambda \pm [12 - 13]$ *Å*确定的 *A*。面板（*C*）显示 $t = 2\,s$ 时的谱线辐射，并标示出用于不对称性计算的区域（由点线界定的灰色阴影区域）。

以及 SNIFS 探空火箭（莱曼系 $\alpha$）。此外，现已获得 SORCE/SOLTICE 通过谱线扫描观测到的莱曼系 $\alpha$ 线型，而 SDO/EVE 的太阳作为恒星观测涵盖了莱曼系 $\beta$ 谱线，但对此研究相对较少。

鉴于新的太阳耀斑莱曼线观测的潜力，以及现有尚未充分利用的数据集，再加上近期耀斑辐射流体动力学建模方面的重要改进（即包含暖靶效应的质子束驱动耀斑建模），我们重新探讨了利用 Ly $\alpha$ 和 Ly $\beta$ 线探测耀斑色球层中是否存在十几千电子伏特能量的非热质子的可能性。为重新审视 Orrall-Zirker效应，我们采用了现代原子截面和最先进的数值耀斑模型，首先重点研究沉积到各个磁足点的能量大小变化所产生的影响。我们的结果表明，尽管探测极其困难，耀斑色球层中的加速质子仍可能产生瞬态非热莱曼线辐射；在质子束中部分质子通过电荷交换实现中性化后，这些辐射会高于环境耀斑辐射。

在我们的模型中，假设有一群沉降的非热质子从耀斑环顶端注入；该环垂直于日面，且位于日面中心附近。这些粒子的输运和热化——过程使用FP代码进行建模，粒子通过库仑碰撞损失的能量用于加热等离子体，而等离子体的演化则使用辐射流体力学代码RADYN建模。RADYN+FP 在我们的耀斑模拟中提供了随时间变化的非平衡电离分层和非热质子分布函数，这些是相较于以往尝试模拟 OZ 效应的重要改进。我们将这些数据作为新软件包的输入，该软件包由我们开发，名为效应。它模拟非热质子分布中的一部分通过束流与环境等离子体之间的电荷交换相互作用而中性化所产生的OrrallZirkerPy。这群新的效高能中性原子随后会发射极度红移的莱曼系光子，包括莱曼系 $\alpha$ 和莱曼系 $\beta$。我们的模型是开源的，可免费获取；给定任意环境等离子体分层和非热质子分布，即可用于研究 OZ 氢发射。也就是说，该模型具有灵活性，可使用来自RADYN+FP以外代码或简化模型的输入，还可能经过改造，用于研究 MAVEN 观测到的火星极光中的类似过程（例如，Hughes 等人，2019年）。

研究发现，与最初的计算结果所预期的相反Orrall & Zirker (1976年)和 Canfield &

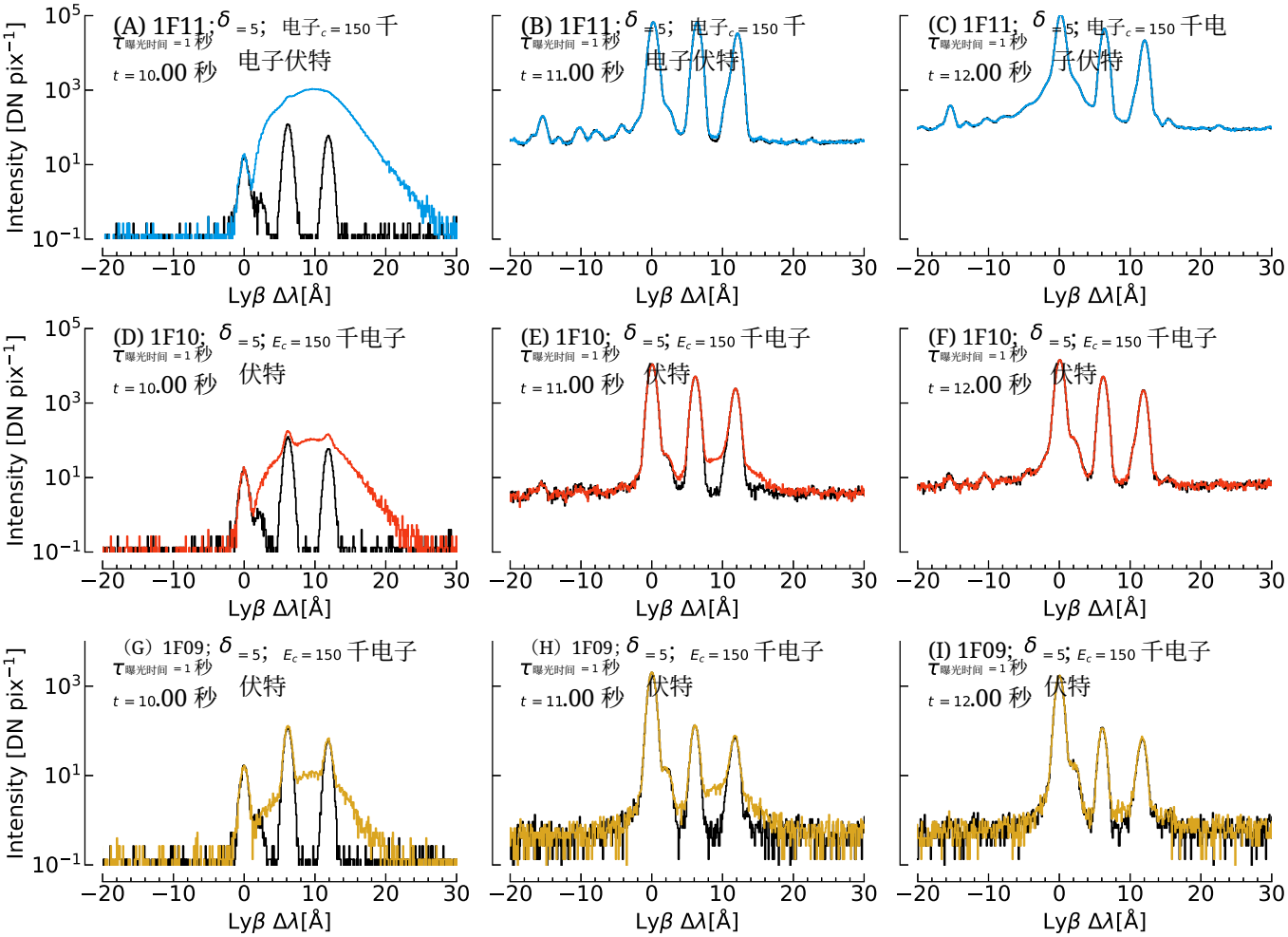



**图 16.** 比较三种模拟中莱曼系 $\beta$ 发射与莱曼系 $\beta$ 谱线附近环境辐射的强度；假设曝光时间为 $\tau_{exp} = 1$ 秒、狭缝宽度为 2″，并将结果降至 *SPICE* 分辨率。每个面板中，黑线表示环境辐射（即不含 *OZ*发射），彩色线表示环境辐射与 *OZ*发射之和。顶行显示 *1F11*（蓝色），中行显示 *1F10*（红色），底行显示 *1F9*（金色）。如正文所述，在这些合成观测中，耀斑前有10 秒的时间段用于对曝光时间进行平均，因此此处耀斑在 $t = 10$ 秒时开始。图中展示了从耀斑起始时刻开始的连续三次曝光，说明非热辐射具有非常短暂的特性：在 *1032* 埃和 *1038* 埃的 *O VI*双线附近及两线之间，非热辐射在短时间内会强于环境辐射。

Chang (1985)，莱曼系 Ly $\alpha$ 和莱曼系 Ly $\beta$ 红翼中的这种宽广的非热“隆起”，只会在强烈加热的耀斑磁足点中持续极短时间（不到一秒），但在较弱的耀斑磁足点中，可观测到的发射会持续稍长一些（时间 $\sim 3-5$ 秒）。这是由于大气迅速电离，抑制了电荷交换相互作用。尽管在强烈加热的耀斑磁足点中，沉降质子会不断深入（由于温靶电子效应），从而遇到新的环境中性粒子，但大气压缩意味着发射层很窄，出射强度与非热辐射最初爆发时相比很弱。再加上热辐射增强，使莱曼系 Ly $\alpha$ 和莱曼系 Ly $\beta$的线翼及附近连续谱的发射增强，非热辐射很快便无法从背景中凸显出来。尽管如此，非热辐射造成的不对称性热辐射确实持续存在，并且对于 1F9 和 1F10 模拟，它们 $\gtrsim 2$ 最大环境不对称性的程度。这些现象或许可由具有高时间间隔和高信噪比的仪器观测到。

将合成辐射降至太阳轨道器上 SPICE仪器的空间分辨率表明，对于较短的曝光时间（$\tau_{exp} \leq 5$ 秒，不过理想情况下为 $\tau_{exp} \leq 1$ 秒），应当能够观测到非热莱曼系 $\beta$辐射的存在，尽管只能在一两帧连续帧中观测到。或许，聚焦于小到中等耀斑的耀斑带前沿，能提供最佳的探测机会。这些位置是初始能量沉积发生之处，代表着尚未电离的“原始”靶；近期建模结果表明，耀斑带前沿可能受到相对较弱的能量通量注入（例如，Polito等2022年）。由于非热辐射的初始起始信号相较于

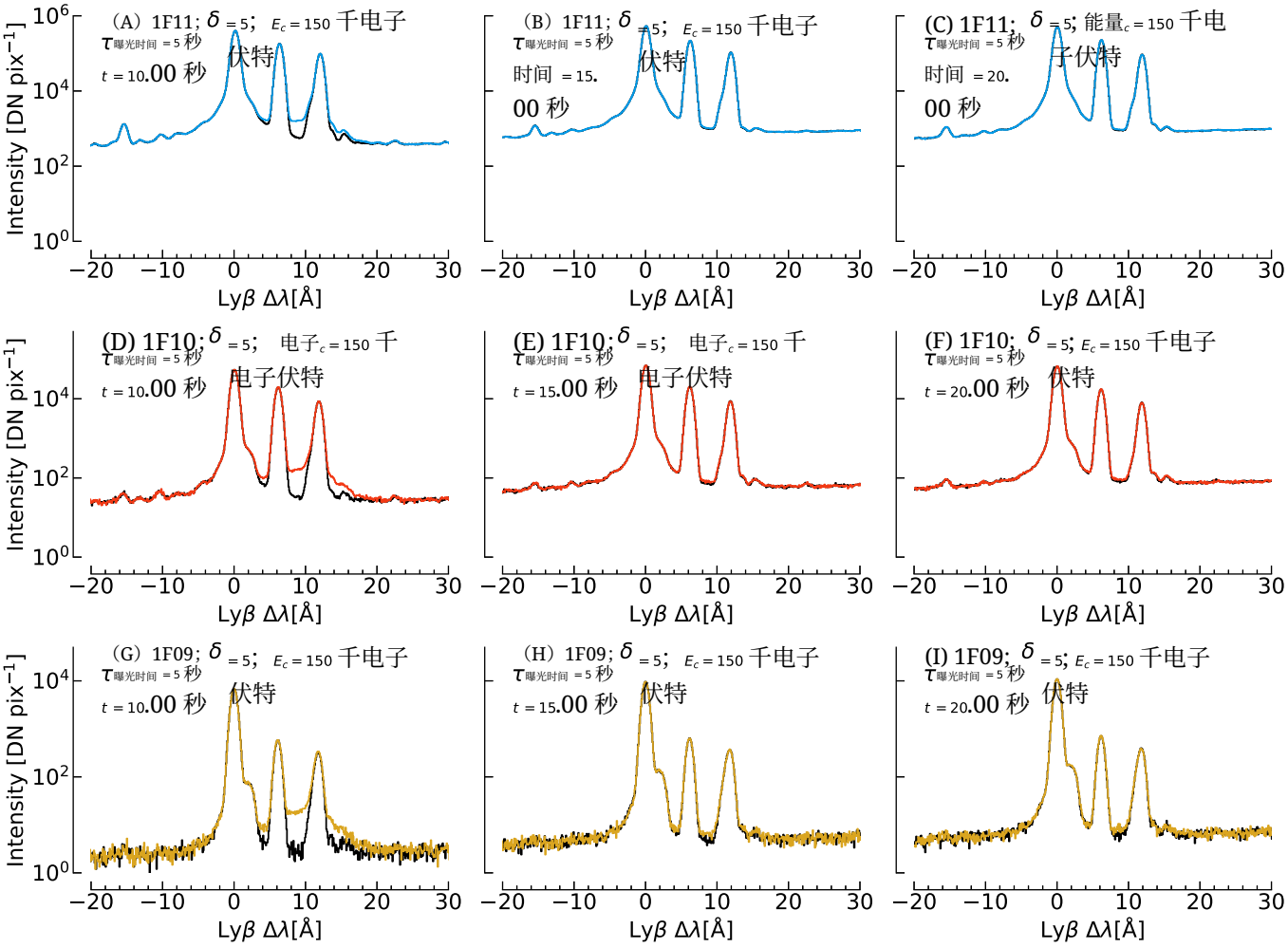



**图 17**。 与图 *16*相同，但针对 *SPICE* 曝光，曝光时间为 $\tau_{exp}$ = 5 秒。

耀斑前的信号强得多，因此即使是较强的耀斑源，在每个耀斑带位置进行一次 SPICE 曝光也应当能够探测到（尽管显然这很难实现）。如果使用足够宽的通带，极高时间分辨率成像也可能会揭示这种非热辐射：先出现瞬态闪光，随后衰减并再次增强。总体而言，若要在耀斑期间将这些特征作为诊断手段加以探测和充分利用，我们需要一种具备高信噪比、极高时间分辨率（0.1 秒）和极高空间分辨率（肯定优于 1 角秒）的仪器。

除了这项初步探索性研究之外，还有不少值得开展的研究方向。在这里，我们比较了注入能量的大小，但没有考察定义非热质子分布的其他参数。正如先前的研究所指出的（Canfield & Chang 1985；Brosius & Woodgate 1999），改变 $E_c$ 和 $\delta$应当会改变宽非热特征的外观。因此，可以利用 `OrrallZirkerPy` 以及大量 `RADYN+FP` 耀斑模型，研究这些参数的影响。拓展至恒星耀斑，并对哈勃空间望远镜的观测量进行合成建模，也是一个令人振奋的方向，尤其考虑到迄今唯一获确认的……

OZ 效应的探测是在一颗 dMe 星上完成的，（Woodgate 等人 1992），而后续搜寻均未能探测到该效应（例如 Robinson 等人 1993年；Feinstein 等人 2022年）。当然，模型也存在一些局限和理想化假设，可以进一步改进，例如对多物种粒子束进行建模[4]，，并不再假设束流近似垂直入射于日面中心。

最后，我们推测，在存在高度红移的莱曼系 VI 发射时，O VI双线的比值可能会发生变化。这些谱线由碰撞过程和色球层辐射的共振散射共同产生（例如，参见 Strachan 等人 2000年；Raymond 和 Ciaravella 2004年）。在快速日冕物质抛射（CME）期间，莱曼系 $\beta$ 对 O VI 1032 埃谱线的泵浦作用，以及由此导致的 $\beta$ 变化，已被用于估算 CME 期间的电子密度（$I_{1032}$ : $I_{1038}$ 比值；参见 Raymond 和 Ciaravella 2004年）。在我们的 OZ 情景中也可能出现类似的 eff应，即由泵浦作用引起的变化

[4] 如果高能电子和质子同时轰击色球磁足点，电离可能会更快。多组分束流实验是一种新颖的实验，迄今尚未开展，但 RADYN+FP 的近期更新使这类实验成为可能。

质子束产生的莱曼系 $\beta$ 发射对 O VI 1032 埃谱线的泵浦作用，可表现为 O VI双线比的瞬态变化。这种双线比变化的特征也可能具有诊断价值，因为它可能随非热成分的性质而变化，而非热成分本身又取决于注入的非热质子分布特征。要进一步研究这一问题，需要对 O VI双线进行比我们在此所做的更深入建模；这将是一项非常有趣的工作。

致谢：我们感谢匿名审稿人提出的深刻意见。GSK感谢美国国家航空航天局早期职业研究者计划项目（资助编号：80NSSC21K0460）提供的经费支持。GSK和ROM感谢日球物理支持研究计划（资助编号：80NSSC21K0010）提供的经费支持。JCA、NZP、TAK和JWB感谢美国国家航空航天局为戈达德太空飞行中心的SPICE仪器团队提供经费。NZP和JWB的经费来自合作协议80NSSC21M0180。JCA感谢美国国家航空航天局日球物理支持——研究计划和日球物理创新基金计划提供的经费。HSH感谢格拉斯哥大学物理与天文学学院的热情接待。本手稿受益于国际空间科学研究所团队会议上的讨论。该团队由G. S. Kerr博士和V. Polito博士牵头，会议主题为“审视沿磁场方向的太阳耀斑模型：比较、对比与改进”。作者感谢William Thompson博士就SPICE提供的宝贵讨论。太阳轨道器是欧洲空间局与美国国家航空航天局开展国际合作的空间任务，由欧洲空间局负责运行。SPICE的研制经费由欧洲空间局成员国和欧洲空间局提供。该仪器由一个跨国研究机构联合体建造并运行，各机构由其各自的资助机构提供支持：STFC RAL（英国航天局，硬件负责人）、IAS（法国国家空间研究中心，运行负责人）、戈达德太空飞行中心（美国国家航空航天局）、马克斯·普朗克太阳系研究所（德国航空航天中心）、PMOD/WRC（瑞士航天局）、西南研究院（美国国家航空航天局）、奥斯陆大学（挪威航天局）。本研究所需的资源由美国国家航空航天局高端计算（HEC）计划通过艾姆斯研究中心美国国家航空航天局高级超级计算（NAS）部门提供。

## 参考文献

Abbett, W. P., & Hawley, S. L. 1999, 《天体物理学杂志》, 521, 906, doi: 10.1086/307576 Allred, J. C., Alaoui, M., Kowalski,A. F., & Kerr, G. S. 2020年, 《天体物理学杂志》, 902, 16, doi: 10.3847/1538-4357/abb239 Allred, J. C., Hawley, S. L., Abbett, W. P., & Carlsson, M. 2005, 《天体物理学杂志》, 630,573,doi: 10.1086/431751 Allred, J. C.,Kerr, G. S., & Gordon Emslie, A. 2022年, 《天体物理学杂志》, 931, 60, doi: 10.3847/1538-4357/ac69e8 Allred, J. C., Kowalski, A. F., & Carlsson, M. 2015年, 《天体物理学杂志》, 809, 104, doi: 10.1088/0004-637X/809/1/104 Auch`ere, F. 2022年, 太阳轨道器上SPICE仪器的数据：第二次数据发布, IDOC, doi: 10.48326/IDOC.MEDOC.SPICE.2.0 Bates, D. R., & Dalgarno, A. 1953, 物理学会A辑会议录, 66,972, doi: 10.1088/0370-1298/66/11/302 Belki´c, D., Gayet, R., & Salin, A. 1992, Atomic Dataand Nuclear Data Tables, 51, 59, doi: 10.1016/0092-640X(92)90015-A Brosius, J. W. 2001, 《天体物理学杂志》, 555, 435,doi: 10.1086/321438 Brosius, J. W., & Woodgate, B. E. 1999, 《天体物理学杂志》, 514, 430, doi: 10.1086/306943 Brown, J.C. 1971, 《太阳物理学》, 18, 489, doi: 10.1007/BF00149070 Brown, S. A., Fletcher, L., Kerr, G. S., et al. 2018年, 《天体物理学杂志》, 862, 59, doi: 10.3847/1538-4357/aacc29 Bruls, J. H. M. J., Rutten, R. J., & Shchukina, N. G. 1992, 《天文学与天体物理学》, 265, 237 Canfield, R.C., & Chang, C. R. 1985, 《天体物理学杂志》, 295, 275, doi: 10.1086/163371 Cariatore, N. D., & Schultz, D. R. 2021, 《天体物理学杂志增刊》, 252, 7, doi: 10.3847/1538-4365/abc2c7 Carlsson, M., & Stein, R. F. 1992, 《天体物理学杂志快报》, 397, L59, doi: 10.1086/186544 —. 1995年, 《天体物理学杂志快报》, 440, L29, doi: 10.1086/187753 —. 1997年, 《天体物理学杂志快报》, 481, 500 Cheshire, I. M., Gallaher, D. F., & Taylor, A. J. 1970年, 《B辑物理学杂志：原子与分子物理学》, 3, 813, doi: 10.1088/0022-3700/3/6/010 Chupp, E. L., Forrest, D. J., Ryan, J. M., et al. 1981年, 《天体物理学杂志快报》, 244, L171, doi: 10.1086/183505 De Pontieu, B., Title, A. M., Lemen, J. R., et al. 2014年, 《太阳物理学》, 289, 2733, doi: 10.1007/s11207-014-0485-y Del Zanna, G.,Dere, K. P., Young, P. R.,Landi, E., & Mason, H. E. 2015年, 《天文学与天体物理学》, 582, A56, doi: 10.1051/0004-6361/201526827 Dere, K. P., Landi, E., Mason, H. E., Monsignori Fossi, B. C., & Young, P. R. 1997年, A&AS, 125, doi: 10.1051/aas:1997368 Emslie, A. G. 1978年, 《天体物理学杂志》, 224, 241, doi: 10.1086/156371 Emslie, A. G., Dennis, B. R., Shih, A. Y., et al. 2012年, 《天体物理学杂志》, 759, 71, doi: 10.1088/0004-637X/759/1/71 Fang, C., Feautrier, N., & Henoux, J. C. 1995年, 《天文学与天体物理学》, 297, 854 Feinstein, A. D., France, K., Youngblood, A., et al. 2022年, 《天文学杂志》, 164, 110, doi: 10.3847/1538-3881/ac8107 Fletcher, L., Dennis, B. R., Hudson, H. S., et al. 2011年, 《空间科学评论》, 159, 19, doi: 10.1007/s11214-010-9701-8 Graham, D. R., Cauzzi, G., Za ngrilli, L., et al. 2020年, 《天体物理学杂志》, 895, 6, doi: 10.3847/1538-4357/ab88ad Henoux, J. C., Fang, C., & Gan, W. Q. 1993年, 《天文学与天体物理学》, 274, 923 Hill, J., Geddes, J., & Gilbody, H. B. 1979年, 《B辑物理学杂志：原子与分子物理学》, 12, 2875, doi: 10.1088/0022-3700/12/17/016 Holman, G. D., Aschwanden, M. J., Aurass, H., et al. 2011年, 《空间科学评论》, 159, 107, doi: 10.1007/s11214-010-9680-9 Hudson, H. S. 1972年, 《太阳物理学》, 24, 414, doi: 10.1007/BF00153384

Hudson, H. S., Fletcher, L., MacKinnon, A. L., & Woods, T. N. 2012年, 《天体物理学杂志》, 752, 84, doi: 10.1088/0004-637X/752/2/84 Hughes, A., Chaffin, M., Mierkiewicz, E., et al. 2019年, 《地球物理研究杂志（空间物理学）》, 124, 10,533, doi: 10.1029/2019JA027140 Hurford, G. J., Krucker, S., Lin, R. P., et al. 2006年, 《天体物理学杂志快报》, 644, L93, doi: 10.1086/505329 Hurford, G. J., Schwartz, R. A., Krucker, S., et al. 2003年, 《天体物理学杂志快报》, 595, L77, doi: 10.1086/378179 国际原子能机构。1993年, 《聚变原子与等离子体—材料相互作用数据》, R. K Janev 编, 第4号（维也纳：国际原子能机构）。 https://www.iaea.org/publications/1839/atomic-and-plasma-material-interaction-data-for-fusion Kane, S. R., & Anderson, K. A. 1970年, 《天体物理学杂志》, 162, 1003, doi: 10.1086/150732 Kerr, G. S. 2022年, 《天文学与空间科学前沿》, 9, 1060856, doi: 10.3389/fspas.2022.1060856 —. 2023, 《天文学与空间科学前沿》, 9, 1060862, doi: 10.3389/fspas.2022.1060862 Kerr, G. S., Allred, J. C., & Carlsson, M. 2019a, 《天体物理学杂志》, 883, 57, doi: 10.3847/1538-4357/ab3c24 Kerr, G. S., Allred, J. C., & Polito, V. 2020年, 《天体物理学杂志》, 900, 18, doi: 10.3847/1538-4357/abaa46 Kerr, G. S., Carlsson, M., & Allred, J. C. 2019b, 《天体物理学杂志》, 885, 119, doi: 10.3847/1538-4357/ab48ea Kerr, G. S., Fletcher, L., Russell, A. J. B., & Allred, J. C. 2016, 《天体物理学杂志》, 827, 101, doi: 10.3847/0004-637X/827/2/101 Kerr, G. S., Xu, Y., Allred, J. C., et al. 2021, 《天体物理学杂志》, 912, 153, doi: 10.3847/1538-4357/abf42d Kontar, E. P., Brown, J. C., Emslie, A. G., et al. 2011, 《空间科学评论》, 159, 301, doi: 10.1007/s11214-011-9804-x Kowalski, A. F., Allred, J. C., Carlsson, M., et al. 2022年, 《天体物理学杂志》, 928, 190, doi: 10.3847/1538-4357/ac5174 Kowalski, A. F., Allred, J. C., Daw, A., Cauzzi, G., & Carlsson, M. 2017年, 《天体物理学杂志》, 836, 12, doi: 10.3847/1538-4357/836/1/12 Kowalski, A. F., Hawley, S. L., Carlsson, M., et al. 2015年, 《太阳物理学》, 290, 3487, doi: 10.1007/s11207-015-0708-x Kuridze, D., Mathioudakis, M., Sim˜oes, P. J. A., et al. 2015年, 《天体物理学杂志》, 813, 125, doi: 10.1088/0004-637X/813/2/125 Leenaarts, J., Pereira, T., & Uitenbroek, H. 2012年, 《天文学与天体物理学》, 543, A109, doi: 10.1051/0004-6361/201219394 Lin, R. P. 2011年, 《空间科学评论》, 159, 421, doi: 10.1007/s11214-011-9801-0 Lin, R. P., Dennis, B. R., Hurford, G. J., et al. 2002年, 《太阳物理学》, 210, 3, doi: 10.1023/A:1022428818870 Ludde, H. J., & Dreizler, R. M. 1982年, 《B辑物理学杂志：原子与分子物理学》, 15, 2703, doi: 10.1088/0022-3700/15/16/018 Massey, H. S. W., Burhop, E. H. S., & Gilbody, H. B. 1974年, 《电子与离子碰撞现象》 McLaughlin, B. M., & Bell, K. L. 1983, 《B辑物理学杂志：原子与分子物理学》, 16, 3797, doi: 10.1088/0022-3700/16/20/016 —. 1987, 《 B 辑物理学杂志：原子与分子物理学》 , 20, L217, doi: 10.1088/0022-3700/20/7/005 Najita, K., & Orrall, F. Q. 1970年, 《太阳物理学》, 15, 176 Orrall, F. Q., & Zirker, J. B. 1976年, 《天体物理学杂志》, 208, 618, doi: 10.1086/154642 Pereira, T. M. D., & Uitenbroek, H. 2015年, 《天文学与天体物理学》, 574, A3, doi: 10.1051/0004-6361/201424785 Peter, T., Ragozin, E. N., Urnov, A. M., Uskov, D. B., & Rust, D. M. 1990年, 《天体物理学杂志》, 351, 317, doi: 10.1086/168468 Polito, V., Kerr, G. S., Xu, Y., Sadykov, V. M., & Lorincik, J. 2022年, arXiv预印本, arXiv:2211.05333. https://arxiv.org/abs/2211.05333 Polito, V., Testa, P., Allred, J., et al. 2018年, 《天体物理学杂志》, 856, 178, doi: 10.3847/1538-4357/aab49e Polito, V., Testa, P., & De Pontieu, B. 2019年, 《天体物理学杂志快报》, 879, L17, doi: 10.3847/2041-8213/ab290b Ramaty, R., Kozlovsky, B., & Lingenfelter, R. E. 1975年, 《空间科学评论》, 18, 341, doi: 10.1007/BF00212911 Ramaty, R., Mandzhavidze, N., Kozlovsky, B., & Murphy, R. J. 1995年, 《天体物理学杂志快报》, 455, L193, doi: 10.1086/309841 Raymond, J. C., & Ciaravella, A. 2004年, 《天体物理学杂志快报》, 606, L159, doi: 10.1086/421391 Robinson, R. D., Carpenter, K. G., Woodgate, B. E., & Maran, S. P. 1993年, 《天体物理学杂志》, 414, 872, doi: 10.1086/173129 Robinson, R. D., Linsky, J. L., Woodgate, B. E., & Timothy, J. G. 2001年, 《天体物理学杂志》, 554, 368, doi: 10.1086/321379 Schmelz, J. T., Reames, D. V., von Steiger, R., & Basu, S. 2012年, 《天体物理学杂志》, 755, 33, doi: 10.1088/0004-637X/755/1/33 Shah, M. B., Elliott, D. S., & Gilbody, H. B. 1987年, 《B辑物理学杂志：原子与分子物理学》, 20, 2481, doi: 10.1088/0022-3700/20/11/016 Shah, M. B., Geddes, J., McLaughlin, B. M., & Gilbody, H. B. 1998, 《B辑物理学杂志：原子与分子物理学》, 31, L757, doi: 10.1088/0953-4075/31/19/001 Shah, M. B., & Gilbody, H. B. 1981年, 《B辑物理学杂志：原子与分子物理学》,14,2361, doi: 10.1088/0022-3700/14/14/009 Shakeshaft, R. 1978年, 《物理评论A辑》, 18, 1930, doi: 10.1103/PhysRevA.18.1930 Shih, A. Y., Lin, R. P., & Smith, D. M. 2009年, 《天体物理学杂志快报》, 698, L152, doi: 10.1088/0004-637X/698/2/L152 Sim˜oes, P. J. A., Kerr, G. S., Fletcher, L., et al. 2017年, 《天文学与天体物理学》, 605, A125, doi: 10.1051/0004-6361/201730856 Simnett, G. M. 1995年, 《空间科学评论》, 73, 387, doi: 10.1007/BF00751241 SPICE联盟, Anderson, M., Appourchaux, T., et al. 2020年, 《天文学与天体物理学》, 642, A14, doi: 10.1051/0004-6361/201935574 Stier, P. M., & Barnett, C. F. 1956年, 《物理评论》, 103, 896, doi: 10.1103/PhysRev.103.896

Strachan, L.,Panasyuk, A. V., Dobrzycka, D., et al. 2000,J. Geophys.Res., 105, 2345, doi: 10.1029/1999JA900459Tamres, D.H., Canfield, R. C., & McClymont, A. N. 1986, 《天体物理学杂志》, 309, 409, doi: 10.1086/164613Uitenbroek, H. 2001, 《天体物理学杂志》, 557, 389, doi: 10.1086/321659ˇSvestka,Z. 1970年, 《太阳物理学》, 13, 471, doi: 10.1007/BF00153567Vernazza, J. E., Avrett, E. H., & Loeser, R. 1981年, 《天体物理学杂志增刊》, 45, 635, doi: 10.1086/190731

Vilmer, N. 2012年, 《伦敦皇家学会哲学汇刊A辑》, 370, 3241, doi：10.1098/rsta.2012.0104Winter,T. G.2009年, 《物理评论A辑》, 80, 032701, doi: 10.1103/PhysRevA.80.032701Wood, B. E., Redfield, S., Linsky, J. L., M¨uller, H.-R.,& Zank, G. P. 2005, 《天体物理学杂志增刊》, 159, 118, doi: 10.1086/430523Woodgate, B. E., Robinson, R. D., Carpenter, K. G., Maran, S. P., & Shore, S. N. 1992, 《天体物理学杂志快报》, 397, L95, doi: 10.1086/186553Woods, T. N., Eparvier, F. G., Hock, R., et al. 2012年, 《太阳物理学》, 275, 115, doi: 10.1007/s11207-009-9487-6