

文章编号: 1000-8349(2008)01-0027-14



星际无碰撞激波的 Balmer 双线结构

李江涛, 陈 阳

(南京大学 天文系, 南京 210093)

摘要: Balmer 发射线是研究星际无碰撞激波物理性质的重要途径之一。星际无碰撞激波的 Balmer 发射线包括宽线和窄线两个明显的成分。通常认为, 这种双线成分是与激波联系在一起的, 宽线产生于激波前慢中性粒子与激波后高能质子的电荷交换, 反映了激波后粒子的热运动状况, 而窄线则产生于激波前慢中性粒子的激发, 反映了激波前粒子的热运动状况。但是, 近来更细致的观测和理论计算表明, 超新星遗迹中 Balmer 发射线的双线结构很可能还要受到其他因素的影响, 并且与激波速度和电子-质子的热平衡有着密切的关系。该文将讨论影响 Balmer 双线结构的各种因素, 并讨论 Balmer 双线结构在超新星遗迹研究中的一些应用。

关键词: 天体物理学; 超新星遗迹; 激波; Balmer 双线结构; 电子-质子平衡; 宇宙线

中图分类号: P145.3

文献标识码: A

1 简 介

超新星爆发时会以很高的速度抛射物质 (物质抛射的速度可以达到 30 000 km/s)^[1], 产生强激波。开始时由于激波扫集的物质质量比较小, 超新星抛射物可以看成是自由膨胀的, 这时超新星遗迹处于自由膨胀相。当激波扫集的星际介质的质量超过超新星爆发时抛射物质的质量时, 激波扫集的星际介质对于超新星遗迹动力学演化的影响不能忽略, 这时超新星遗迹将进入爆震波相, 又称为 Sedov 相^[2]。从超新星爆发到爆震波相, 由于周围介质的密度较低, 粒子库仑碰撞的平均自由程大于激波前沿的特征尺度, 库仑碰撞在激波后不同粒子间的温度平衡中的作用通常并不重要, 这时激波是无碰撞的^[2]。这种无碰撞激波在部分电离的星际介质中在可见光波段的重要观测特征之一是 Balmer 双线, 因而对 Balmer 双线结构的分析成为研究星际无碰撞激波物理特性的一种重要途径。

收稿日期: 2006-12-28; **修回日期:** 2007-05-14

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (10221001、10673003)

在超新星遗迹中, 高温的无辐射激波会在距激波面很近的区域产生强 Balmer 线。在具有强 Balmer 线激波 (Balmer-dominated shocks) 的超新星遗迹 (如 Tycho、天鹅环、RCW 86、SN 1006、Kepler) 中, 往往能够观测到 Balmer 线具有双线结构。Chevalier 和 Raymond(1978)^[3] 考虑了电荷交换在 Balmer 双线产生过程中的作用。现在通常认为, 星际介质中的慢中性粒子在发生碰撞电离和电荷交换之前, 往往先被碰撞激发。这些慢中性粒子未经加速穿越激波面后, 会发射出窄 Balmer 线, 其线宽由激波前气体的温度决定。宽 Balmer 线则是由激波后高能质子与来自激波前的慢中性粒子交换电荷产生的, 因为电荷交换后产生的热中性气体具有和激波后高能质子相同的速度分布, 而激波后高能质子的速度分布由激波速度决定, 所以宽 Balmer 线的线宽也由激波速度决定^[1,4]。

产生强 Balmer 线激波必须满足以下几个条件: 1) 要有足够热的电子以碰撞激发 Balmer 线; 2) 必须处于部分电离气体中, 中性氢的丰度要足够高; 3) 金属线的辐射要比较弱, 这样的条件一般会在速度大于 100 km/s 的无辐射激波中得到满足, 但在少数以辐射激波为主的超新星遗迹中也发现了强 Balmer 线激波 (如天鹅环)。Chevalier 等人 (1980, CKR80)^[4] 给出了强 Balmer 线激波中 Balmer 双线结构产生的基本物理图像, 但近年来的观测发现, Balmer 双线结构很可能并非仅由上述因素决定。尤其是对于 Balmer 窄线, 其他一些因素的贡献可能非常明显。

激波前导是指激波后区域的某种物质 (如高能粒子、光子) 或者波的速度超过激波速度时, 会在激波到达之前将能量传递到激波前区域的现象。因为某些激波前导可以激发激波前的慢中性粒子产生窄 Balmer 线, 所以会影响到观测到的 Balmer 双线结构。另一种影响 Balmer 双线结构的过程是 Lyman 光子俘获 (Lyman line trapping)。碰撞电离不仅可以产生 Balmer 光子, 而且可以产生 Lyman 光子, 并通过 Lyman 光子俘获过程将其转化为 Balmer 光子, 这也会使 Balmer 窄线得到增强^[1]。另外, 因为不同能量光子的光学深度不同, 所以 Lyman 光子俘获过程还将使在不同 Balmer 线中观测到的宽窄线之比出现差别, 进而影响观测到的 Balmer 减缩 (Balmer decrement) 的强度^[4]。关于激波前导和 Lyman 光子俘获过程, 将在 2.2、2.3 节中作进一步讨论。

激波在星际介质加热和宇宙线产生具有重要的作用。如果不考虑激波在宇宙线加速中消耗的能量, 激波后粒子的温度可以表示为 $kT = \frac{3}{16}\mu m_H v_s^2$ (其中 v_s 是激波速度, μ 是粒子的平均分子量, m_H 是氢原子质量, k 是玻尔兹曼常数)。当粒子加速效应显著时, 相当一部分激波能量用来加速粒子产生宇宙线, 热气体温度达不到上述值, 那么 $(1/\mu m_H)(kT/v_s^2)$ 可能远远小于 3/16。例如, 当被加速的质子占总质子数的 1% 时, $(1/\mu m_H)(kT/v_s^2) \approx 0.01$ ^[5]。一般情况下, 宇宙线加速所消耗的激波能量很小, 激波能量主要用来加热气体。无碰撞激波还可以通过 Weibel 不稳定性产生小尺度强磁场^[6-10], 并将电子加速到幂律分布, 这些高能电子可以在磁场的作用下进行同步加速辐射, 产生观测到的幂律谱^[6]。Balmer 双线中的宽线产生于激波后区域, 其线宽和 Balmer 宽窄线的流量比都要受到激波速度的影响, 因此利用 Balmer 双线可以测量激波速度。本文将在 3.1 节中具体讨论用 Balmer 双线测量激波速度的方法。

考虑到电子-质子的热平衡 (后面简称 e-p 平衡), 激波的加热可以有两种: 当激波加热的时标大于电子和质子的热平衡时标时, 电子和质子已经达到热平衡, 具有相同的温度; 当激波加热的时标远小于电子和质子的热平衡时标时, 电子和质子尚未达到热平衡, 它们

的温度将与它们的质量成正比, $\frac{T_e}{T_p} = \frac{m_e}{m_p} \simeq \frac{1}{2000}$, 即质量正比加热^[1]。因为激波刚刚经过时电子的温度小于质子的温度, 所以当电子和质子未达到热平衡时, 电子的加热方式就成了重要的问题。主要的电子加热方式是通过库仑碰撞和各种等离子体扰动。在宇宙等离子体中, 低密度等离子体库仑碰撞的平均自由程通常会大于等离子体整体行为的特征尺度, 因此库仑碰撞的加热作用常常是不重要的。对于这种无碰撞激波, 激波后的各种等离子体扰动会将质子的能量传递给电子, 使它们逐渐达到热平衡。在 e-p 平衡中起重要作用的各种等离子体波与激波的速度, 磁场方向等物理量有着密切的关系, 因此, e-p 平衡也很可能与激波参数有着密切的关系, 本文将在 3.3、3.4 节中讨论这一问题。

第 2 章主要介绍 Balmer 双线结构的基本物理模型, 并讨论激波前导和 Lyman 光子俘获过程对 Balmer 双线结构的影响。第 3 章主要介绍 Balmer 双线结构在超新星遗迹研究中的应用, 并讨论可能存在的激波速度与 e-p 平衡度之间的反相关关系。第 4 章将对这一领域的研究作出展望。

2 Balmer 双线结构的模型

2.1 只考虑碰撞电离和电荷交换的 Balmer 双线结构模型

暂时不考虑前导和 Lyman 光子俘获的影响, 在激波前后的气体中, 对 Balmer 线辐射有影响的过程主要包括质子和电子的碰撞电离, 激波后高能质子和激波前慢中性粒子的电荷交换。假设由中性气体引起的碰撞电离远远弱于质子和电子的碰撞电离 (因为存在磁场加速, 质子和电子的速度远大于中性粒子的速度, 所以这一假设是合理的, 除非激波前气体中中性气体所占的比例非常大, 而且电荷交换在产生高速中性粒子中的作用非常显著), 并用 σ_i 表示质子和电子的碰撞电离截面的总和, 设电子密度为 n_e , 质子密度为 n_p , 并假定它们近似相等。取激波后气体的整体运动速度为 v_0 , 激波速度为 v_s , 则对于在 $\gamma = 5/3$ 的气体 (γ 为绝热指数) 中传播的强绝热激波, $v_0 = \frac{3}{4}v_s$ 。假设激波后质子的速度分布满足麦克斯韦分布, 并假设快中性粒子全部是由电荷交换过程产生的 (因为磁场对带电粒子的加速效率远高于热运动对中性粒子的加速效率, 所以这一假设是合理的), CKR80^[4] 给出了强 Balmer 线激波中 Balmer 宽窄线流量比的表达式:

$$\frac{I_{\text{broad}}}{I_{\text{narrow}}} \simeq \frac{\langle \sigma_x v \rangle_s}{\langle \sigma_i v \rangle_f} \left[1 + g_\alpha \left(1 + \frac{\langle \sigma_x v \rangle_f}{\langle \sigma_i v \rangle_f} \right) \right], \quad (1)$$

上式中 σ_x 表示电荷交换截面, 下标 s 表示慢中性粒子, 下标 f 表示快中性粒子, v 是中性粒子和快带电粒子之间的相对速度, 尖括号表示对 v 求平均, g_α 是中性粒子电荷交换引起的能产生 Balmer 光子的激发态所占的比例。

在计算 Balmer 宽窄线的流量比时, 最核心的问题是计算 $\langle \sigma_x v \rangle_s$ 和 $\langle \sigma_i v \rangle_f$ 这两个截面, 即慢中性粒子的电荷交换和快中性粒子的碰撞电离。CKR80 给出了当激波速度较高时 $\langle \sigma_x v \rangle_s$ 和 v_0 之间的关系, 如图 1 所示, 在计算 $\langle \sigma_x v \rangle_s$ 的过程中假定了中性气体所占的比例不是很大, 如果实际情况不是这样, 则许多低速质子可能发生电荷交换, $\langle \sigma_x v \rangle_s$ 与 v_0 的关系

也将与图中有所偏差。Heng 等人 (2007) [11] 指出: 当激波速度较小时, $\langle\sigma_x v\rangle_s$ 基本是常数, 但当 $v_s > 1\,000\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 时, $\langle\sigma_x v\rangle_s$ 会随着 v_s 的增大而减小。至于 $\langle\sigma_i v\rangle_f$, 因为计算 $\langle\sigma_i v\rangle_f$ 要

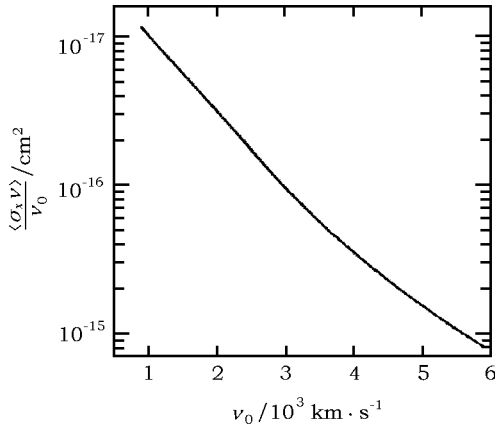


图1 $\sigma_x v_s$ 与 v_0 的关系图 [4]

涉及到快速中性粒子的速度分布, 所以 $\langle\sigma_i v\rangle_f$ 具有非常复杂的形式。但因为 $\sigma_i(v)$ 对 v 不敏感, 所以可以用所有快速粒子 (包括快中性粒子和快带电粒子) 的平均速度来代替对速度求平均, 将 $\langle\sigma_i v\rangle_f$ 表示为 $\sigma_i(v_{\text{th}})v_{\text{th}}$, σ_i 的典型值为 $2.2 \times 10^{-16}\text{ cm}^2$ 。

电荷交换过程不仅会产生快中性粒子, 而且还会使中性粒子跃迁到激发态, 产生 Balmer 线辐射。不仅是慢中性粒子和高能离子之间的电荷交换, 快中性粒子和高能离子之间的电荷交换也会使产生的中性粒子跃迁到激发态, 因为这里的 Balmer 光子是由电荷交换过程产生的快中性粒子产生的, 这些过程都会增强 Balmer 宽线的辐射。式 (1) 中括号中的第 2 项描述慢中性粒子和高能离子之间的电荷交换引起的激发, 第 3 项描述快中性粒子和高能离子之间的电荷交换引起的激发。

Raymond(1991) [12] 给出了部分电离气体中激波前后温度和粒子密度的分布 (见图 2)。由图 2 可以清楚地看到, 产生 Balmer 宽线的快中性粒子主要分布于激波后区域, 而产生窄线的慢中性粒子则主要分布于激波前区域。在激波刚刚经过的区域, 电子温度和离子温度有着明显的差别。

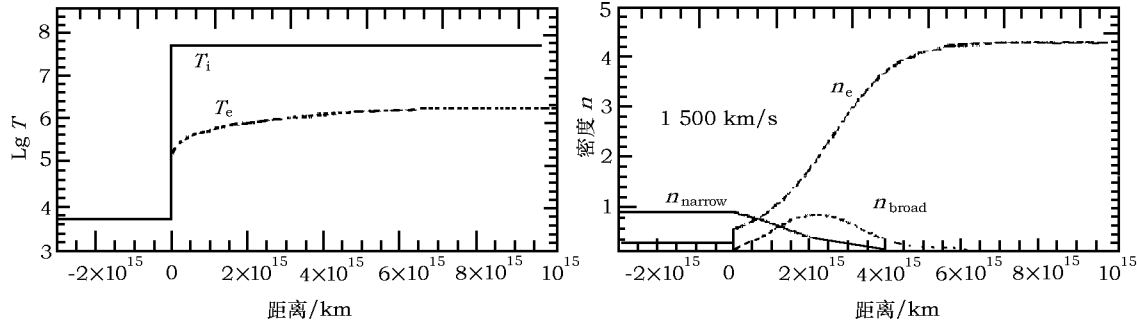


图2 电子温度, 离子温度, 快、慢中性粒子密度和电子密度在激波前后的分布 [12]

计算时取激波速度为 $1\,500\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 、激波前气体电离度为 10%

2.2 Lyman 光子俘获过程的影响

CKR80 [4] 在研究 Tycho 超新星遗迹的 Balmer 双线结构时发现, 对于 Lyman 光子, 快速粒子的辐射是光学薄的, 而慢速粒子的辐射是光学厚的, 因为在光学厚的气体中, Lyman 光子可以通过 Lyman 光子俘获过程转变为 Balmer 光子, 所以这一效应的结果是大大地加强 Balmer 窄线的强度, 从而导致 Balmer 宽窄线比的变化。除此之外, 对于不同的 Balmer 线, 这一效应引起的 Balmer 窄线的增强不同, 所以这一效应还将影响到 Balmer 减缩的强度。CKR80 [4]

观测到的 Tycho 超新星遗迹中的 Balmer 减缩为 $I(\text{H}\alpha)/I(\text{H}\beta) = 3.5 \sim 5.0$ 。如果辐射区对于所有的氢原子谱线都是光学薄的 (case A), Balmer 减缩的理论值为 $I(\text{H}\alpha)/I(\text{H}\beta) = 3.0$, 如果辐射区对于 Lyman 线系是光学厚的 (case B), Balmer 减缩的理论值为 $I(\text{H}\alpha)/I(\text{H}\beta) = 3.6$ 。对于这两种情况, 观测值都明显超过了理论值, 因此, 必须考虑 Lyman 光子俘获过程对于 Balmer 减缩的影响。

Lyman 光子俘获过程也会对窄线宽度造成影响。这要分两种情况, 如果 Lyman 光子俘获过程主要发生在窄线的线翼中, 可能使观测到的窄线变宽, 如果 Lyman 光子俘获过程主要发生在窄线的线心中, 则会使观测到的窄线变窄。Smith 等人 (1994) [14] 指出在 Lyman 光子的空间位置、频率和传播方向随机的情况下, Lyman 光子俘获过程会使观测到的窄线宽度稍微变窄 (约为 2 km/s)。

在考虑 Lyman 光子俘获过程的情况下, Smith 等人 (1991) [14] 指出, 如果激波前气体对于快中性粒子的 Lyman 线辐射 (可以转化为 Balmer 宽线) 是光学薄的 (case A), 对于慢中性粒子的 Lyman 线辐射 (可以转化为 Balmer 窄线) 是光学厚的 (case B), 那么式 (1) 应当修正为:

$$\frac{I_{\text{broad}}}{I_{\text{narrow}}} = \frac{\varepsilon_A \langle \sigma_x v \rangle_s}{\varepsilon_B \langle \sigma_i v \rangle_f} + \frac{\langle g_\alpha \sigma_x v \rangle_s}{\varepsilon_B \langle \sigma_i v \rangle_f} + \frac{\langle \sigma_x v \rangle_s \langle g_\alpha \sigma_x v \rangle_f}{\varepsilon_B \langle \sigma_i v \rangle_f^2} \quad (2)$$

式中 ε_A , ε_B 分别是两种情况下 $\text{H}\alpha$ 线辐射的效率。式 (2) 中的各项的求法可以在文献 [14] 中的附录中找到。

CKR80 [4] 计算了由 Lyman 光子俘获过程造成的 Balmer 减缩的强度。令 n_0 为激波区域氢原子总的数密度, x 为电离度, T_4 为以 10^4 K 为单位的气体温度, 可以得到 $\text{Ly}\beta$ 和 $\text{Ly}\gamma$ 线的光深的表达式 [4]:

$$\tau \approx \zeta \frac{(1-x)\delta}{x} T_4^{-1/2} \quad (3)$$

这里 δ 是在所考虑的温度下的中性气体的比例, 对于 $\text{Ly}\beta$ 线, $\zeta = 4.0$, 对于 $\text{Ly}\gamma$ 线, $\zeta = 1.4$ 。中性气体包含快中性气体和慢中性气体两类, 两者的温度相差很大, 慢中性气体的光深远大于快中性气体, 所以在 Balmer 双线结构中, 窄线会得到明显的加强, 而宽线受到的影响要小得多。因为在 Lyman 光子俘获过程中, $\text{Ly}\beta$ 光子要转化为 $\text{H}\alpha$ 光子, $\text{Ly}\gamma$ 光子要转化为 $\text{H}\beta$ 光子, 而 $\text{Ly}\beta$ 的光深大于 $\text{Ly}\gamma$ 的光深, 所以 $\text{H}\alpha$ 线受到 Lyman 光子俘获过程的增强就要强于 $\text{H}\beta$ 线, Balmer 减缩的观测值要大于不考虑 Lyman 光子俘获过程时的理论值。CKR80 [4] 计算了 Balmer 减缩与 $\text{Ly}\beta$ 光深的关系, 图 3 是他们的结果。在图 3 中, 模型 1 对应于激波前中性气体密度为 $(1-x)n_0$ 的情况, 模型 2 对应于激波前中性气体密度为 0 的情况。

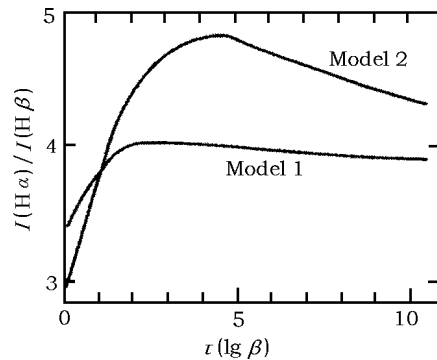


图 3 Balmer 减缩 (Balmer Decrement) 与 $\text{Ly}\beta$ 光深的关系 [4]

2.3 激波前导的影响

根据简介中给出的定义, 我们可以归纳出激波前导的一些特征: (1) 与 Balmer 双线结构产生的基本过程不同, 前导是在激波没有到达的区域产生的。(2) 产生前导需要在激波区域产生高能粒子 (高能光子、宇宙线、快中性粒子), 而且需要这些高能粒子逃逸到激波没有到达的区域。(3) 前导产生的观测效应主要有两种, 一是由高能光子在距激波很远的星际介质中产生的弥漫辐射 (如 Ghavamian 等人 (2000) [15] 对 Tycho 超新星遗迹的观测), 二是由宇宙线和快中性粒子在距激波较近的区域中产生的窄 Balmer 线。这里需要注意的是, 与 Lyman 光子俘获过程不同, 产生窄 Balmer 线的前导不仅会加强窄线的强度, 而且由于激发和电离过程有加热的作用, 还将显著地增加窄线的宽度 (其实 Lyman 光子俘获过程对窄线的宽度也有影响, 但对窄线展宽的影响不大, 而且与前导的加热作用也存在本质上的区别)。

前导主要包括以下几种 [13]:

1) 热传导前导。如果激波后的电子和离子达到热平衡, 电子的热运动速度将超过激波速度, 激波后的高能电子将有一部分逃逸到激波前, 产生热传导前导。虽然这种热传导前导在行星际空间中也曾被观测到, 但在无碰撞激波中, 电磁场和等离子体扰动还是会将大部分电子限制在激波后区域。在热传导前导中, 由于电子温度远大于离子温度, 电离的作用将大于对谱线的展宽; 而且由于前导层很薄, 这种热传导前导也不能有效地加热。

2) 辐射前导。对于辐射性激波, 激波后区域气体冷却复合时产生的 Lyman 连续谱可以电离激波前中性原子产生前导。对于无辐射激波, 因为激波后区域气体缺少复合, 连续谱辐射较弱, 所以主要是通过一些紫外和 X 射线谱线的辐射来产生前导 [15]。在前向激波中, 起主要作用的是某些轻元素在紫外波段的谱线, 而在反向激波中, 中等电离度的重元素在紫外和 X 射线波段的谱线则更为重要。和其他几种前导相比, 因为激波前气体对于来自激波后的电离光子的光深相对较小, 所以辐射前导的尺度通常远大于其他几种前导。辐射前导会显著改变激波前气体的电离结构, 从而影响 Balmer 线的强度, 观测到的激波前气体的电离结构可以用辐射前导产生的光致电离模型很好地解释 [15]。

3) MHD(磁流体力学) 前导。当激波后等离子体中的 Alfvén 波速度超过激波速度时, Alfvén 波会在激波之前对上游区域进行加热, 产生 MHD 前导, 有时也称为磁前导。不过 MHD 前导也存在一些问题。带电流体的 Alfvén 速度可以表示为 $(\rho^{(n)}/\rho^{(i)})^{1/2}v_A$, 其中, $\rho^{(n)}$ 、 $\rho^{(i)}$ 分别为中性粒子和带电粒子的密度, v_A 为中性粒子的 Alfvén 速度。如果带电流体的 Alfvén 速度超过激波速度, 则星际气体中的电离度必须比较低, 而当激波速度大于 40~50 km/s 时, 因为电离度增加, 温度升高而中性气体造成的冷却率降低, 将导致失控加热和电离, 这将显著降低带电流体的 Alfvén 速度, 从而破坏 MHD 前导产生的条件 [16]。所以, MHD 前导不应该产生于速度大于 40~50 km/s 的激波中。但是, 目前在 HH 天体和天鹅环中观测到的磁前导都处于速度超过 100 km/s 的激波中, 这是一个很难解释的问题。另外, 光致电离和辐射前导也会增加气体的电离度, 这也不利于 MHD 前导的形成。除了 Alfvén 波, 其他等离子体波的速度超过激波速度时, 也会产生 MHD 前导, 但是在这方面, 无论是理论还是观测, 都需要进一步的探索。

4) 快中性粒子前导。激波后区域电荷交换可以产生快中性粒子, 这些粒子的整体运动速度为 $\frac{3}{4}v_s$ (v_s 为激波速度), 在整体上是不能穿越激波前沿的, 但由于粒子速度有一定的分布,

总会有一些快中性粒子的速度可以大到能够穿过激波前沿, 形成快中性粒子前导。不过, 这些快中性粒子到达激波前区域后, 只有很少一部分能量用来加热激波前气体, 大部分仍然会通过电荷交换过程转化为高能质子, 并在磁场作用下返回激波后区域, 再次形成快中性粒子, 重复上面的过程。在这一过程中快中性粒子的能量只有很少一部分用来加热激波前气体, 因此快中性粒子前导对于窄线的展宽贡献不是很大, 不具备明显的观测效应。

5) 宇宙线前导。带电粒子在磁场的作用下会在激波面前后来回振荡并且加速, 形成宇宙线, 宇宙线逃逸到激波前区域就会形成宇宙线前导。宇宙线前导会显著地增加 Balmer 窄线的强度, 给用 Balmer 宽窄线之比来确定激波速度带来了困难。这里要指出的是, 在前导层厚度不大, 因而宇宙线的电离作用不是很强时, 宇宙线前导能够有效地加热激波前中性气体, 从而显著地增加 Balmer 窄线的宽度。通常宇宙线前导只是出现在一个相对比较薄的壳层中, 其尺度约为 $L = \frac{\eta}{8}R$, 其中 R 为超新星遗迹的半径, $R \propto t^\eta$, 对于超新星遗迹演化的 Sedov 相,

$\eta = \frac{2}{5}$, $\frac{L}{R} \simeq 0.05$ [16]。Ghavamian 等人 (2000) [15] 在观测 Tycho 超新星遗迹时发现, 窄 Balmer 线的宽度对应的运动温度约为 42 000K, 明显超过了辐射前导产生的弥漫辐射的温度 (约 10^4 K), 因此他们认为在 Tycho 超新星遗迹中至少存在两种类型的前导。在扣除了其他几种展宽机制的影响之后, 他们认为宇宙线前导是最好的解释。这种宇宙线前导模型的最大问题在于宇宙线的压强将导致部分激波前气体的整体运动, 产生多普勒位移, 但在实际观测中并未发现。Smith 等人 (1994) [13] 在观测大麦哲伦云中的几个具有强 Balmer 线的超新星遗迹时, 发现观测到的 $H\alpha$ 窄线的 $FWHM$ (半峰全宽) 与激波速度无关, 这就将制约 Balmer 窄线的展宽机制, 他们认为最可能的机制就是宇宙线的前导。

激波前前导层的厚度不能太大, 如果厚度太大, 激波前的气体大部分将被激波后产生的各种高能粒子所电离, 因此无法产生观测到的 Balmer 线。理论上前导层的厚度与激波前气体的电离度有关, 可以表示为 $d_p < v_s/n_e q_i$, 其中 q_i 为碰撞电离率, v_s 为激波速度。对于 Tycho 超新星遗迹, Ghavamian 等人 (2000) [15] 估算的 d_p 值为 $d_p < 2.5 \times 10^{17}$ cm。而对于中性的前导层, 这一值约为 $10^{15}/n_{H_0}$, 约为电荷交换的平均自由程的量级。

3 Balmer 双线结构的应用

Balmer 双线结构与激波速度、磁场、周围介质密度和电离度等物理量密切相关, 因此, 通过对 Balmer 双线结构的研究, 可以获得有关超新星遗迹的许多信息。表 1 列出了目前观测到的部分具有 Balmer 双线结构的超新星遗迹中的一些与激波有关的参数, 表中的 Balmer 宽窄线流量比都是针对 $H\alpha$ 线的。

3.1 利用 Balmer 双线结构求激波速度

在超新星遗迹的研究中, 激波速度是一个非常重要的物理量。因为 Balmer 双线结构与激波速度密切相关, 所以可以利用 Balmer 双线结构中的一些参数来确定激波速度。比较常用的参数是 Balmer 宽线的 $FWHM$ 和 Balmer 宽窄线的流量比。

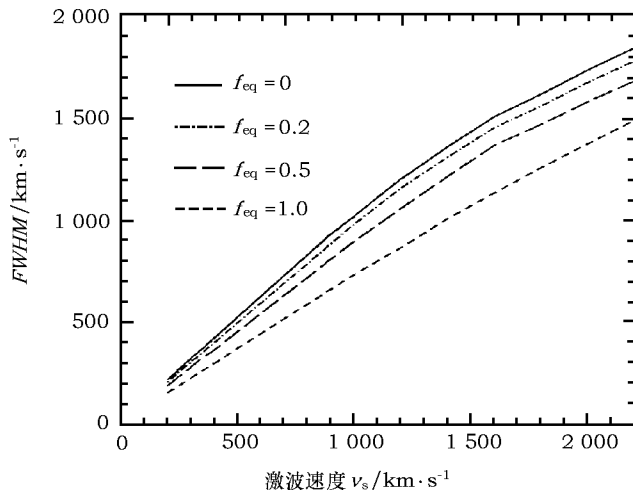
Balmer 宽线的 $FWHM$ 反映了激波后高能质子的热运动情况, 因为激波的加热作用由激波速度决定, 所以由宽线半峰全宽可以确定激波速度。在给定 e-p 平衡度 (f_{eq} , 参见 3.3

表 1 目前观测到的部分具有 Balmer 双线结构的超新星遗迹中的一些与激波有关的参数

源	$I_{\text{broad}}/I_{\text{narrow}}$	激波速度 / $\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$
SNR 0509~67.5	≤ 0.2 [17]	$\simeq 100$ [13]
SNR 0519~69.0	≥ 0.7 [14]	1000~2000 [13,14]
SNR 0505~67.9	≥ 0.7 [14]	300~800 [13,14]
SNR 0548~70.4	1.1 ± 0.2 [14]	500~1100 [13,14]
Tycho (SN 1572)	0.77 ± 0.09 [14,18]	1500~2800 [14,18]
SN 1006	0.73 ± 0.06 [14,18]	2200~3500 [14,18,19]
Kepler (SN1604)	0.72 ± 0.37 [20,21]	1550~2000 [20,21]
Cygnus Loop	$\simeq 1$ [22]	170~210 [22]
RCW 86	1.18 ± 0.03 [1]	545~793 [1]
SN 1987A	$\simeq 1$ [23]	7840~9200 [23]

注: 1) 对于同一个源, 不同作者得到的结果可能会有所不同, 但一般差别不大。同一个源中可能存在处于不同演化阶段的激波, 而且不同方法得到的激波速度也会有所不同, 所以表中的激波速度往往有一定的范围。SNR 0509-67.5 中观测到的很可能不是双线, 而仅仅是窄线加宽的线翼, 这样得到的激波速度与表中的值会有很大的差别 [13], 因为宽线成分很不清楚, 所以得到的宽窄线流量比仅仅是一个上限 [17]。SNR 0519-69.0 中的不同位置可能存在两个宽度不同的宽线成分 [13]。SNR 0505-67.9 和 SNR 0548-70.4 中既有辐射激波的成分, 也有无辐射激波的成分。SNR 1987A 的 Balmer 双线辐射来自反向激波 [23,24]

节) 的情况下, Ghavamian 等人 (2001) [1] 给出了 Balmer 宽线的 $FWHM$ 与激波速度的关系图 (见图 4)。Heng 等人 (2007) [11] 的最新结果表明, 如果考虑到激波过渡区的结构, 半峰全宽和激波速度的关系可能会有所不同, 但激波过渡区的结构目前还不十分清楚, 因此这里暂时不考虑过渡区结构的影响。

图 4 Balmer 宽线的 $FWHM$ 与激波速度的关系图 [1]

图中的 f_{eq} 是 Ghavamian 等人定义的 e-p 平衡度

由式 (2) 可知, Balmer 宽窄线的流量比与 $\langle\sigma_x v\rangle_s$ 密切相关, 而由图 1 可知, $\langle\sigma_x v\rangle_s$ 与 v_0 密切相关。因此, 由观测可以确定 Balmer 宽窄线的流量比, 给出 v_0 的值, 从而定出激波速度 v_s 的值。

值得注意的是, 因为某些种类的前导可以显著地增强 Balmer 窄线的强度, 所以无论从理论上还是观测上, 通过 Balmer 宽窄线流量比来确定激波速度都是很困难的, 因此更多的作者倾向于采用 Balmer 宽线的 $FWHM$ 来确定激波速度^[14,15]。不过通过 Balmer 宽线的 $FWHM$ 来确定激波速度同样存在困难, 这有两方面的原因^[14]: 一是投影效应的影响, 当在不同方向都存在激波时, 观测到的 Balmer 宽线会得到加宽; 二是激波后粒子的速度分布目前采用的都是麦克斯韦分布, 这只是一种理论上的理想近似。不过, 通过 Balmer 宽线的 $FWHM$ 确定激波速度的可信度显然要比通过 Balmer 宽窄线流量比要高得多。

3.2 利用 Balmer 宽窄线之间的位移求激波的传播方向与视线方向的夹角

Balmer 宽线的线心位置由激波后的高能质子决定, 代表了激波的视向速度, 而窄线的线心位置则由周围星际介质中的慢中性粒子决定, 所以 Balmer 宽窄线之间的位移就决定了激波相对于周围星际介质的视向速度, 如果再由 3.1 节中的方法求出激波的速度, 就可以确定激波的传播方向与视线方向的夹角。

3.3 确定 e-p 平衡度

激波加热开始时是质量正比加热, 电子温度约为质子温度的 1/2 000, 随后质子通过库仑碰撞和各种等离子体波动将能量传递给电子, 使两者逐渐达到热平衡, 具有相同的温度。e-p 平衡度 f_{eq} 是表示电子和质子之间的热平衡情况的物理量, 有多种不同的表示方法。Ghavamian 等人 (2001)^[1] 建议将 f_{eq} 表示为:

$$f_{eq} \simeq \frac{2T_e}{T_e + T_p} \quad (4)$$

当 $f_{eq} = 0$ 时, 电子质子之间完全不平衡, 当 $f_{eq} = 1$ 时, 电子质子之间达到热平衡。e-p 平衡度本身就是超新星遗迹研究中的一个非常重要的物理量, 此外, 它还对激波速度的测定有着重要的影响^[1]。计算 e-p 平衡度的一种常用的方法是利用 Balmer 宽窄线流量比。对于不同的激波速度和激波前气体的电离度, e-p 平衡度与 Balmer 宽窄线流量比的关系是不同的。图 5 是 Ghavamian 等人 (2001)^[1] 计算的部分结果。

测量 e-p 平衡度的另一种方法是分别求出激波后的电子温度和质子温度。测量激波后粒子温度的方法主要有以下几种^[26]: (1) 通过热韧致辐射连续谱可以得到电子温度; (2) 通过某种元素谱线的热展宽可以得到这种元素的温度; (3) 通过某种元素不同谱线之间的流量比或者不同元素谱线之间的流量比可以得到电子温度。这几种方法都存在着一定的缺陷。对于方法 (1), 因为在强 Balmer 线的无碰撞激波中, 非热辐射往往有重要的影响, 所以谱拟合得到的温度也具有较大的不确定性。对于方法 (2), 在计算谱线展宽时, 除了热展宽外, 还要注意其他一些展宽机制对谱线宽度的影响。对于方法 (3), 谱线的流量比除了与温度有关外, 还与元素的丰度和电离平衡有关, 在元素丰度和电离平衡不是很确定的情况下, 用方法 (3) 求得温度也可能有较大的误差。而且对于某些谱线 (如 He II $\lambda 1640$), 电子激发是主要的, 而对于另一些谱线 (如 C IV $\lambda 1550$), 质子和离子的激发则起着重要的作用^[27], 这些都会影响到温度的计算。

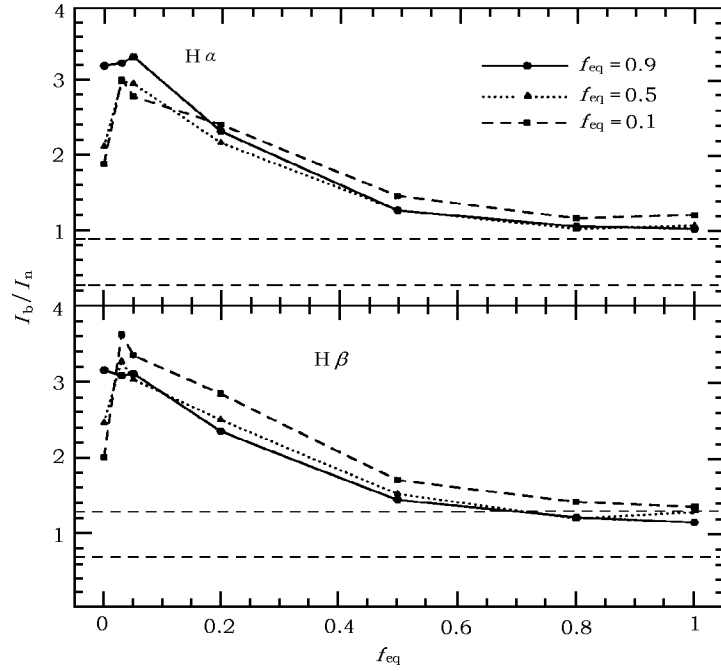


图 5 Balmer 宽窄线流量比与 e-p 平衡度的关系图 [1]

图中的 f_{H^*} 是激波前气体的电离度

3.4 激波速度和 e-p 平衡度之间的反相关关系

近年来, 越来越多的观测表明, 激波速度和 e-p 平衡度之间很可能存在反相关关系 [1], 图 6 是 Rakowski(2005) [26] 给出的电子质子温度比与激波速度的关系图。

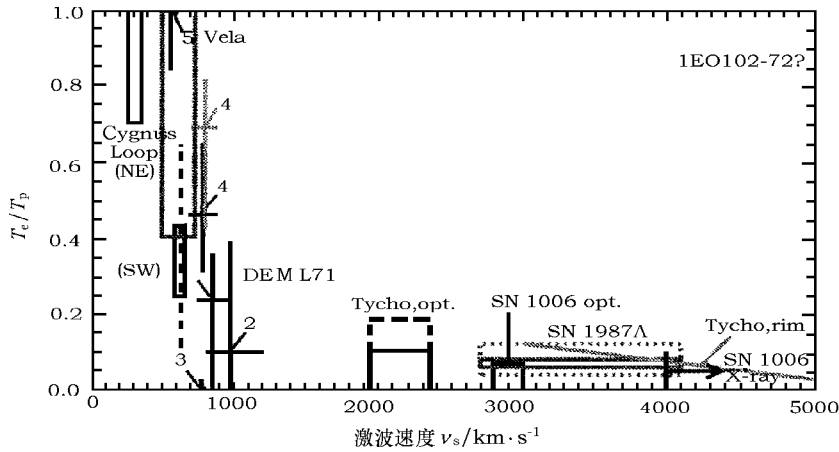


图 6 电子质子温度比与激波速度的关系图 [26]

激波速度和 e-p 平衡度之间的反相关关系可能是内禀的。对于 e-p 非平衡的等离子体, 因为质子温度远高于电子, 所以电子将从质子处获得能量, 在这一过程中, 起主要作用的是

各种等离子体波。不妨仅考虑准垂直激波中低混杂波对电子的加热。因为激波后的高能质子在磁场的作用下将绕磁力线旋转, 所以它们可以进入激波前区域。如果部分反射回激波后区域的高能质子仍然能够保持近似是单能的, 则由于高能质子束流和激波后电子之间存在相对运动, 在激波后气体中将产生二流不稳定性, 受到磁场的影响, 进而激发低混杂波。低混杂波将与质子和电子发生共振, 使两者之间发生能量交换, 从而加热电子。在这一过程中, 低速和高速激波最大的不同点在于低速激波呈薄层状, 是稳定的, 而高速激波具有强湍动, 因而进入激波前区域的气体的速度将有一定的角分布, 这会抑制二流不稳定性, 从而降低电子加热的效率^[11]。因此, 对于低速激波, 电子加热的效率较高, e-p 平衡度也较高, 而对于高速激波, 由于湍动的抑制作用, 激波加热效率较低, e-p 平衡度也较低。

激波速度和 e-p 平衡度之间反相关关系也可能仅仅是超新星遗迹演化的一种自然结果。激波速度和 e-p 平衡度都与超新星遗迹年龄有关, 随着超新星遗迹年龄的增长, 激波速度逐渐降低, 而 e-p 平衡度则会逐渐升高。虽然 e-p 不平衡是由激波加热造成的, 明显会受到激波速度的影响, 但在具体考虑两者的关系时, 也要考虑到超新星遗迹中电子温度和质子温度随时间演化的影响。

假设超新星爆炸的抛射物和周围星际介质满足幂律形式的密度分布, 即: $\rho_{ej} \propto r^{-n}$, $\rho_{am} \propto r^{-m}$, 其中 ρ_{ej} 为超新星爆炸抛射物的密度, ρ_{am} 为周围介质的密度, $n > 5$, $m < 3$ 。在超新星遗迹演化的自由膨胀相, 如果仅考虑热传导和辐射造成的冷却, 且电子温度远远小于激波温度 T_s ($T_s = \frac{3}{16} \mu m_H v_s^2$), 并认为激波温度约等于质子温度 (在重元素含量不是非常高的情况下通常都是成立的), 很容易得到激波速度与电子质子温度比的关系^[28]:

$$\frac{T_e}{T_p} \propto v_s^{-\frac{2}{5} \frac{n-4m+9}{3-m}} \quad (5)$$

对于通常的情况, $n > 5$, $m < 3$, 式 (5) 的指数为负。在 Sedov 相, 这一关系可以表示为:

$$\frac{T_e}{T_p} \propto v_s^{-\frac{8}{5} \frac{2(1-m)(n-3)}{5(3-m)}} \quad (6)$$

当 $m \leq 1$ 时, 式 (6) 的指数为负, 但当 $m > 1$ 时, 指数的正负与 n 的取值有关。

虽然在超新星遗迹演化的不同阶段, e-p 平衡度与激波速度的关系不同, 但它们一般都具有反相关关系, 由观测定出 e-p 平衡度与激波速度的关系, 可以进一步确定超新星遗迹的演化阶段。式 (5)、(6) 的幂指数之差为 $\frac{m(3-n)}{(3-m)}$, 对于通常 $n > 5$, $m < 3$ 的情况, 除非 $m = 0$, 否则在自由膨胀相 T_e/T_p 随 v_s 的变化都要比 Sedov 相陡, 也就是说, 随着超新星遗迹的演化, 激波速度逐渐降低, 电子和质子也逐渐达到热平衡, 这与图 6 中所示是一致的。

4 展 望

目前 Balmer 双线结构研究主要的问题是观测, 由于 Balmer 线的宽度不是很大, 在谱分辨率不高, 且噪声较大的情况下, 有时甚至不能明显地分辨出 Balmer 宽线 (如图 7), 即使能够分辨出来, 对于线宽、流量、谱线多普勒位移的测量也具有很大的误差。因此, 在谱分辨率不够高的情况下, 通过谱拟合得到的 Balmer 双线的参数有很大的不确定性, 这就给理论研究带来了很大的困难。除了谱分辨率的问题外, 目前对于超新星遗迹的光学光谱观测, 主要是通过狭缝光

谱来进行,这就不可避免地会带来不同区域辐射的混合。在 3.2 节中已经提到,激波传播方向与视线方向的夹角会影响到观测到的 Balmer 双线结构,因此这种狭缝光谱所造成的混合将影响对 Balmer 双线结构的精细研究。在有的超新星遗迹中,仅在部分区域观测到了 Balmer 宽线,大部分区域看到了窄线加宽的线翼^[13,14,17],在这种情况下,若谱分辨率过低,很可能无法观测到双线结构,而空间分辨率不高导致的不同区域辐射的混合也将显著影响测量的结果。除了要努力提高谱分辨率之外,采用空间分辨率更高的光纤光谱也是重要的改进观测途径之一。

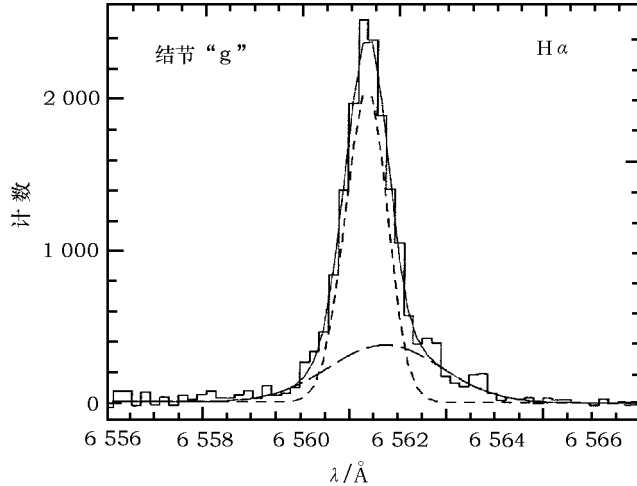


图7 Ghavmian 等人(2000)^[15]观测的 Tycho 超新星遗迹结节 g 的 H α 线

近年来在超新星遗迹 SN 1987A 的反向激波中同样发现了 Balmer 双线结构^[23,24]。这种 Balmer 双线产生于自由膨胀的中性氢气体,当这些气体经过反向激波时,被激发产生 Balmer 双线。基本的物理图像与上面的介绍大致相似,但这里的中性氢气体是超新星爆发时的抛射物,具有很高的膨胀速度,因此 Balmer 窄线的多普勒位移要高于 Balmer 宽线。SN 1987A 是第一个在反向激波中探测到 Balmer 双线结构的超新星遗迹,对它的进一步观测可能会更加深入地改变人们对超新星遗迹中 Balmer 双线的认识。

对 Balmer 双线结构的理论工作,经典的模型已经能够给出定量的解释, Lyman 光子俘获过程和辐射前导也可以通过数值计算给出定量的结果^[1,15],并且与观测符合得较好。但问题是对 Balmer 窄线强度有着重要影响的快中性粒子和宇宙线产生前导,目前还只能对其进行定性的解释。因为快中性粒子和宇宙线产生的前导对 Balmer 窄线强度有着重要影响,所以在在这方面理论知识的缺乏对 Balmer 双线结构的定量计算就有着非常重要的影响。此外,因为这一领域的理论工作与宇宙线的产生过程密切相关,所以对快中性粒子和宇宙线产生的前导的进一步研究也必将推动宇宙线和激波加热过程的研究进展。

因为研究 Balmer 双线涉及激波过渡区的磁场激发和粒子加速,所以激波过渡区结构就对 Balmer 双线有着重要的影响。过渡区的尺度通常很小,只有约 $10^{15} \text{cm}^{-2} \cdot n_0^{-1}$ 的量级(其中 n_0 为激波前区域粒子数密度)^[11],通常很难直接观测到。而过渡区中的一些物理过程常常会显著地影响过渡区的结构,使过渡区明显偏离间断面假设,从而影响到 Balmer 双线的计算,这在激波速度较高时显得尤为重要^[11]。Heng 和 McCray(2007)^[23]用更加精确的模型计算

了几个超新星遗迹中的 Balmer 宽窄线流量比, 得到的结果与观测符合得比较好, 但对于 SN 1987A, 他们的结果完全不能解释观测到的 Balmer 宽窄线的流量比。他们认为这可能是因为将激波的过渡区看成是一个间断面而造成的。如果问题果真如此, 由于过渡区结构是激波研究中的一个难题, 在理论和观测方面都有很大的不确定性, 对于 SN 1987A 这样的激波速度很高的情况, 现阶段还没有很好的解决办法。

激波速度和 e-p 平衡度之间可能存在的反相关关系涉及到激波与星际介质相互作用的核心问题, 无疑是非常重要的。由图 6 可以看出, 目前的观测数据集中在激波速度小于 1 000 km/s 和大于 2 000 km/s 的部分, 对于激波速度小于 1 000 km/s 的情况, e-p 平衡度随激波速度的变化非常陡, 而对于激波速度大于 2 000 km/s 的情况, 激波速度随 e-p 平衡度的变化又非常陡, 这些都会给测量带来明显的误差。Ghavamian 等人 (2001) [1] 提到, 激波速度和 e-p 平衡度之间可能存在 $f_{\text{eq}} \propto 1/M_s$ (M_s 为激波的马赫数) 的关系, 但实际上, 要想确切地给出激波速度和 e-p 平衡度之间的函数关系, 最重要的一段恰恰就是在 1 000 km/s < v_s < 2 000 km/s 的部分, 这就需要进一步的观测结果。CKR80 [4] 提到 SN 1006 的 X 射线激波的速度约为 1 800 km/s, 船底座 η 区域 (η Carinae Region) 的激波的速度约为 800 km/s, 大体上都处于这一范围, 值得进一步研究。

对于激波速度和 e-p 平衡度之间反相关关系的理论解释, 超新星遗迹演化的影响可能会起着重要的作用。为了确定这一关系到到底是内禀的还是仅仅是超新星遗迹演化带来的自然结果, 可以考虑观测一些具有持续物质抛射的源 (如 SS433), 这样的源中的激波速度与超新星遗迹年龄无关, 应该对激波速度和 e-p 平衡度之间关系的确定有重要的参考价值。

致谢 本文得到国家自然科学基金项目资助 (10221001、10673003)。

参考文献:

- [1] Ghavamian P, Raymond J, Smith R C, et al. ApJ, 2001, 547: 995
- [2] McKee C F, Hollenbach D J. ARA&A, 1980, 18: 219
- [3] Chevalier R A, Raymond J C. ApJ, 1978, 225: 27L
- [4] Chevalier R A, Kirshner R P, Raymond J C. ApJ, 1980, 235: 186 (CKR80)
- [5] Decourchelle A, Ellison D C, Ballet J. ApJ, 2000, 543: L57
- [6] Hededal C B, Haugbøelle T, Frederiksen J T, et al. astro-ph/0502372, 2005
- [7] Haugbøelle T, Hededal C, Nordlund Å, et al. astro-ph/0503332, 2005
- [8] Nishikawa K I, Hardee P, Hededal C B, et al. Il Nuovo Cimento C, 2005, 28: 435
- [9] Nishikawa K I, Hardee P, Hededal C B, et al. Proceedings of the VI Microquasar Workshop: Microquasars and Beyond. 2006:47
- [10] Milosavljević M, Nakar E, Spitkovsky A. ApJ, 2006, 637: 765
- [11] Heng K, van Adelsberg M, McCray R, et al. arXiv:0705.2619, 2007
- [12] Raymond J C. PASP, 1991, 103: 781
- [13] Smith R C, Raymond J C, Laming J M. ApJ, 1994, 420: 286
- [14] Smith R C, Kirshner R P, Blair W P, et al. ApJ, 1991, 375: 652
- [15] Ghavamian P, Raymond J, Hartigan P, et al. ApJ, 2000, 535: 266
- [16] Draine B T, McKee C F. ARA&A, 1993, 31: 373
- [17] Tuohy I R, Dopita M A, Mathewson D S, et al. ApJ, 1982, 261: 473
- [18] Kirshner R P, Winkler P F, Chevalier R A. ApJ, 1987, 315: 135L

- [19] Long K S, Blair W P, van den Bergh S. ApJ, 1988, 333: 749
- [20] Blair W P, Long K S, Vancura O. ApJ, 1991, 366: 484
- [21] Fesen R A, Becker R H, Blair W P, et al. ApJ, 1989, 338: L13
- [22] Raymond J C, Blair W P, Fesen R A, et al. ApJ, 1983, 275: 636
- [23] Heng K, McCray R. ApJ, 2007, 654: 923
- [24] Heng K, McCray R, Zhekov S A, et al. ApJ, 2006, 644: 959
- [25] Smith R C, Kirshner R P. BAAS, 1989, 21: 1201S
- [26] Rakowski C E. AdSpR, 2005, 35: 1017
- [27] Laming J M, Raymond J C, McLaughlin B M, et al. ApJ, 1996, 472: 267
- [28] Masai K. Theory and Observations of Compact Astronomical Objects, Proceedings of the 8th Guo Shoujing Summer School of Astrophysics, Xingtai, China. 1994: 59

Balmer Double Line Produced by Collisionless Shock in Supernova Remnants

LI Jiang-tao, CHEN Yang

(Astronomy Department of Nanjing University, Nanjing 210093, China)

Abstract: Balmer line is an important way for studying the interstellar collisionless shock. In the optical spectra of some young supernova remnants, Balmer line is often observed to have two components: a broad component produced by charge exchange between cold neutral atoms and high energy protons, and a narrow component produced mainly by collisional excitation of preshock cold neutral atoms. Recently, more precise observations and theoretical calculations show that this kind of Balmer double line may be influenced by some other processes, and may be related to shock velocity and electron-proton equilibrium. In this paper, the physical processes which could influence Balmer double line and the use of Balmer double line in studying supernova remnants will be discussed.

In section 2, we will first introduce the essential model of Balmer double-line only considering about collisional excitation of cold neutral atoms and charge exchange between cold neutral atoms and high energy protons. Then we will discuss other processes which will influence Balmer double line, including Lyman line trapping and different kinds of precursors.

In section 3, the use of Balmer double line in studying supernova remnants will be discussed. Balmer double line can be used to determine the shock velocity and the angle between the shock propagating direction and the line of sight. It can also be used to determine the state of e-p equilibrium. The anti-correlation between shock velocity and the degree of e-p equilibrium is also discussed in section 3.4. This anti-correlation can be either intrinsic or due to the evolution of supernova remnants.

Finally, in section 4, we will discuss some recent observations about the Balmer double line discovered in SN 1987A. Also we will briefly look into the future about the research in this field.

Key words: astrophysics; supernova remnant; shock wave; Balmer double line; electron-proton equilibrium; cosmic ray