

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2019.04.02

系外行星大气流体动力学逃逸的 研究与进展

闫冬冬^{1,2,3}, 郭建恒^{1,2,3}

(1. 中国科学院 云南天文台, 昆明 650216; 2. 中国科学院大学, 北京 100049; 3. 中国科学院 云南天文台 天体物理重点实验室, 昆明 650216)

摘要: 近轨道^①系外行星受到其宿主恒星强烈的 X 射线和极紫外 (X-ray and Extreme Ultraviolet, XUV) 辐射。恒星辐射可能会使富气体行星的气体摆脱行星的引力束缚而逃逸到行星的洛希瓣外。随着 XUV 辐射的增大, 行星的大气逃逸可由较缓和的金斯逃逸变为剧烈的流体动力学逃逸。随着空间望远镜和地面望远镜的发展, 在一些行星周围发现了膨胀的 H, He, C, O, Na 和 Mg 等元素的大气。行星大气研究从最初的紫外波段探测, 已经发展到光学波段和近红外波段的探测。理论上, 系外行星大气逃逸的流体动力学模型也已相继建立起来。这些模型涉及到行星大气的光化学、恒星风与行星风的相互作用、恒星辐射压以及行星磁场等方面。然而, 一个包含所有过程的复杂模型还有待建立。

关键词: 系外行星; 流体动力学; 大气逃逸

中图分类号: P145.2 **文献标识码:** A

1 引 言

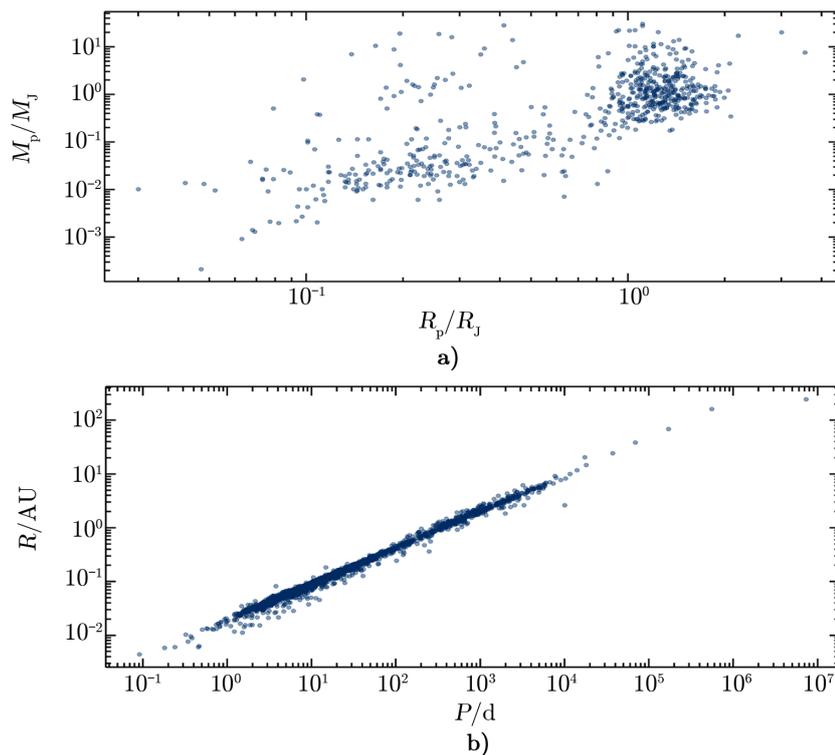
系外行星是指太阳系以外的行星。目前已发现近 4 000 颗系外行星。这些行星表现出各种各样的性质, 半径和质量覆盖了类地行星到类木星范围^[1]。行星的大小是可观测到的物理量, 与行星形成和演化直接相关。此外, 虽然一些恒星只有一颗行星绕其运动, 但也发现了多达 7 颗行星的恒星系统。例如, 矮星 TRAPPIST-1 周围有 7 颗行星绕其运动, 它们的半径与地球接近^[2]。Kepler-90 是一颗 G 型主序星, 值得注意的是, 它是一个与太阳系有相同数量行星的恒星系统^[3]。到目前为止, 已知的绝大多数行星的轨道距离都比我们太阳系行星的轨道距离近。图 1 是这些行星质量-半径和轨道半径-轨道周期分布。

收稿日期: 2019-03-11; 修回日期: 2019-05-14

资助项目: 国家自然科学基金 (11273054, 11333006); 国防科学与工程局民用航天先进科研项目 (D030201)

通讯作者: 郭建恒, guojh@ynao.ac.cn

^①指距离主星很近的, 通常轨道距离小于 0.15 AU。



注: M_p 表示行星质量, M_J 表示木星的质量。

图 1 a) 已确认行星的质量-半径分布; b) 已确认行星的轨道半径-轨道周期分布^[1]

51 Peg b 是第一颗被探测到的围绕着类太阳恒星的系外行星^[4]。它的尺度与木星相近, 且轨道距离只有 0.052 AU (行星参数见表 1)。在发现它的时候, 人们并不清楚为何气体行星可以存在于离宿主恒星如此近的地方。在一些特定条件下, 巨行星可以在较近的轨道距离下形成^[5], 但是根据标准行星形成理论, 气体行星形成的距离较远^[6]。一般情况下, 行星源于岩石和冰的堆积而形成的核。通常这会发生发生在距离宿主恒星几天文单位的雪线之外 (硅酸盐在雪线内还会凝结^[7])。行星核产生于原行星盘中, 并且当核的质量到达一个临界质量 (约 $10 M_{\oplus}$), 周围的盘物质会被快速吸积到核周围从而形成原气体巨行星。随后, 原行星继续从行星盘吸积气体。由于吸积过程很缓慢, 气体巨行星很难在距离恒星 20 ~ 30 AU 之外的地方形成。这是因为相比于盘的寿命 (约 10 Ma), 行星吸积物质的时间太长^[8], 在这个距离范围原行星盘很难提供足够的物质使行星成长起来。此外, 气体巨行星还可以通过第二种主要机制形成, 这种机制基于盘的不稳定性。由于致密团块的引力坍缩^[9], 原行星盘会破碎。然而, 这种形成途径仅限于离主星更远的盘 (50 AU 以外的区域)^[10]。

类似于 51 Peg b 的行星被称为热木星, 研究发现太阳附近有 1.2% 的 FJK 型恒星有热木星^[11]。在发现这些热木星之前, 我们就已经知道太阳系内行星的轨道不一定与行星形成时所处的位置相同。根据行星形成的标准模型, 气体巨行星会在原行星盘中迁移^[12]。这是由于原行星在盘中会产生旋臂而造成角动量的转移。Lin 等人^[13]在 1996 年就用盘迁移来

表 1 行星参数^[1]

行星	半径/ R_J	质量/ M_J	轨道半径/AU
51 Peg b	1.9	0.47	0.052
HD 209458b	1.38	0.69	0.04747
HD 189733b	1.138	1.142	0.03142
GJ 436b	0.38	0.07	0.02887
WASP-12b	1.9	1.47	0.0234
KELT-9b	1.891	2.88	0.03462
KELT-20b	1.735	3.518	0.0542
WASP-107b	0.94	0.12	0.055
HAT-P-11b	0.389	0.0736	0.053
WASP-69b	1.057	0.26	0.04525

注: R_J 为木星半径。

解释 51 Peg b 行星的近轨道。对于近轨道行星的起源, 还有另一种解释。在原行星盘消散后, 多行星之间的散射也会形成热木星^[14]。

第一颗系外行星的发现还引起了另外的问题: 在离主星如此近距离的环境中巨行星大气是否稳定? 观测表明, 一些热的类木行星和类海王行星上存在大气逃逸的现象。它们正在经历着蒸发而质量减小的过程。行星大气逃逸对于行星的演化和宜居性有着显著的影响。主要表现在以下几个方面。

(1) 离主星很近的行星(半主轴小于 0.15 AU) 物质, 其逃逸率可达 $10^8 \sim 10^{12} \text{ g}\cdot\text{s}^{-1}$ ^[15, 16]。这意味着每年的逃逸物质能够高达 $10^{15} \sim 10^{19} \text{ g}$, 在整个演化阶段(以 10^9 a (或 10^{10} a) 计算) 其物质损失质量能够达到 $10^{24} \sim 10^{28} \text{ g}$ (或 $10^{25} \sim 10^{29} \text{ g}$)。这几乎可以使一个小质量行星的气态外壳完全被蒸发。一个如此高的物质逃逸率将影响到热木星、热海王星以及超级地球的热演化^[17, 18]。尤其是对于那些质量较小, 但是半径较大的行星, 它们的外壳更容易被加热而导致逃逸, 因此可能遭受严重的物质损失过程。热演化轨迹将在很大程度上受到大气逃逸的影响^[18, 20]。

(2) 系外行星的大气逃逸将极大影响行星的分布情况, 影响大样本行星分布的统计特征。目前的观测表明, 系外行星的质量、半径和轨道分布等与太阳系行星有很大的区别。考虑到行星大气逃逸带来的物质损失和恒星-行星系统的潮汐相互作用等, 目前所观测到的行星的各种物理参数可能并不是它们诞生时的状况^[21-23]。大样本的行星族模型认为: 大概 50% 的 Kepler 行星候选体经历了大气逃逸, 并且包括大气逃逸的大样本模型能够解释一些 Kepler 行星的统计特征, 这是没有包括大气逃逸的模型所不能解释的^[24, 25]。在包括了一个合理的物质逃逸率后, 使用大样本的行星族合成模型能够反推行星诞生时的状况, 这可为行星形成的过程提供必要的限制, 对于研究行星在原恒星盘中的形成和分布至关重要。

(3) 大气逃逸可能影响行星的宜居性。Lammer 等人^[26]于 2013 年概述了火星大气的演化, 并提出流体动力学逃逸对太阳系行星的影响。由于行星大气中温室气体的存在, 类似于金星位置的行星有可能进入失控温室气体模式^[27]。温室气体导致了很高的表面温度, 因此

表面液态水被蒸发到大气中以水蒸气的形式存在^[28]。由于 H_2O 可以在高层大气被恒星辐射光致分解为 H 和 O ^[34]。这样一来, H 原子在恒星的辐射加热下逃逸, 而重的原子可能通过与轻的原子的摩擦(拉拽)而逃逸^[26, 29-31]。

(4) 大气逃逸极大地影响了行星大气的化学组成^[32]。研究表明, 地球及太阳系类地行星的大气可能是再生大气。它们原初大气中的 H 元素可能已经蒸发, 而随后内部去气化过程制造了今天的大气组成。基于上述事实, 行星大气逃逸的研究在近年来快速发展, 一些重要的空间和地面设备相继被投入到对系外行星大气的观测中。尽管对于系外行星大气逃逸的研究取得了很大的进展, 然而依然有许多悬而未决的问题等待进一步探索和研究^[33]。

2 行星大气

2.1 行星大气的稳定性

经典的热逃逸机制是金斯逃逸。在一定量的气体中, 任何一个分子的平均速度都是由气体的温度来测量的。分子间动能的分布可用麦克斯韦分布来描述。个别处在麦克斯韦分布高能尾部的分子, 其速度可能大于逃逸速度。气体分子质量越大, 在给定温度下气体分子的平均速度就越低, 它们达到逃逸速度的可能性就越小。这就是 H 比 CO_2 更容易从大气中逸出的原因。而且, 如果行星质量越大, 逃逸速度就越大, 逃逸的粒子就越少。这意味着气态巨行星仍然可以保留大量的 H 和 He 。行星与恒星的轨道距离对大气逃逸也有影响, 近轨道行星的大气层温度较高, 其大气中粒子热速度大于逃逸速度的也就越多, 因此逃逸的可能性更大。通常远轨道行星有一个较冷的大气, 因而大气逃逸更困难。一般来讲, 在大气中只有非常小的一部分粒子其热速度大于行星的逃逸速度。对金星的观测表明, 金斯逃逸机制带来的物质逃逸率大约为 10^{16} s^{-1} , 即每秒逃逸的物质仅为 10^{-8} g 左右^[34]。

然而, 由于许多系外行星非常靠近主星, 在距离类太阳恒星 0.05 AU 处, 一颗热气体行星受到的辐射强度大约是地球的 400 倍。强烈的辐射导致行星的辐射平衡温度高达几千开。理论上, 这个温度只会行星的昼面出现, 因为热气体行星在如此近的距离上很可能被潮汐锁定, 所以总是同一面受到辐射^[35]。Knuston 等人^[36]发现在潮汐锁定时, HD 189733b 昼面和夜面会有 300 K 左右的温度差。大气环流可将昼面的能量在一定程度上传输到夜面而平衡两面的温度。对于研究最多的热木星之一 HD 209458b, 观测结果显示低层大气中有速度约 $2 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 的强风, 这会使光在昼面的辐射能量更均匀地分布在行星上^[37]。

Parker^[38]于 1958 年提出太阳风模型, 模型中太阳日冕温度大约是 $2 \times 10^6 \text{ K}$ 。热等离子体的导热系数很高, 温度沿径向缓慢衰减。Parker 提出, 在高温的情况下处于流体静力学的太阳大气在无限远处的压力不被星际介质所平衡, 因此日冕会经历一个持续的膨胀, 然后形成超声速的太阳风。

与太阳风类似, 行星大气也可形成行星风。主星强烈的 XUV 辐射被行星高层^①大气吸

^①根据 Tian 等人^[39]和 Lammer 等人^[40]提出的理论, 行星热层的上半部分由于受到恒星强烈的 XUV 辐射, 不能保持流体静力学平衡而是流体动力学膨胀的。这部分称为高层大气, 它主要由原子和离子组成。与高层大气相对的低层大气是分子主

收,从而使高层大气的温度可以高达几千到上万开而强烈膨胀。此时,大气可以经历一种不同的逃逸机制——“流体动力学逃逸”。在这种情况下,由于热能沉积导致温度随半径快速上升并引起足够大的压力,大气层会形成连续的外溢并像风一样流向空间。

行星大气流体动力学逃逸的研究开始于地球和金星大气,Watson 等人^[41]发现在太阳强烈的极紫外辐射下,富 H 行星大气被加热并形成足够大的压力驱动气体逃逸。Lammer 等人^[42]首次将 Watson 等人^[41]的大气逃逸概念应用于新发现的热木星,他们提出利用能量限制理论可以估算行星的物质损失率(详见 4.1 节)。Yelle^[43],Tian^[44]和 García^[45]等人建立了基于流体动力学的大气模型,结果表明理论上行星大气流体动力学逃逸的确存在。Koskinen 等人^[47]研究了太阳系外巨行星大气的稳定极限,发现流体动力学逃逸在 0.15 AU 的轨道内是可能发生的。Salz 等人^[48]的研究表明行星的大气逃逸与行星引力势有关。对于引力势较小的行星,恒星 XUV 输入可以有效地驱动行星大气逃逸;对于引力势较大的行星,其接收到的主星 XUV 辐射会通过 H 的 Ly α 和自由-自由发射重新发射而不会有效地加热大气,这种情况下大气逃逸将以较为缓和的金斯逃逸为主。

2.2 火星大气逃逸的历史

如今,人们已经认识到光致蒸发对太阳系行星有影响^[32]。地球和金星大气逃逸过程要比最初由 Watson 等人^[41]描述的复杂得多。Tian 等人^[49]2009 年研究了早期火星的大气逃逸,提出早期火星受到太阳强烈的极紫外辐射会经历剧烈的大气逃逸,因而会损失大量的 CO₂。随着太阳极紫外辐射逐渐变弱,火星大气中 CO₂ 的逃逸也会变得缓和。Lammer 等人^[26]概述了火星大气的演化过程。他们认为火星的原大气层可能是由 H 主导,它的 H 含量约为地球上所有海洋中 H 的含量的 55 倍。由于年轻太阳的活动水平非常高,其极紫外辐射是现在的近 100 倍^[50]。在这种辐射水平下,内行星(靠近太阳的行星)的大气层是不稳定的。在最初的 100 Ma,火星由于光致蒸发而失去了它的原始大气层。C 和 O 这样的重元素也很可能在这个过程中有不同程度的损失。太阳系内行星形成的后期阶段被认为是通过星子碰撞而形成。这些物体含有一定比例的挥发物,会被注入到新形成的行星中。星子的持续撞击会为原大气提供更多的挥发物,但不能补偿大气因流体动力学逃逸而造成的 H 质量损失。在失去初始大气之后,火星主要是通过挥发性物质的释放而形成次生大气,这些挥发物质元素包含在最初形成这颗行星的星子中。次生大气是否会经历持续的流体动力学逃逸,取决于最初的原始大气蒸发所需的时间以及太阳活动的变化。当流体动力学逃逸停止后,次生大气会变得相对稳定,金斯逃逸和其他非热逃逸开始工作。这些过程影响了太阳系内行星大气的演化。然而我们无法直接对太阳系内行星的早期流体动力学逃逸展开观测研究,在这种情况下,富气体的系外行星为解释这一过程提供了可能性。

2.3 行星大气逃逸的观测

如今,行星大气逃逸的现象已经通过凌食法被成功探测到。凌食观测要求观测系统的视线方向与行星轨道平面几乎一致,则行星就可以从我们的视线方向经过恒星的前后。凌食观测有两种方法:(1)当行星在主星的背面时,通过比较凌食中和凌食外恒星的光谱,我

导的流体静力学平衡的区域。

们可以探测行星的发射光或反射光信号; (2) 当行星在主星的正面时, 恒星光会穿过行星大气, 因而我们可以探测行星大气中原子和分子线的吸收特征。接下来, 我们将讨论探测到的大气吸收信号。

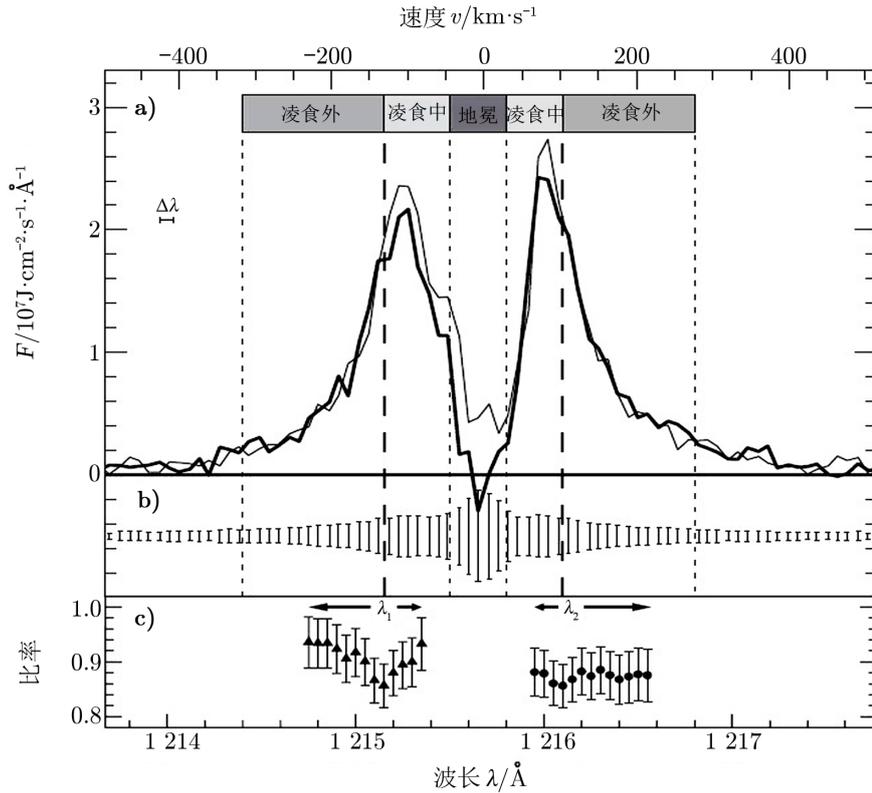
2.4 HD 209458b 系外行星大气逃逸的原型

HD 209458b 是第一颗由凌食法探测到的系外行星^[51, 52]。2002 年 Charbonneau 等人^[53]在 HD 209458 b 行星大气中发现了 Na 原子的吸收, 通过分析低分辨率望远镜数据, 他们发现 Na 的超量吸收信号约为 0.023%。Snellen 等人^[54]于 2008 年通过高分辨率的观测发现 Na 有 0.135% 的超量吸收, 证实了 Charbonneau 等人的发现。这两个观测结果都表明中性 Na 出现在该行星的低层大气中。随后, Vidal-Madjar 等人^[55]通过分析哈勃太空望远镜对 HD 209458 b 的三次凌食观测数据, 发现该行星对主星 Ly α 有 15% \pm 4% 的吸收。然而, 这个系统的光学凌食深度 (即行星本身对恒星光的遮挡, 而不包括行星大气对恒星光的吸收) 约为 1.5%。因此, 他们推论 HD 209458b 存在膨胀的中性 H 大气, 会延伸到洛希瓣之外, 并且行星的物质持续地损失。图 2 为 Vidal-Madjar 等人利用 HST-G140 光栅探测到的 HD209458 Ly α 光谱。由于 Ly α 线心部分受到星际介质的吸收和地冕 Ly α 污染, 15% 的超量吸收来自线翼两端。

为了验证 Ly α 的吸收信号, Vidal-Madjar 等人^[56]在 2004 年用 HST/STIS 以较低的分辨率重新观测目标, 这次的光谱范围较宽。他们发现在低分辨率时, Ly α 吸收信号约为 5%, 再次表明行星对主星 Ly α 有超量吸收。Ben-Jaffel^[57, 58]在 2007 和 2008 年重新分析了 HST 的观测数据, 发现 Ly α 的吸收深度约为 8.9% \pm 2.1%。更重要的是, 通过对 O I 线和 C II 线的检查, 也发现了超量的吸收现象。在处于流体静力学平衡中的大气中, 重元素只能均匀地混合到一定高度, 即均质层顶。随着高度的增加, 由于引力沉淀重元素的含量逐渐减小。在行星光球层以上大于 2 R_p 处存在重金属, 说明需要强的扩散 (拖拽) 来维持该区域的重元素的存在。逃逸的大气本身很可能是这些强的扩散的来源^[56]。

随后, 人们对 HD 209458 系统又进行了几次观测。Ballester 等人^[59]在 2007 年探测到 H 巴尔末跳跃及连续谱的超量吸收 (约 0.03%), 该吸收与低层大气和热层之间的中间热大气层 (温度约 5 000 K) 有关。不幸的是, 在探测到 HD 209458 b 存在膨胀大气后不久, STIS 设备在 2004 年停止运转, 直到 2009 年才进行修复。然而, Ehrenreich 等人^[60]在 2008 年用低分辨率的哈勃望远镜先进相机 (HST-ACS) 进行了两次凌食观测, 他们发现 Ly α 的吸收约为 8.0%, 再次确认了 Ly α 的超量吸收信号。Linsky 等人^[61]于 2010 年报道, 通过 HST 上的宇宙起源光谱仪 (COS) 探测到了 C II 和 Si III 谱线的超量吸收。C 的吸收信号与 Vidal-Madjar 等人早期的结果一致, 但 Si III 信号在早期的数据中没有被发现, 这可能是由于逃逸大气的变化所致。2012 年 Jensen 等人^[62]用 HET (Hobby-Eberly-Telescope) 探测到 HD 209458b 对主星 H α 的一个凌食信号, 但不同寻常的光谱吸收和发射特征并没有被完全理解。最后, 2013 年 Vidal-Madjar 等人^[65]也检测到中性 Mg 的吸收信号。Ben-Jaffel 和 Ballester^[66]在 2013 年重新分析了 HST/COS 的观测数据, 对之前报道的 Si III 超量吸收探测提出了质疑。

HD 209458b 是观测研究行星大气逃逸的基石。上面所列的一些观测技术后来已应用于



注：细、粗实线分别代表凌食前和凌食过程中的恒星光谱。考虑到星际介质的吸收和地冕 Ly α 污染，在分析该光谱时，去除了 Ly α 线心部分（即图中地冕区域）。

图 2 利用 HST-G140 光栅探测到的 HD209458 Ly α 光谱^[55]

其他系统，但几乎所有这些技术都首先在 HD 209458b 上进行了测试。尽管单个谱线的吸收信号很弱，但如今大量的观测数据几乎毫无疑问证实了 HD 209458b 周围存在着膨胀且逃逸的大气层。

2.5 HD 189733b 和 GJ 436 b

2.5.1 HD 189733b

除了 HD 209458b 外，在热木星 HD 189733b 和热海王星 GJ 436b 上也探测到了膨胀的大气层。

HD 189733b 由 Bouchy 等人^[67] 在 2005 年发现。该系统距离太阳只有 19.3 pc，比 47 pc 外的 HD209458 距离太阳更近。它的 Ly α 流量几乎比 HD209458 强 10 倍^[68]，因此，该系统更容易进行凌食观测。通过分析 HET 的观测数据，2008 年 Redefield 等人^[69] 得到 HD 189733 的 Na 谱线吸收信号，发现了这颗行星的大气层。中性 Na 被认为存在于行星的低层大气。随后，Lecavelier des Etangs 等人^[70] 于 2010 年探测到中性 H 大气，他们分析了 HST-ACS 上的观测光谱，发现在低分辨率下 Ly α 线的吸收约为 5.1%。Lecavelier des Etangs 等人^[71] 在 2011 年通过观测再次证实了 Ly α 有 5% 的吸收信号。在这次观测中，Ly α 谱线蓝端的吸

收深度高达 $14.4\% \pm 3.6\%$, 对应的星风速度高达 $180 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 。然而早在 2010 年的另一次观测中, 没有发现任何过量的吸收。因此, 在这个系统中的吸收信号随时间变化。

2012 年 Jensen 等人^[62] 利用 HET 望远镜, 发现 HD 189733b 对主星 $\text{H}\alpha$ 谱线有超量吸收, 在 16 \AA 波长宽度 (距离 $\text{H}\alpha$ 线心 $\pm 8 \text{ \AA}$) 的平均超量吸收为 $0.087\% \pm 0.015\%$, 在线心的超量吸收深度可达到 2%。尽管探测结果令人鼓舞, HD 189733 的 $\text{H}\alpha$ 探测结果仍然存在争议。Barnes 等人^[63] 分析了 HARPS-ESO 对 HD 189733 的观测数据, 提出 $\text{H}\alpha$ 的观测信号主要是恒星活动干扰的结果, 但不排除部分超量吸收信号来自行星大气。Cauley 等人^[64] 分析了 HARPS-ESO 和 HIRES-Keck 的数据, 他们认为 $\text{H}\alpha$ 的信号更可能来自行星大气, 但也不排除恒星活动的影响。

此外, Ben-Jaffel 和 Ballester^[66] 探测到中性 O 的吸收深度为 $6.4\% \pm 1.8\%$ 。有趣的是, 超量吸收也通过 X 射线观测被探测到, 这可能为研究膨胀的行星大气打开了一个新通道。

最后, Salz 等人^[72] 2018 年通过分析 CARMENES 的红外观测数据, 发现 HD 189733b 对主星 He 的三重线 (波长分别为 $10\,830.33 \text{ \AA}$, $10\,830.25 \text{ \AA}$ 和 $10\,829.09 \text{ \AA}$) 的超量吸收。这些吸收线可以从地面观测且不受星际吸收的影响。在 2.6.4 节中, 我们将详细介绍 He 三重线的发现背景。

2.5.2 GJ 436b

GJ 436b 是第一颗探测到膨胀大气的热海王星。Kulow 等人^[73] 2014 年探测到行星凌食时对主星 $\text{Ly}\alpha$ 的吸收深度为 $8.8\% \pm 4.5\%$, 在凌食后 2 h 的吸收深度高达 $22.9\% \pm 3.9\%$ 。因而他们推测这很可能是第一次探测到由 Schneider 等人^[74] 最先提出的彗尾状的膨胀大气结构。Ehrenreich 等人^[75] 分析了 2013 年 6 月 18 日和 2014 年 6 月 23 日的 HST-STIS 数据, 并报道了 GJ 436b 在 $\text{Ly}\alpha$ 蓝端 ($-120 \sim -40 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$) 的平均吸收深度约为 56.3%。图 3 给出 Ehrenreich 等人探测到的 GJ 436 $\text{Ly}\alpha$ 光谱, 图 4 为 $\text{Ly}\alpha$ 光变曲线。他们证实了行星周围应该有一个椭圆形的、光学厚的 H 大气。Ehrenreich 等人提出他们的观测结果与 Kulow 等人的结果存在差异, 因为 Kulow 等人用了一个不准确的星历。然而, 他们的观测都表明 GJ 436b 存在大气逃逸。

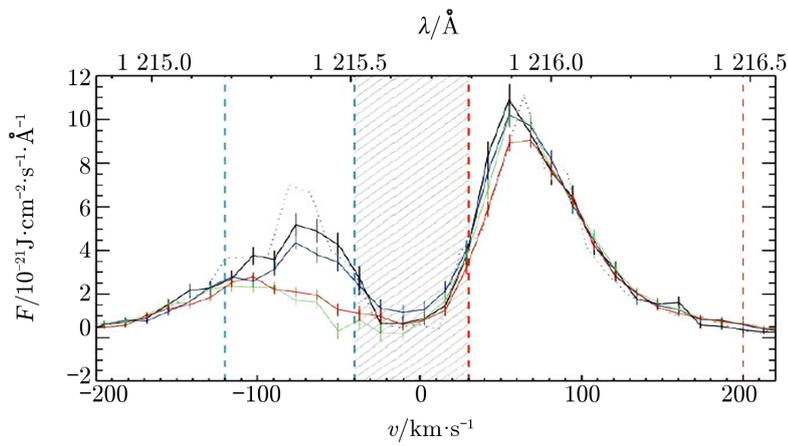
2.6 其他系外行星大气的发现

这里我们将简要介绍 WASP-12b, KELT-9b, KELT-20b, WASP-107b, HAT-P-11b 和 WASP-69b 膨胀大气的发现。表 1 列出了这些行星的半径、质量和轨道半径。

2.6.1 WASP-12b

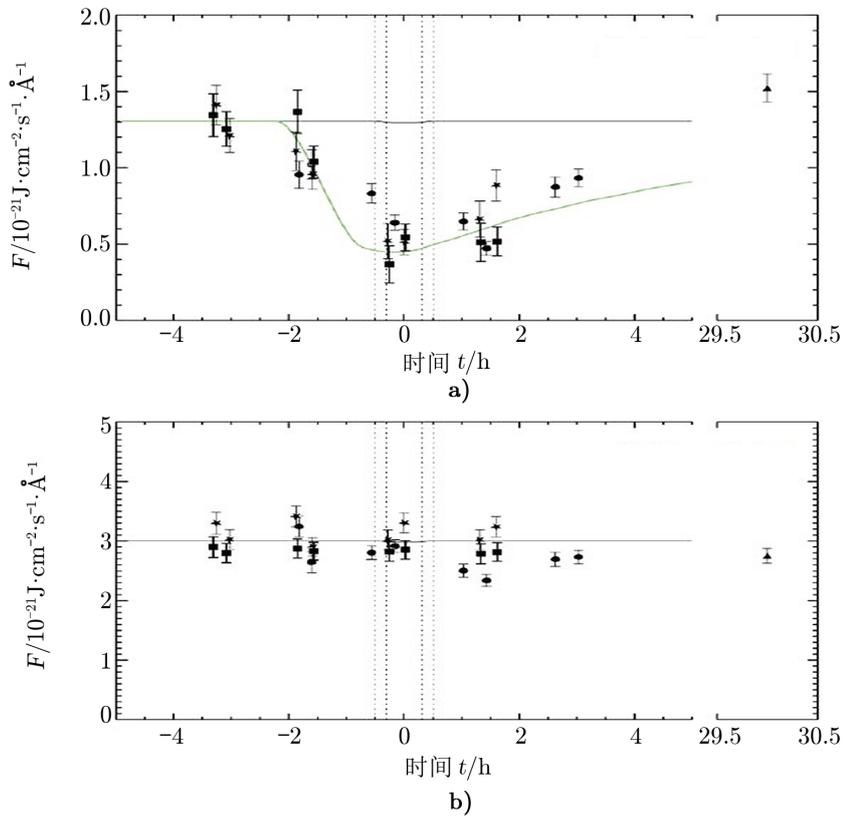
Fossati 等人^[76] 2010 年利用 HST/COS 探测到 WASP-12b 膨胀的大气, 并发现在 NUV 范围内有几条金属线的超量吸收, 如 Mg 吸收线。这一发现在另外两项观测任务中得到了证实^[77, 78]。

Jesen 等人^[79] 给出了 2012 年 3—4 月 HET 观测的 WASP-12b 的透射光谱。他们发现了 $\text{H}\alpha$ 和 Na 原子线的吸收特征。然而, $\text{H}\alpha$ 的信号是否来自于行星气体的吸收还有待进一步证实。



注：黑色表示凌食外，蓝色表示凌食前，绿色表示凌食中，红色表示凌食后。

图 3 GJ 436b Ly α 凌食光谱^[75]



注：a) Ly α 谱线蓝端的相对流量随时间的变化；b) 谱线红端的情况。可以看出，在凌食过程中，谱线蓝端吸收可高达 56%。

图 4 GJ 436b 的 Ly α 的凌食光变曲线^[75]

2.6.2 KELT-9b

热巨星 KELT-9b 围绕着一颗 A 型星运动, 是目前所知系外行星中温度最高的行星之一 (昼面温度约 4 600 K)^[80]。Yan 和 Henning^[81] 2018 年报道了在 KELT-9b 周围首次探测到的膨胀的热 H 大气。该探测是通过测量原子 H 的 H α 超量吸收来实现, 这个超量吸收深度在 H α 线心约为 1.15%。也就是说, 在 H α 线心观测行星的有效半径为 1.64 R_p 。因该行星的洛希瓣约为 1.91 R_p , H α 的吸收信号表明这个行星上有一个延伸的 H 大气, 可能接近洛希瓣并经历流体动力学逃逸。

2.6.3 KELT-20b

热木星 KELT-20 b 是受到主星辐射最强的行星之一。Casasayas-Barris 等人^[82] 利用 HARPS-ESO 观测到该系统的一次凌食现象, 并分析了 Na 和 H α 的透射光谱。他们发现在 0.75 \AA 波长范围, Na 原子双线的平均吸收为 0.17% \pm 0.03%。同时, 他们观测到 H α 在线心的吸收为 0.6% \pm 0.1%; 在 0.75 \AA 波长范围的平均吸收为 0.59% \pm 0.08%, 这相当于 1.2 \pm 0.04 R_p 。像其他围绕 A 型恒星运行的行星, KELT-20b 从其宿主恒星接收大量的紫外能量, 这种能量导致大气膨胀并激发 H 原子产生 H α 的吸收。

然而, 这些分析仅仅基于一次凌食观测。为了进一步研究这些观测信号以及行星表面大气的性质, 还需要更多的观测数据。

基于以上观测事实, 我们发现从 H 的 Ly α 和 H α 吸收信号都可以推断出大气逃逸的情况。然而, 这两种吸收信号的观测各有其特点。Ly α 的光子波长在紫外波段, 会被星际介质中的 H 原子吸收而影响谱线的观测。此外, 地冕会发射 (或吸收) Ly α 谱线, 因此地面望远镜很难对其进行探测, 因而目前只有空间望远镜能够对其进行探测。由于 Ly α 的吸收主要来自于数目相对较多的基态 H 原子, 吸收深度较深而相对容易探测, 对望远镜的分辨率要求不是特别高。相比而言, H α 谱线受星际介质的影响较小, 可以利用地面望远镜对其进行观测。但 H α 的吸收主要来自于数目较少的第一激发态的 H 原子, 这要求大气有相当高的温度。通常情况下, H α 的吸收深度较低, 分辨率较高的望远镜才能进行探测。此外, 恒星的活动也会影响 Ly α 和 H α 的观测信号, 这会对行星大气的分析造成一定的干扰。将 Ly α 与 H α 的观测结合起来, 有助于我们进一步了解富 H 行星的大气。

2.6.4 WASP-107b

He 是宇宙中仅次于 H 的第二大元素, 也是太阳系中气态巨行星的主要组成部分。Seager 和 Sasselov^[83] 2000 年提出理论模型并预测 He 是太阳系外行星大气中最容易探测到的物质之一, 特别是在膨胀和逃逸的大气中。然而, 对 He 的搜寻一直没有成功。2018 年 Spake 等人^[84] 首次在一颗系外行星上发现 He, 这也是人们第一次在红外波段探测到一个膨胀的系外行星大气。他们报道了基于 HST 数据的气体巨星 WASP-107b 透射光谱中 He 的三重线 (He 10 830 \AA) 大气吸收的探测。图 5 为 Spake 等人^[84] 得到的 He 三重线透射光谱。他们发现 He 三重线在 98 \AA 的波长范围的平均超量吸收为 0.049% \pm 0.011%, 这个吸收信号表明 WASP-107b 的物质损失率可达到 $10^{10} \sim 3 \times 10^{11} \text{ g}\cdot\text{s}^{-1}$, 并且逃逸大气可能具有辐射压形成的彗星状气体尾。然而, 由于受 HST 的红外仪器的光谱分辨率限制, 人们无法通过

吸收线来对大气温度或速度进行详细研究。

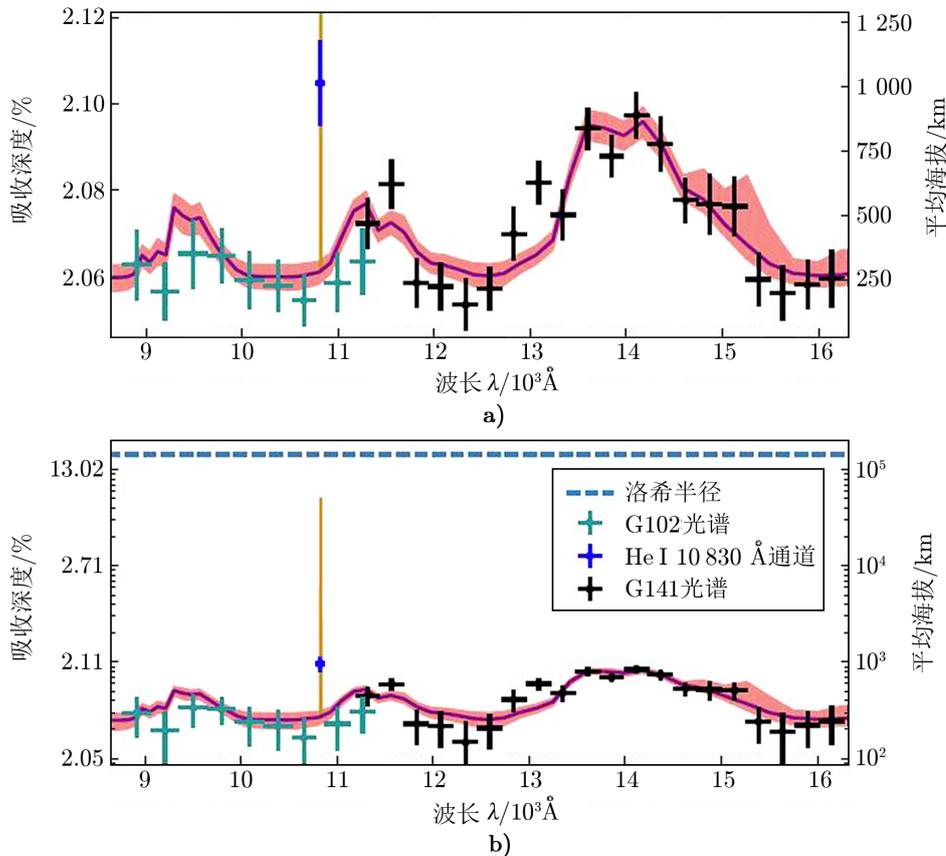


图5 WASP-107的He三重线凌食光谱^[84]

2.6.5 HAT-P-11b

Allart 等人^[85]使用地面高分辨率望远镜观测温海王星质量系外行星 HAT-P-11b 的凌食过程，发现了中性 He 的近红外三重态的超量吸收信号。He 的吸收信号在两次独立的凌食过程中是可重复的，在 10 832.84~10 833.59 Å 波长范围的平均吸收深度为 1.080 5%。他们用行星高层大气的三维模型模拟吸收光谱，发现膨胀大气厚度大于 $5 R_p$ 且具有较大的大气标高，并估计 He 质量损失率不高于 $3 \times 10^5 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$ 。吸收的净蓝移或可以解释为以 $3 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ 的速度从昼面吹向夜面的高空环流导致^[86]。

2.6.6 WASP-69b

土星质量的系外行星 WASP-69b 围绕一颗活跃恒星运行，周期为 3.868 d。由于其较大的大气标高，以及较大的行星-恒星半径比，它是研究膨胀大气的理想对象^[87]。Casasayas-Barris 等人^[88] 2017 年探测到了这颗星 NaD 线的超量吸收为 $5.8\% \pm 0.3\%$ 。

Nortmann 等人^[89] 2018 年利用地面高分辨率光谱技术探测到 He 三重态在 10 830 Å

处的超量吸收。将两次独立的凌食观测合并分析, 他们得到了超量吸收深度为 $3.59\% \pm 0.19\%$ 。同时对谱线几千米每秒的蓝移和凌食后的吸收, 他们解释为部分拖在行星后面逃逸大气层以彗星状的形式存在。

3 系外行星大气逃逸的主要影响因素

在第 2.1 节中, 我们描述了热气体行星大气逃逸的简化过程。本章将介绍影响大气逃逸过程的几个主要因素, 它们决定了行星大气以什么样的方式逃逸, 对行星的物质损失率和凌食吸收信号都会产生重大影响。

3.1 恒星 XUV 能谱输入

恒星的 XUV 能谱输入是影响行星大气的一个关键因素。受到星际介质的影响, 极紫外波段能谱的观测十分困难。有些作者通过恒星的 X 射线波段观测来推测极紫外波段能谱。对不同年龄和质量的恒星, XUV 总的积分流量是不同的。Sanz-Forcada 等人^[90] 2011 年在大量样本分析基础上给出了恒星的年龄-XUV 光度关系, 见式 (1) 和 (2)。然而, 这只在一定条件下适用, 如只适合晚型 F 到早型 M 星。对于一些小质量恒星, 人们通过 MUSCLES (Measurements of the Ultraviolet Spectral Characteristics of Low-mass Exoplanetary Systems) 宝藏巡天观测来构建这类恒星的 XUV 光谱^[91-93], 表示为:

$$\lg L_{\text{EUV}} = (29.12 \pm 0.11) - (1.24 \pm 0.15) \lg t_s, \quad (1)$$

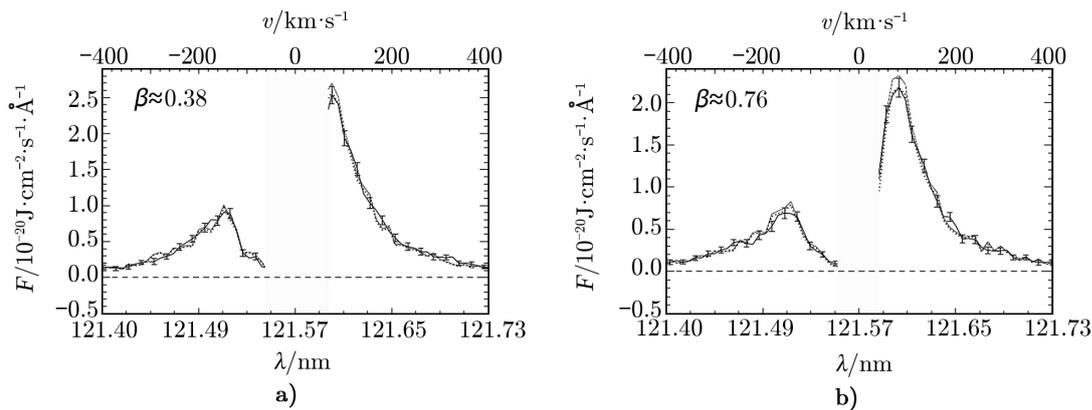
$$L_X = \begin{cases} 6.3 \times 10^{-4} L_{\text{bol}} (t_s \leq t_i) \\ 1.89 \times 10^{28} t^{-1.55} (t_s > t_i) \end{cases}, \quad (2)$$

其中, $t_i = 2.03 \times 10^{20} L_{\text{bol}}^{-0.65}$, L_X 和 L_{EUV} 分别是 X 射线和极紫外波段的光度, L_{bol} 为热光度, t_s 是恒星年龄。

总的积分流量会影响行星大气的物质损失率。同时, Guo 和 Ben-Jaffel^[94] 2016 年的研究表明, 极紫外能谱分布也会影响行星大气的成分。他们用谱指数来表征极紫外能谱中高能端与总能量的比值, 并发现当极紫外能谱分布以低能谱区 (400~900 Å) 为主时, 光电离效应显著, 因此 H/H^+ (H 和 H^+ 数密度相等的位置) 在较低的大气层出现。相比之下, 当大多数光子集中在高能谱区 (50 ~ 400 Å) 时, H/H^+ 出现在大气更高层。通过改变主星 HD 189733 的极紫外能谱分布, 他们可以解释 2010 年和 2011 年观测到的 $\text{Ly}\alpha$ 随时间变化, 见图 6。

3.2 大气的光化学

一般行星大气的底部温度较低 (100 ~ 1 000 K), 有相当数量的分子气体存在。由于这些离主星很近的行星普遍受到较强的 XUV 辐射, 大气中的分子会发生光致离解和光致电离等过程。这些光致反应的产物会与其他化学元素发生进一步的化学反应。大气中的光化学反应极大地改变了行星大气的化学组成, 并且进一步影响大气中的物理过程。 H_2 的光致电离产物会进一步产生 H_3^+ , 而 H_3^+ 是大气中重要的辐射制冷元素^[43]。另外, 大气中的化学



注: a) 拟合的 2010 年的 HD 189733 Ly α 凌光谱线; b) 拟合的 2011 年观测到的凌光谱线。

图 6 HD 189733 Ly α 凌光谱线的拟合结果^[94]

过程往往是放热的, 这些化学过程中伴随的能量过程也是大气中重要的能源机制^[39]。目前较为成熟的大气逃逸模型都包括 H, He, C, N 和 O 等原子的光化学过程^[94-96], 有的也包括 CO₂ 和 H₂O^[39, 45]。

3.3 行星磁场

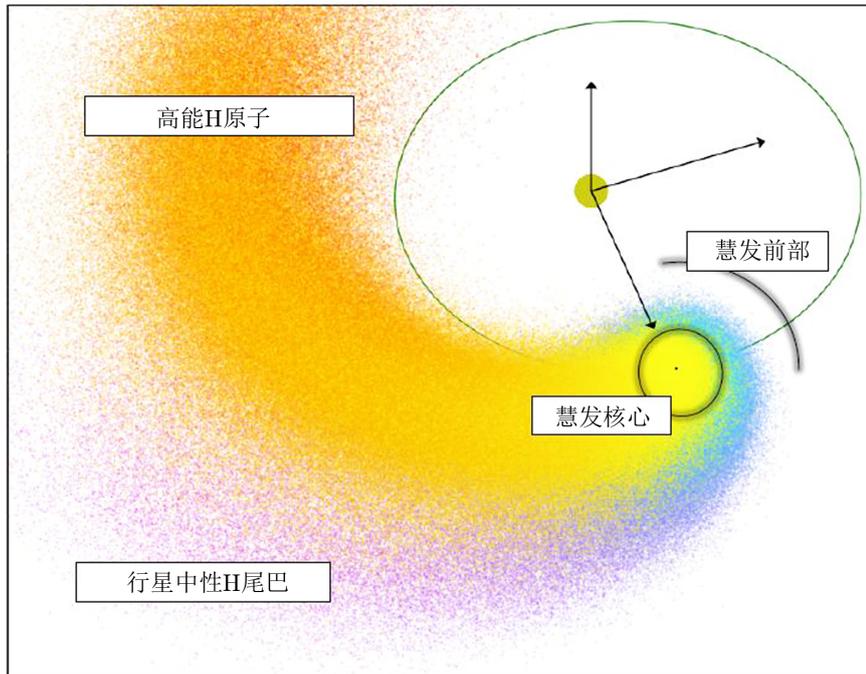
热木星的磁场还无法准确测量^[97]。在行星大气中, 磁场的存在可以使电子在射电波段产生回旋脉泽辐射。Lecavelier des Etangs 等人^[98] 2011 年对 HD 209458b 和 HD 189733b 的射电辐射给出了一个上限, 由此推测木星的磁场强度比热木星的磁场强度强几倍 (木星赤道区磁场强度约 4.3×10^{-4} T)。但由于观测的限制, 这并不是严格的上限。对于 WASP-12b, Vidotto 等人^[99] 推导出磁场强度的上限为 2.4×10^{-3} T。由于热木星很可能潮汐锁定, 它们的自转周期等于轨道周期。较慢自转产生的磁场很可能比木星的弱。然而, Christensen 等人^[100] 认为行星磁场的产生在一定条件下不依赖于它的自转速率。特别是平均密度低的热木星, 它的内部拥有很高的热量流, 进而会驱动强烈的热对流而导致磁场的产生。因此, 快速的自转可能不是产生磁场的必要因素。

3.4 大气的非球对称性质

实际上, 行星大气的位形不是完全球对称的。靠近行星表面时, 球对称的假设是有效的。当行星大气逃离行星洛希瓣以外, 将受到恒星引力的影响, 因而行星大气的流动模式变得复杂。另外, 由于许多行星离主星非常近, 行星可能被它们的主星潮汐锁定, 以至于始终只有一面面对主星。在这种情况下, 行星在其昼面接收到来自主星的辐射, 通过子午 (切线) 方向的环流将能量带到夜面。观测发现, 夜面比昼面的温度低 $50 \sim 100$ K^[36]。事实上, 当行星被潮汐锁定时, 行星大气在夜面和昼面的运动状态、温度分布和粒子分布也不同, 昼-夜面之间的能量转移使行星大气逃逸减弱^[86, 101]。因此, 一维球对称大气模型仅反映了恒星-行星连线的物理性质, 不能反映真实的大气结构。此外, Tremblin 和 Chiang^[102] 的模拟表明, 恒星风会影响行星风, 而恒星自转会引起恒星风产生螺旋结构^[38]。由于引力势、行星

的轨道速度以及与恒星风的相互作用, 行星大气逃逸到洛希瓣外会形成彗尾状的结构^[74]。

能否探测到彗尾状结构取决于行星风的强度和受到的辐射水平。受到中等辐射的小气体行星, 可能出现中性的行星大气, 这种情况下可能会探测到彗星的形状。GJ 436b 就是一个很好的例子。Bourrier 等人^[103] 2016 年给出了 GJ 436b 周围 H 大气的结构示意图, 见图 7。受强烈辐射影响的大质量行星会产生微弱但高度电离的大气, 这种情况下彗尾状结构 Ly α 观测信号不明显。



注: 颜色区分了组成 H 云两种 H 原子的不同起源。蓝紫色区域是来自于行星大气的中性 H, 黄橙色区域是由于恒星风质子与行星大气 H 原子电荷交换后产生的高能 H 原子。

图 7 GJ 436b 中性 H 云外逸层的不同区域^[103]

3.5 恒星风的影响

理想的大气逃逸模型假设大气的外围是真空, 因此行星大气可以毫无阻碍地被抛射。事实上, 行星处在恒星风的包围之中。如果恒星风的压强足够高, 行星的昼面恒星风也许可以强烈地抑制行星大气逃逸^[15]。尽管行星大气被恒星风包围在一个有限的体积内, 但是行星的物质依然可以在行星的夜面逃逸。另外, 在恒星风与行星大气的接触面, 恒星大气所携带的热离子 (温度为 $10^5 \sim 10^6$ K) 与行星大气中冷的原子 (温度为 $10^3 \sim 10^4$ K) 会发生电荷交换作用。比如恒星风中热的 H 离子可以与行星大气中冷的 H 原子发生电荷交换, 从而产生热的 H 原子 ($H^+(\text{hot}) + H(\text{cold}) \rightarrow H^+(\text{cold}) + H(\text{hot})$)。通过电荷交换反应产生的热 H 原子可以解释 HD 209458b 的 Ly α 的超量吸收^[104]。然而, 这样的模型必须假设一个 H 的逃逸率, 因此, 应该进一步建立一个物理自洽的模型。

4 大气逃逸的理论模型

热木星大气环境的复杂性也反映在对观测到的吸收信号的解释存在持续的分歧。在发现 HD 209458b 膨胀大气的研究中, Vidal-Madjar 等人^[55]仅对 Ly α 的超量吸收进行了解释: Ly α 辐射压可能加速中性 H 气体并使大气在行星洛希瓣上方形成彗星尾状的结构。自人们在 HD 209458b 中发现膨胀大气以来, 至少提出四种不同模型对 HD209458 b 的吸收信号进行了解释。然而, 为了给读者一个清晰的物理图像, 我们将首先简要介绍估算行星物质损失率的能量限制理论^[42]。

4.1 能量限制理论

行星吸收的 XUV 辐射可加热大气, 使大气中的粒子克服行星引力势并提供粒子的动能和热能。假设行星有一个非常延展的大气层, 且大气的外逸层底大于行星的洛希半径^[42, 105]。将一维能量守恒方程从热层底部 ($R_0 \simeq R_p$) 开始积分直到洛希瓣边界 (R_L), 我们就得到了系外行星物质损失率的方程:

$$\dot{M} = \frac{\pi F_{\text{XUV}} \eta R_{\text{XUV}}^2}{\Delta\phi + \frac{v_{R_L}^2 - v_{R_0}^2}{2} + c_p(T_{R_L} - T_{R_0})}, \quad (3)$$

其中, $\pi F_{\text{XUV}} \eta R_{\text{XUV}}^2$ 是由于吸收恒星的 XUV 而提供给整个行星大气层的净辐射功率 (由于大气的红外辐射等冷却会损失部分能量), $\eta = (H_{\text{heating}} - L_{\text{cooling}})/F_{\text{XUV}}$ 为加热效率; $\Delta\phi$ 为大气粒子从大气下边界到洛希瓣边界克服的引力势能; v_{R_0} 和 v_{R_L} 分别为大气下边界和洛希瓣边界处的气体速度, c_p 是单位质量气体在恒压下的比热容, T_{R_0} 和 T_{R_L} 分别为气体在下边界和洛希瓣边界的温度。 T_{R_0} 的值约等于系外行星的有效辐射温度。在式 (3) 中的动能项 $\frac{v_{R_L}^2 - v_{R_0}^2}{2}$ 和热能项 $c_p(T_{R_L} - T_{R_0})$ 有时可忽略不计。因此, 该方程可以简化为:

$$\dot{M} = \frac{\pi F_{\text{XUV}} \eta R_{\text{XUV}}^2}{\Delta\phi}. \quad (4)$$

式 (4) 就是能量限制方程。能量限制方程是估算行星物质损失率的一种简便方法^[42], 它预言的物质损失率在本质上是行星吸收的能量决定的。

Erkaev 等人^[105]对此理论进行了修正, 加入了恒星潮汐力的影响并发现潮汐力可以提高物质损失率。根据这些工作可知, $\Delta\phi = \frac{GM_p}{R_p} K(\xi)$, 且修改后 (简化) 的能量限制方程是:

$$\dot{M} = \frac{3\beta^2 \eta F_{\text{XUV}}}{4 K(\xi) G \rho}. \quad (5)$$

其中,

$$K(\xi) = 1 - \frac{3}{2\xi} + \frac{1}{2\xi^3}, \quad (6)$$

$$\xi = \left(\frac{M_p}{3M_\star}\right)^{\frac{1}{3}} \frac{a}{R_p}. \quad (7)$$

其中, β 为膨胀半径比, 即 XUV 吸收半径 R_{XUV} (即特征吸收半径, 此时平均光深为 1) 与行星半径 R_p 的比值; ρ 为行星平均密度, G 为引力常数; $K(\xi)$ 为恒星潮汐力引起的势能简化因子^[105]。Watson 等人^[41] 和 Lammer 等人^[42] 假设膨胀半径比 β 为 R_L/R_p , 其中 R_L 约等于行星洛希半径。在随后的流体动力学模拟包括光化学模型, Yelle 认为 β 小于 R_L/R_p , β 约为 1.1 ~ 1.3。对气体巨行星, 通常假设 β 约为 1.0^[106, 107]。而对体积较小的行星, β 的值可能为 2.0 ~ 3.0^[108]。实际上特征吸收半径可能随不同波长而变化, 所以他们估算的 β 可能不太准确。Salz 等人研究了一系列样本行星, 在他们的工作中, β 的范围为 1.04 ~ 1.75。

行星大气的加热效率 η , 不仅与恒星的 XUV 辐射相关, 而且与行星大气自身的辐射制冷机制有关。行星大气吸收了来自于恒星的 XUV 辐射后, 通过辐射制冷可以重新释放一部分被吸收的能量, 并且大气的辐射制冷机制会抑制大气的逃逸。在这些制冷机制中, 常用的是 H_3^+ 的红外辐射制冷。 H_3^+ 的制冷主要作用在大气的底层。除此之外, 还有其他的制冷机制, 如 $\text{Ly}\alpha$ 冷却^[15], 自由-自由辐射以及重元素的束缚-束缚辐射等。 $\text{Ly}\alpha$ 冷却主要作用在中层大气 ($1.2R_p \sim 1.8R_p$)^[101]。到目前为止, 不同的工作采用了不同的物理假设。例如, Yelle^[43] 使用了 H_3^+ 的制冷机制, 提出大气底部的加热效率可达 0.5 ~ 0.6, 到高层大气加热效率可下降至 0.1。Salz 等人工作中也考虑了 $\text{Ly}\alpha$ 的冷却, 并提出加热效率 η 可低至 10^{-8} , 最高约为 0.36。我们发现, 依赖于行星的不同参数, η 在 0.06 ~ 0.45 之间^[109]。事实上, 尽管能量限制方程预言了基本合理的物质损失率, 但是由于必须给定加热效率和 XUV 的吸收半径, 与流体动力学模型的结果比较, 我们发现在特定的加热效率 η 下, 物质损失率不确定性较大。

4.2 大气逃逸的流体动力学模型

许多作者已经建立了在恒星极紫外 (或 XUV) 辐射下的一维行星大气逃逸模型, 通过解流体的动量、能量和连续性方程, 可以模拟出行星大气的温度、速度和密度等结构。行星大气可以用以下流体动力学方程表示^[94, 110] (这里只给出一维的情况):

$$\frac{\partial n_j}{\partial t} + \nabla \cdot (n_j \mathbf{u}) = S_j, \quad (8)$$

$$\frac{\partial n\mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (n\mathbf{u}\mathbf{u}) + \nabla p = n\mathbf{a}_{\text{ext}}, \quad (9)$$

$$\frac{\partial [n(e + \frac{u^2}{2})]}{\partial t} + \nabla \cdot [n\mathbf{u}(e + \frac{u^2}{2})] + \nabla(p\mathbf{u}) = n\mathbf{a}_{\text{ext}} \cdot \mathbf{u} + Q, \quad (10)$$

其中, n_j 和 n 分别是粒子 j 的数密度和整体数密度, \mathbf{u} 为整体速度, S_j 是粒子的产生和消失项 (即源项)。比内能 $e = \kappa T(\gamma - 1)\mu$, 这里 μ 为平均分子量, γ 等于 5/3。由行星和恒星的引力及行星绕恒星转动的离心力所产生的加速度 \mathbf{a}_{ext} 可表示为:

$$\mathbf{a}_{\text{ext}} = -\frac{GM_p}{r^2} + \frac{GM_\star}{(D-r)^2} - \frac{GM_\star(D-r)}{D^3}, \quad (11)$$

其中, M_p 和 M_\star 分别为行星和恒星的质量, r 是粒子到行星的距离, D 为行星与恒星中心连线的距离。 $Q = H - L$ 为净加热率。 H 是来自恒星的加热, L 为大气的制冷。大气吸收

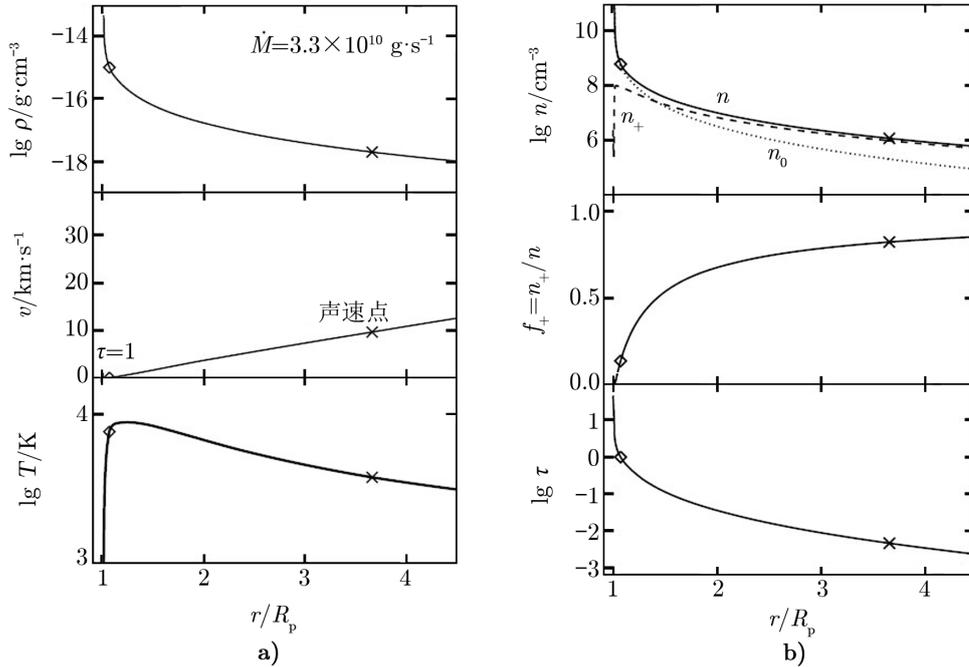
的恒星辐射可表示为:

$$H = \int_{R_p}^{R_{i\max}} \left(\sum_{j,\nu} n_j \eta_{j,\nu} F_\nu e^{-\tau_\nu} \sigma_{j,\nu} dr \right), \quad (12)$$

其中, $R_{i\max}$ 为行星大气的外边界, $\eta_{j,\nu}$ 为加热效率。

不同模型的模拟给出的物质损失率一般在 $10^9 \sim 10^{11} \text{ g}\cdot\text{s}^{-1}$, 温度可达几千开到 $1 \times 10^4 \text{ K}$ 。它们的速度随着半径的增长而增加, 其速度的量级在几到几十千米每秒^[15, 43-46, 48, 94, 108, 110]。

Murray-Clay 等人^[15] 2009 年模拟出大气结构, 见图 8。图 8a) 是使用类 HD 209458 系统参数 (一颗质量 $M_p = 0.7 M_J$ 且半径 $R_p = 1.4 R_J$ 的位于 0.05 AU 处的行星, 主星质量为 $1 M_\odot$, 输入的恒星 UV 流量为 $4.5 \times 10^{-5} \text{ J}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$) 得到的行星大气密度、速度和温度结构随距行星中心距离的变化。在每个子图上, 声速点都用 “×” 标出, 并且光学深度 $\tau = 1$ (平均光致电离面) 用菱形标记。注意到光学深度 $\tau = 1$ 的地方几乎与温度最高的地方重合, 这是因为光学深度 $\tau = 1$ 处近似表征 UV 辐射被吸收的高度, 被吸收的 UV 用来加热大气使大气温度达到最高, 随后大气通过绝热膨胀等过程会迅速降温。这颗行星的物质损失率最大为 $\dot{M} = 4\pi r^2 \rho v = 3.3 \times 10^{10} \text{ g}\cdot\text{s}^{-1}$ 。图 8a) 和 b) 所使用的行星参数相同, 这里分别给出中性 H 数密度 n_0 、电离 H 数密度 n_+ 及中性 H 和电离 H 的总数密度 n , 电离度 $f_+ = n_+/n$ 和光学深度 τ 随大气高度的变化。



注: a) 从上到下依次为大气的密度、速度和温度结构; b) 从上到下依次是 H 的数密度、电离度和光学深度。

图 8 Murray-Clay 等人^[15] 得到的大气结构

Murray-Clay 等人采用单色光近似 (20 eV, 相当于 620 Å) 计算了大气的加热和电离。在他们的工作中, HD 209458b 大气中 H/H⁺ (H 原子和 H 离子数密度相等的地方) 出现在约 2 R_p 。Koskinen 等人^[96] 2013 年使用了 0.1 ~ 1050 Å 的 XUV 能谱, 发现 HD 209458b 行星大气中 H/H⁺ 出现在约 3 R_J 。Guo 和 Ben-Jaffel 2016 年提出极紫外辐射谱的轮廓对行星大气结构有重要影响: 当高能辐射占主导时 (谱指数为 0.945), H/H⁺ 出现在 10 R_J ; 当低能辐射占主导时 (谱指数为 0.448), H/H⁺ 出现在 1.6 R_J 。这进一步说明单色能谱假设对行星大气结构的分析会带来偏差。

此外, 还有一些作者研究了 X 射线和极紫外辐射单独驱动下的大气逃逸。Owen 和 Jackson^[16] 2012 年讨论了 X 射线和极紫外辐射驱动下近轨道距离行星大气的逃逸。他们发现大多数行星的大气逃逸都开始于 X 射线驱动, 因为早期的恒星 X 射线流量很强。随着 X 射线流量的逐渐变弱直至低于某临界值时, 大气逃逸会过渡到由极紫外辐射驱动。两种驱动都可以使大气进行流体动力学逃逸。杨沫^[111]比较了 X 射线和极紫外辐射驱动下的逃逸大气, 发现在大部分情况下用极紫外辐射直接代替 XUV 不会带来明显偏差。然而, 对于年轻恒星-行星系统中短周期的小质量行星, X 射线的加热不可忽略; 对于较大质量行星, 如果主星 X 射线流量很强, 则同样需要考虑 X 射线的作用。

一般来说, 用一维模型可得出类似的结果。Koskinen 等人^[96] 2013 年研究了前人对大气结构模拟的差异, 发现这些是由不同的数值格式、不同的边界条件或不同的辐照假设所引起的。一维模拟的最大优势是可以用来研究单个物理过程或因素对大气逃逸的影响。例如 Murray-Clay 等人^[15] 发现 Ly α 制冷是 HD209458 b 的大气中一个很重要的能量耗散。如今, 这些问题只在一维模型中得到了研究。在已经发表的多维模型中, 许多物理细节常常被忽略。

尽管能够得到类似的大气结构, 球形大气能否解释 HD 209458b 的吸收信号依然存在分歧。例如, Vidal-Madjar 等人^[55] 2003 年仅对 Ly α 的超量吸收给出解释, 即 Ly α 辐射压力可能加速中性 H 气体使得大气在行星洛希瓣上方形成彗星尾巴的结构。然而, Koskinen 等人^[96] 用一维球对称模型结果同样可以拟合 Ly α 的吸收信号。对于 HD 189733b 和 GJ 436b, 一个理想的球对称膨胀大气很难解释观测到的吸收信号。Salz 等人^[112] 使用一维球对称流体动力学模型模拟了 HD 189733b 和 GJ 436b 的大气结构。HD 189733b 的 Ly α 吸收是在速度高达 $-250 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 和 $100 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 左右时发现的。球对称的逃逸不会产生这样不对称的信号。GJ 436b 在行星凌食期间和之后显示出很深的不对称吸收信号, 这个信号不能用球形大气来解释, 而是需要一个类似于彗尾状的大气结构来解释^[75]。

上述的一维模型给出了球对称的逃逸热大气层, 球对称的假设在一定范围内 (洛希半径内) 是合理的。尽管很多行星是潮汐锁定的, 但随着高度的增加, 昼夜面的影响将变得不重要。在流体动力学模拟中, 昼面向夜面的物质流可以部分抵消静力学模拟中两侧存在的强温度偏差。Stone 和 Proga^[113] 2009 年的研究表明, 轴对称二维模拟的质量损失率是球对称情况的 1/4。因此, 如果在一维模拟中正确地处理能量输入, 所得到的质量损失率就是一个有效的估值。Guo^[86] 2013 年建立了一个具有详细辐射转移的二维流体动力学模型来描述粒子的逃逸, 通过比较潮汐锁定与非潮汐锁定两种情况, Guo^[86] 发现在非潮汐锁定的情况下,

风的底部径向速度高于切向速度。然而,在潮汐锁定的情况下,切向速度控制着风的底部流动,它们可以有效地将质量和能量从昼面转移到夜面。由于逃逸在极地区域受到恒星潮汐力的抑制,非潮汐锁定模型预测的质量损失率约为一维模型的1/2。而潮汐锁定的结果表明,物质损失率为一维模型的1/5~1/4。与一维模型的差距,似乎说明了行星接收辐射面积(πr^2)与总面积的比值($4\pi r^2$)。由于光学深度差异,在昼夜两侧H原子的分布也显示出一定的变化。这样的不对称大气也被三维模拟证实。Tripathi等人^[114]2015年对一个具有较小质量和较大半径行星的3D模拟表明,不对称的结构确实存在,但是与一维的模型比较,物质损失率的减小微不足道。考虑到不同作者研究的对象具有不同质量和半径,物质损失率随行星物理参数的变化应该被进一步研究。

4.3 磁流体的大气逃逸模拟

在理论研究中,一个类似于木星磁场强度的偶极场经常被用以模拟大气的逃逸。Trammell等人^[115]认为,热木星磁场强度范围为木星磁场强度的(0.1~10)倍。他们进一步发现强磁场可以在行星表面形成较大的磁力线闭合区域,以至于大气在行星表面的很大一部分不能逃逸。在该研究中,当行星磁场变为原来的5倍时,行星物质损失率变为原来的2/3。这样的结论也被其他的磁流体模拟支持。Khodachenko等人^[116]通过模拟发现,当行星的磁场小于 3×10^{-5} T,磁场对大气逃逸的限制是弱的;当磁场强度大于 1×10^{-4} T,磁场可以强烈地限制大气的逃逸。然而这些模型往往假设大气是全电离或者等温的,并且没有详细地描述中性气体的逃逸,因此很难得到磁场对大气逃逸的最终影响。

4.4 碰撞风和电荷交换

温度较低的行星大气与较热的恒星风碰撞会形成碰撞风。Holmström等人^[104]2008年首次提出,中性行星大气与电离恒星风之间的电荷交换是影响行星大气逃逸的重要过程。来自恒星风快速热质子与来自行星大气的中性H相互作用,通过电荷交换,可以产生高速的热中性H粒子(即高能中性原子,ENA)。这个ENA云可用来解释Ly α 线翼上强烈的吸收信号。

这个模型被Ekenbäck等人^[117]进行了改进,他们给出了元粒子模拟,采用直接仿真蒙特卡罗方法从逸散层底(指的是行星大气层在其上方变得无碰撞的高度)开始模拟行星大气。然而,无碰撞状态的假设应该被进一步验证。因为在大气变得无碰撞之前,行星大气与恒星风的相互作用就会发生。如果模型有足够多的元粒子数目,Ekenbäck等人就可以更合理地解释观测到的现象。另外,Tremblin和Chiang^[102]对湍流相互作用区域包括电荷交换在内的碰撞风的流体动力学模拟可能更适合该区域的情况。尽管可能需要电荷交换来解释高速区域(线翼部分)的吸收信号,所有碰撞风模拟都没有直接给出大气的物质损失率。此外,碰撞风的HD模拟和DSMC的粒子模拟会产生不同的结果,例如行星大气与恒星风相互作用区域的形状会有所不同。这些不同模拟得到的不同结果可能反映了碰撞风模型的不确定性。

4.5 恒星辐射压

Vidal-Madjar等人^[55]提出了恒星辐射压模型,指出逃出行星大气的中性H通过共振散射吸收来自于恒星的莱曼辐射,从而被再次加速。Bourrier和Lecavelier des Etangs^[118]

2013 年进一步改进了该模型。类似于 Ekenbäck 等人的模型, Bourrier 和 Lecavelier des Etangs^[118] 2013 年的模型也是从逸散层底开始进行蒙特卡罗粒子模拟, 该模型在两种情况下可拟合 HD 209458b^[55] Ly α 的吸收: 一种情况是当恒星辐射流量为 3 倍太阳辐射流量时, 物质损失率约为 $10^9 \text{ g}\cdot\text{s}^{-1}$; 另一种情况是当恒星辐射流量为 4 倍太阳辐射流量时, 物质损失率约为 $6 \times 10^9 \sim 10^{11} \text{ g}\cdot\text{s}^{-1}$ 。然而, 对于 2011 年 HD 189733b Ly α 蓝端 ($-230 \sim -140 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$) 的吸收信号, 用辐射压则无法单独解释, 因此, 他们进一步考虑了其恒星风的电荷交换过程。他们的结果显示物质损失率为 $4 \times 10^8 \sim 10^{11} \text{ g}\cdot\text{s}^{-1}$, 而 HD 189733 的 XUV 辐射大约为太阳的 6 ~ 23 倍。依赖于不同的物理假设, 一维的理论模型的确可以产生 $10^9 \sim 10^{11} \text{ g}\cdot\text{s}^{-1}$ 的物质损失率, 然而这样的结果往往是球对称的, 因此无法解释 HD 189733b 不对称的吸收轮廓^[112]。Bourrier 等人^[103] 2016 年研究了 GJ436b 的大气逃逸, 发现 M 型矮星 GJ 436 的低辐射压对行星大气流体动力学逃逸起着重要作用, 然而, 单凭辐射压他们无法解释每次凌食探测到的特定光谱特征。他们利用数值模拟研究了辐射压以及恒星风与行星风的相互作用, 并结合这两方面拟合了 GJ 436b Ly α 的观测信号。

5 总结与展望

到目前为止, 人们已经发现了数千颗系外行星, 行星的大气层已经成为行星研究的重要焦点。大气层通常很薄, 与行星相比其质量几乎可以忽略不计。但大气层是调节行星与其周围环境之间能量交换的关键层, 也是决定行星是否宜居的关键因素。本章主要概述一些关于系外行星中大气逃逸的研究, 以及未来的研究方向。

5.1 数值模型的改进

我们在前面提到的部分模型依赖于一些假设并忽略了某些物理过程, 实际上, 完善的数值模型应该包括所有的物理过程。这种模型可以从行星低层大气开始模拟, 因为行星高层大气在很大程度上与这些区域是相互联系的。Liu 和 Tian^[119] 通过研究发现行星大气中 C, N, O 及其离子的发射线对大气冷却有重要作用, 而这些制冷过程对大气逃逸的影响还需要进一步研究。对于受到中等辐射的行星, 大气中有分子存在, 这需要一个普适的光化学模型。多种粒子的大气模型还必须自洽地包括重元素在背景气体中的扩散, 并检验它们在轻元素的拉拽下能否逃逸。另外, 宿主恒星的活动对它们的影响有多大? 这些问题也应该被考虑。在洛希半径以外, 大气逃逸具有很强的非对称性, 需要进行三维模拟才更接近真实情况。行星大气与恒星的相互作用及电荷交换、恒星的辐射压和行星磁场等都会影响大气逃逸过程。受到较弱辐射或引力势较大的行星向稳定大气过渡的过程中, 流体动力学逃逸变弱, 非热逃逸过程会占据主导。这种包括所有物理因素的模型目前还不成熟, 因此构建这样的模型是具有挑战性的。最终, 理论模型还需要与观测结合来验证其适用性。

5.2 观测方面的进展

空间望远镜和地面望远镜的发展更有利于人们开展系外行星大气的观测研究。正在使用的凌食观测望远镜有 NGTS (Next-Generation Transit Survey), Hat-NET (Hungarian

Automated Telescope Network), Super-WASP (super-Wide Angle Search for Planets), ESO-HARPS (European Southern Observatory-High Accuracy Radial Velocity Planet Searcher) 和 UVES (Ultraviolet and Visual Echelle Spectrograph) 等。目前探测到的行星大气大部分存在于热木星和热海王星。对于目前已经确认的近 4000 颗系外行星, 小质量或小半径行星如类地行星占有很大比重。MEarth 项目 (是一个用机器人望远镜观测附近的 M 型矮星并寻找类地系外行星的天文项目), TRAPPIST (Transiting Planets and Planetesimals Small Telescope), SPECULOOS (Search for habitable planets eclipsing ultra-cool stars) 和 CARMENES (Calar alto high-resolution search for M dwarfs with exoearths with near-infrared and optical echelle spectrographs) 等望远镜主要致力于 M 型恒星系统的系外行星观测。即将升空的韦伯空间望远镜 (James Webb Space Telescope, JWST) 是哈勃太空望远镜的继任者, 可以探索遥远恒星周围的行星, 促进系外行星大气在可见光到红外波段的探测。在此之前, 系外行星凌食巡天望远镜 TESS (Transiting Exoplanet Survey Satellite) 已经正式上天。它的目标是对全天区进行凌食观测, 为 JWST 提供类地行星观测目标。中国正在筹划的 12 m 光学-红外天文望远镜将有助于探测暗弱目标源, 建成后必将使天文学家能对系外行星大气领域进行深入研究。

参考文献:

- [1] <https://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu/>, 2019
- [2] Gillon M, Jehin E, Lederer S M, et al. *Nature*, 2016, 533: 221
- [3] Cabrera J, Csizmadia S, Lehmann H, et al. *ApJ*, 2014, 781: 18
- [4] Mayor M, Queloz D. *Nature*, 1995, 378: 355
- [5] Bodenheimer P, Hubickyj O, Lissauer J J. *Icarus*, 2000, 143: 2
- [6] Mizuno H. *Progress of Theoretical Physics*, 1980, 64: 544
- [7] Teske J K. Dissertation. Arizona: Univ of Arizona, 2014: 49
- [8] Close L. *Nature*, 2010, 468: 1048
- [9] Cameron A G W. *Moon and Planets*, 1978, 18: 5
- [10] Meru F, Bate M R. *MNRAS*, 2012, 42: 2022
- [11] Marcy G, Butler R P, Fischer D, et al. *Progress of Theoretical Physics Supplement*, 2005, 158: 24
- [12] Goldreich P, Tremaine S. *ApJ*, 1980, 241: 425
- [13] Lin D N C, Bodenheimer P, Richardson D C. *Nature*, 1996, 380: 606
- [14] Nagasawa M, Ida S, Bessho T. *ApJ*, 2008, 678: 498
- [15] Murray-Clay R A, Chiang E I, Murray N. *ApJ*, 2009, 693: 23
- [16] Owen J E, Jackson A P. *MNRAS*, 2012, 425: 2931
- [17] Baraffe I, Alibert Y, Chabrier G, et al. *A&A*, 2006, 450: 1221
- [18] Lopez E D, Fortney J J, Miller N. *ApJ*, 2012, 761: 59
- [19] Chassefire E. *J. Geophys Res*, 1996, 101: 26039
- [20] Howe A R, Burrows A. *ApJ*, 2015, 808: 150
- [21] Jackson B, Miller N, Barnes R, et al. *MNRAS*, 2010, 407: 910
- [22] Jackson A P, Davis T A, Wheatley P J. *MNRAS*, 2012, 422: 2024
- [23] Guo J H. *ApJ*, 2010, 712: 1107
- [24] Owen J E, Wu Y. *ApJ*, 2013, 775: 105

- [25] Jin S, Mordasini C, Parmentier V, et al. *ApJ*, 2014, 795: 65
- [26] Lammer H, Chassefière E, Karatekin Ö, et al. *Space Sci Rev*, 2013, 174: 113
- [27] Kasting J F. *Icarus*, 1988 74: 472
- [28] Ingersoll A P. *Journal of Atmospheric Sciences*, 1969, 26: 1191
- [29] Zahnle K J, Kasting J F. *Icarus*, 1986, 68: 462
- [30] Hunten D M, Pepin R O, Walker J C G. *Icarus*, 1987, 69: 532
- [31] Guo J H. *ApJ*, 2019, 872: 99
- [32] Lammer H, Kasting J F, Chassefière E, et al. *Space Sci Rev*, 2008, 139: 399
- [33] Tian F. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 2015, 43: 459
- [34] Lammer H, Kulikov Y N, Lichtenegger H I M. *Space Sci Rev*, 2006, 122: 189
- [35] Goldreich P, Soter S. *Icarus*, 1966, 5: 375
- [36] Knutson H A, Charbonneau D, Allen L E, et al. *Nature*, 2007, 447: 183
- [37] Snellen I A G, de Kok R J, de Mooij E J W, et al. *Nature*, 2010, 465: 1049
- [38] Parker E N. *ApJ*, 1958, 128: 664
- [39] Tian F, Kasting J F, Liu H-L, et al. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 2008, 113: E05008
- [40] Lammer H, Erkaev N V, Odert P, et al. *MNRAS*, 2013, 430: 1247
- [41] Watson A J, Donahue T M, Walker J C G. *Icarus*, 1981, 48: 150
- [42] Lammer H, Selsis F, Ribas I, et al. *ApJ*, 2003, 598: L121
- [43] Yelle R. *Icarus*, 2004, 170: 167
- [44] Tian F, Toon O B, Pavlov A A, et al. *ApJ*, 2005, 621: 1049
- [45] García M. *Planet Space Sci*, 2007, 55: 1426
- [46] Penz T, Erkaev N V, Kulikov Y N, et al. *Planet Space Sci*, 2008, 56: 1260
- [47] Koskinen T T, Aylward A D, Miller S. *Nature*, 2007, 450: 845
- [48] Salz M, Schneider P C, Czesla S, et al. *A&A*, 2016, 585: 2s
- [49] Tian F, Kasting J F, Solomon S C. *Geophys Res Lett*, 2009, 36: L02205
- [50] Ribas I, Guinan E F, Güdel M, et al. *ApJ*, 2005, 622: 680
- [51] Charbonneau D, Brown T M, Latham D W, et al. *ApJ*, 2000, 529: L45
- [52] Henry G W, Marcy G W, Butler R P, et al. *ApJ*, 2000, 529: L41
- [53] Charbonneau D, Brown T M, Noyes R W, et al. *ApJ*, 2002, 568: 377
- [54] Snellen I A G, Albrecht S, de Mooij E J W, et al. *A&A*, 2008, 487: 357
- [55] Vidal-Madjar A, Lecavelier des Etangs A, Désert J M, et al. *Nature*, 2003, 422: 143
- [56] Vidal-Madjar A, Désert J M, Lecavelier des Etangs A, et al. *ApJ*, 2004, 604: L69
- [57] Ben-Jaffel L. *ApJ*, 2007, 671: L61
- [58] Ben-Jaffel L. *ApJ*, 2008, 688: 1352
- [59] Ballester G E, Sing D K, Herbert F. *Nature*, 2007, 445: 511
- [60] Ehrenreich D, Lecavelier Des Etangs A, Hébrard G, et al. *A&A*, 2008, 483: 933
- [61] Linsky J L, Yang H, France K, et al. *ApJ*, 2010, 717: 1291
- [62] Jensen A G, Redfield S, Endl M, et al. *ApJ*, 2012, 751: 86
- [63] Barnes J R, Haswell C A, Staab D, et al. *MNRAS*, 2016, 462: 1012
- [64] Cauley P W, Redfield S, Jensen A G. *AJ*, 2017, 153: 217
- [65] Vidal-Madjar A, Huitson C M, Bourrier V, et al. *A&A*, 2013, 560: A54
- [66] Ben-Jaffel L, Ballester G E. *A&A*, 2013, 553: A52
- [67] Bouchy F, Udry S, Mayor M, et al. *A&A*, 2005, 444: L15
- [68] Salz M, Schneider P C, Czesla S, et al. *A&A*, 2015, 576: A42
- [69] Redfield S, Endl M, Cochran W D, et al. *ApJ*, 2008, 673: L87
- [70] Lecavelier des Etangs A, Ehrenreich D, Vidal-Madjar A, et al. *A&A*, 2010, 514: 72
- [71] Lecavelier des Etangs A, Bourrier V, Wheatley P J, et al. *A&A*, 2012, 543: L4
- [72] Salz M, Czesla S, Schneider P C, et al. *A&A*, 2018, 620: A97
- [73] Kulow J R, France K, Linsky J, et al. *ApJ*, 2014, 786: 132

- [74] Schneider J, Rauer H, Lasota J P, et al. *Brown Dwarfs and Extrasolar Planets*, 1998, 134: 241
- [75] Ehrenreich D, Bourrier V, Wheatley P J, et al. *Nature*, 2015, 522: 459
- [76] Fossati L, Haswell C A, Froning C S, et al. *ApJL*, 2010, 714: L222
- [77] Haswell C A, Fossati L, Ayres T, et al. *ApJ*, 2012, 760: 79
- [78] Nichols J D, Wynn G A, Goad M, et al. *ApJ*, 2015, 803: 9
- [79] Jensen A G, Cauley P W, Redfield S, et al. *AJ*, 2018, 156: 154
- [80] Gaudi B S, Stassun K G, Collins K A, et al. *Nature*, 2017, 546: 514
- [81] Yan F, Henning T. *Nature Astronomy*, 2018, 2: 714
- [82] Casasayas-Barris N, Pallé E, Yan F, et al. *A&A*, 2018, 616: A151
- [83] Seager S, Sasselov D D. *ApJ*, 2000, 537: 916
- [84] Spake J J, Sing D K, Evans T M, et al. *Nature*, 2018, 557: 68
- [85] Allart R, Bourrier V, Lovis C, et al. *Science*, 2018, 362: 1384
- [86] Guo J H. *ApJ*, 2013, 766: 102
- [87] Anderson D R, Collier Cameron A, Delrez L, et al. *MNRAS*, 2014, 445: 1114
- [88] Casasayas-Barris N, Pallé E, Nowak G, et al. *A&A*, 2017, 608: A135
- [89] Nortmann L, Pallé E, Salz M, et al. *Science*, 2018, 362: 1388
- [90] Sanz-Forcada J, Micela G, Ribas I, et al. *A&A*, 2011, 532: 6
- [91] France K, Loyd R O P, Youngblood A, et al. *ApJ*, 2016, 820: 89
- [92] Youngblood A, France K, Loyd R O P, et al. *ApJ*, 2016, 824: 101
- [93] Loyd R O P, France K, Youngblood A, et al. *ApJL*, 2016, 824: 102
- [94] Guo J H, Ben-Jaffel L. *ApJ*, 2016, 818: 107
- [95] Yang M, Guo J H. *AAS*, 2016, 57: 6
- [96] Koskinen T T, Harris M J, Yelle R V, et al. *Icarus*, 2013, 226: 1678
- [97] Sirothia S K, Lecavelier des Etangs A, Gopal-Krishna, et al. *A&A*, 2014, 562: A108
- [98] Lecavelier Des Etangs A, Sirothia S K, Gopal-Krishna, et al. *A&A*, 2011, 533, A50
- [99] Vidotto A A, Jardine M, Helling C. *ApJ*, 2010, 722: L168
- [100] Christensen U R, Holzwarth V, Reiners A. *Nature*, 2009, 457: 167
- [101] Shaikhislamov I F, Khodachenko M L, Sasunov Y L, et al. *ApJ*, 2014, 795: 132
- [102] Tremblin P, Chiang E. *MNRAS*, 2013, 428: 2565
- [103] Bourrier V, Lecavelier des Etangs A, Ehrenreich D, et al. *A&A*, 2016, 591: A121
- [104] Holmström M, Ekenbäck A, Selsis F, et al. *Nature*, 2008, 451: 970
- [105] Erkaev N V, Kulikov Y N, Lammer H, et al. *A&A*, 2007, 472: 329
- [106] Ehrenreich D, Désert J M. *A&A*, 2011, 529: A136
- [107] Luger R, Barnes R, Lopez E, et al. *Astrobiology*, 2015, 15: 57
- [108] Erkaev N V, Lammer H, Odert P, et al. *MNRAS*, 2016, 460: 1300
- [109] Yan D, Guo J H. *ApJ*, 2019, 880: 90
- [110] Guo J H. *ApJ*, 2011, 733: 98
- [111] 杨沫. 硕士学位论文. 云南: 中国科学院云南天文台, 2016: 47
- [112] Salz M, Czesla S, Schneider P C, et al. *A&A*, 2016, 586: A75
- [113] Stone J M, Proga D. *ApJ*, 2009, 694: 205
- [114] Tripathi A, Kratter K M, Murray-Clay R A, et al. *ApJ*, 2015, 808: 173
- [115] Trammell G B, Li Z-Y, Arras P. *ApJ*, 2014, 788: 161
- [116] Khodachenko M L, Shaikhislamov I F, Lammer H, et al. *ApJ*, 2015, 813: 50
- [117] Ekenbäck A, Holmström M, Wurz P, et al. *ApJ*, 2010, 709: 670
- [118] Bourrier V, Lecavelier des Etangs A. *A&A*, 2013, 557: A124
- [119] Liu L, Tian F. *Earth and Planetary Physics*, 2018, 22: 39

Research and Development of Hydrodynamic Escape from Exoplanetary Atmosphere

YAN Dong-dong^{1,2,3}, GUO Jian-heng^{1,2,3}

(1. Yunnan Observatories, Chinese Academy of Sciences, Kunming 650011, China; 2. University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China; 3. Key Laboratory for the Structure and Evolution of Celestial Objects, CAS, Kunming 650011, China)

Abstract: Exoplanets with orbits close to their host stars receive strong XUV (X-ray and extreme ultraviolet) radiation from the stars. For gas planets, the XUV may lead to the gas overcome the planets' gravitational potential and thus escape from the planet. With the increase of XUV radiation, the escape process of the atmosphere can change from the relatively moderate Jeans escape to a severe fluid dynamic escape. On the observational side, with the development of space telescope and ground telescope, some planets with the expanded atmospheres of hydrogen, helium, carbon, oxygen, magnesium, and possibly sodium have been observed. The detection of exoplanetary atmosphere starts from UV band, and it now approaches to the optical and near infrared band. On the theoretical side, fluid dynamics models of exoplanets' atmospheric escape are built, some of which (individually or part) include processes such as photochemistry, interaction of stellar wind and planetary wind, stellar radiation pressure, planetary magnetic field etc. However, a complete model containing all the important processes has yet to be established.

Key words: exoplanet; fluid dynamics; escape of the atmosphere