

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2015.02.01

Ia 型超新星的消光改正

李 军, 姜碧沔

(北京师范大学 天文系, 北京 100875)

摘要: Ia 型超新星因其在宇宙学上起着标准烛光的作用而备受关注, 正确的消光改正才能还原其本征亮度和颜色, 然后才能在宇宙学中恰当地应用。综述了不同环境中的尘埃对 Ia 型超新星消光的影响, 并讨论 Ia 型超新星绝对星等的校正和 R_V 值偏小的原因。Ia 型超新星绝对星等的弥散主要受两个方面的影响, 一是由前身星状态所导致的固有弥散, 二是寄主星系内尘埃的消光。利用与距离无关的参数对绝对星等校正后, 可以将弥散降低到 0.1 mag 以下。Ia 型超新星的内禀色指数呈现出随时间演化的一致性, 使得其红化比较容易计算。大量的观测和分析表明, Ia 型超新星在寄主星系中的 R_V 值在低红化时, 其情形比较接近银河系; 而在红化严重时偏小, 多在 2.0 以下, 低于银河系的平均值 3.1。一种可能的解释是 Ia 型超新星的星周尘埃对星光的多重散射, 另一种可能是 Ia 型超新星寄主星系的尘埃与典型的银河系内星际尘埃的差异。

关 键 词: 超新星; Ia 型超新星; 消光; 尘埃

中图分类号: P145.3 **文献标识码:** A

1 引 言

Ia 型超新星在宇宙学研究中起着非常重要的作用^[1]。它们的光度极高, 与整个星系相当, 而且峰值光度弥散较小, 因此被当作标准烛光, 是宇宙学上最精确的距离指示器之一, 同时也被用来测量其他宇宙学参数, 如哈勃常数 H_0 、宇宙密度参数 Ω_M 、 Ω_Λ ^[2, 3]。Saul Perlmutter, Brian Schmidt 和 Adam Riess 正是基于对 Ia 型超新星的研究, 发现宇宙加速膨胀而获得 2011 年诺贝尔物理学奖^[4, 5]。

Ia 型超新星的前身星系统和爆炸机制至今都没有定论, 目前天文学界公认的模式是: 双星系统中的碳氧白矮星的质量接近或达到钱德拉塞卡质量上限时, 发生剧烈热核爆炸, 瞬间释放的核能将炸碎整个白矮星。这种爆炸的情况有两种: 一种是单颗白矮星吸积伴星 (主序星或巨星) 物质达到钱氏极限, 即所谓的单简并模型; 另外一种是两颗邻近白矮星由于引力

收稿日期: 2014-12-08; 修回日期: 2015-04-09

资助项目: 国家自然科学基金 (11373015); 973 项目 (2014CB845702)

通讯作者: 姜碧沔, bjiang@bnu.edu.cn

辐射导致轨道能量损失, 最终发生并合爆炸, 即双简并模型^[6, 7]。在这样的模型框架下, 白矮星爆炸时具有相近的质量 (即钱氏极限), 光度极高且弥散较小, 在可见光波段的典型峰值绝对星等为 $M_V \approx -19.3 \text{ mag}^{[7]}$, 使得 Ia 型超新星成为宇宙学的标准烛光。

Ia 型超新星作为标准烛光, 其首要目的是为了得到精确的距离 d 。基于 d 与视星等 m_λ 和绝对星等 M_λ 的关系:

$$M_\lambda = m_\lambda + 5 - 5 \lg d - A_\lambda, \quad (1)$$

如果绝对星等为常数, 且 $A_\lambda = 0$, 可以很容易地从视星等获得距离。但是, 在计算距离时, 必须进行消光改正, 即上式中的 A_λ (在 λ 波段处尘埃所引起的消光量, 单位为 mag), 每 0.1 mag 的消光量就会导致距离测定上 5% 的误差, 因此消光是在利用 Ia 型超新星测距时重要的系统误差来源^[8], 准确地测量消光才能获得精确的宇宙学参量。事实上, 不同 Ia 型超新星的消光幅度相差很大, 例如在可见光波段, SN 1994D 的消光 $A_V = 0.18 \text{ mag}^{[9]}$, SN 2003cg 的 $A_V \cong 2.3 \text{ mag}^{[10]}$, SN 2002cv 的 $A_V \cong 7.9 \text{ mag}^{[11]}$ 等。所以, 要寻找 Ia 型超新星消光改正的一般规律, 以求获得准确的宇宙学距离。

对 Ia 型超新星的消光研究不仅有利于进一步精确地测定宇宙学参数, 而且, 由于消光规律反映尘埃的特性, 消光研究对于揭示超新星的寄主星系的尘埃特性也很有意义。文章组织如下: 第 2 章介绍 Ia 型超新星的光变曲线、光谱和颜色等观测特征; 第 3 章介绍 Ia 型超新星消光的 4 个来源; 第 4 章讨论 Ia 型超新星消光改正的各种方法和结果, 简要分析 Ia 型超新星的选择性消光比 R_V 值比银河系 R_V 值偏小的原因; 最后一章提出一些问题并作出展望。

2 Ia 型超新星的观测特性

如前所述, 绝对消光 A_λ 一般以消光星等表示, 而消光律 (即 A_λ 随波长 λ 变化的规律) 多用可见光波段的绝对消光与色余 $E(B - V)$ 之比的参数 $R_V (\equiv A_V / E(B - V))$ 表征。因此, Ia 型超新星消光研究的前提是了解它们的内禀光度和色指数。研究表明, Ia 型超新星的峰值光度在一定程度上满足一致性, 其弥散主要来源于内禀的差异和星际消光的影响, 一旦我们应用光变曲线和峰值光度之间的关系对峰值光度进行校正并扣除消光影响后^[12-14], Ia 型超新星就能作为较好的标准烛光。除了光变曲线的形状之外, 峰值光度也与颜色和谱线特征等相关, 也就是说, 这些相关性也可以应用于峰值光度的修正^[13, 15, 16]。

2.1 光变曲线

光变曲线表示超新星的光度在特定波段下随时间变化的过程, 包含从爆炸开始光度上升、达到极大值以及随后的下降阶段, 它是了解超新星性质的重要来源。不同波段处, Ia 型超新星达到极大光度的时间存在一定的差异: 在 B 波段, Ia 型超新星从爆炸开始需要经过大概 20 d 时间上升到极大值^[17, 18], 而 I 波段到达极大的时间要早于 B 波段^[17]。极大之后, U 和 B 波段的光度立即开始缓慢下降, 波长稍长的 V 和 R 波段也会在极大后下降, 20 d 后 R 波段的光变曲线会出现一个“平台”, 而在近红外 IJHK 波段, 则会在极大之后大约 30 d 出现一个次极大。在极大光度出现约 50 d 后, 任何波段的光度都会以指数形式稳定下降 (见图 1)。

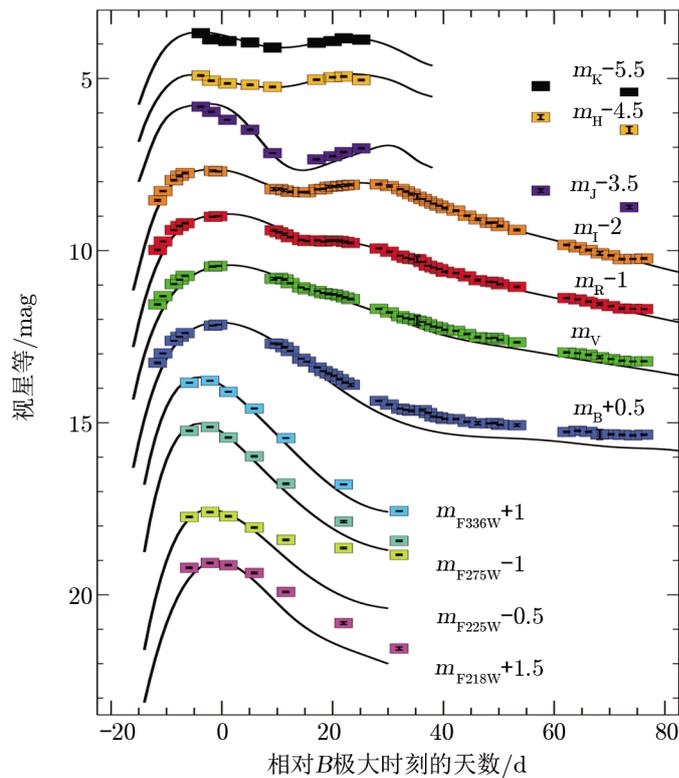


图 1 SN 2014J 在紫外、光学、近红外和中红外波段的光变曲线

某波段星等后面的正负号和数字表示该波段的光变曲线整体向下或向上平移的星等数, 极大之后的 R 波段平台和近红外波段的次极大清晰可见^[19]。

研究表明, 近红外光变曲线出现次极大的强度与光变曲线下降速率有紧密的联系^[20, 21], Hamuy 猜测, BV 波段的光变曲线也存在一个次极大, 只是其下降太快而导致主极大和次极大合并为一个峰^[20]。Höflich 等人^[22]认为, 次极大是由于光度极大后光球层半径持续增加过程中的温度一半径效应所导致的; Pinto 和 Eastman^[23]则将次极大解释为, 当一次电离的铁离子 (Fe II) 成为内部喷射物最主要的离子时, 平均不透明度的突然减小所导致; Kasen 利用较完整的辐射转移模型证实了次极大是 Fe 族元素电离演化的直接结果, 同时, 模型表明次极大的强度和主要取决于爆炸所产生的 ^{56}Ni 的质量, Ia 型超新星爆发时产生的铁族元素总量、前身星的金属丰度、抛射物中 Ca 的丰度都会影响次极大^[24]。

2.2 光谱特征

最近, Parrent 等人全面地综述了 Ia 型超新星的光谱特征^[25]: 正常的 Ia 型超新星都会经历一个有多种特征的光谱演化, 在光极大前后显示出 Si II, Ca II, S II, O I 和 Mg II 的 P Cygni 轮廓谱线, 随后演化成 Fe II 的 P Cygni 轮廓混合谱线, 并最终在晚期星云阶段演变为铁和钴离子禁线的混合线^[26]。大部分的 Ia 型超新星的光谱都存在以上特征, 因此也被称为正常的 Ia 型超新星^[27]。但是, 还存在一些特殊的群体, 最有名的是超新星 1991T^[28]和

1991bg^[29]。SN 1991bg 爆炸早期的光谱在波长 4200 Å 附近表现出很宽的吸收特征,被认为是由低激发的 Ti II 产生的。在 SN 1991T 的光极大附近的光谱中,高激发的 Fe III 占主导地位,缺少 Si II 和 Ca II 的吸收线,只有在光极大几周之后,其谱线才与正常 Ia 型超新星一致。图 2 给出了正常 Ia 型超新星 SN 2014J 在 *B* 极大前后 10 d 内 0.32 ~ 2.4 μm 的光谱图。

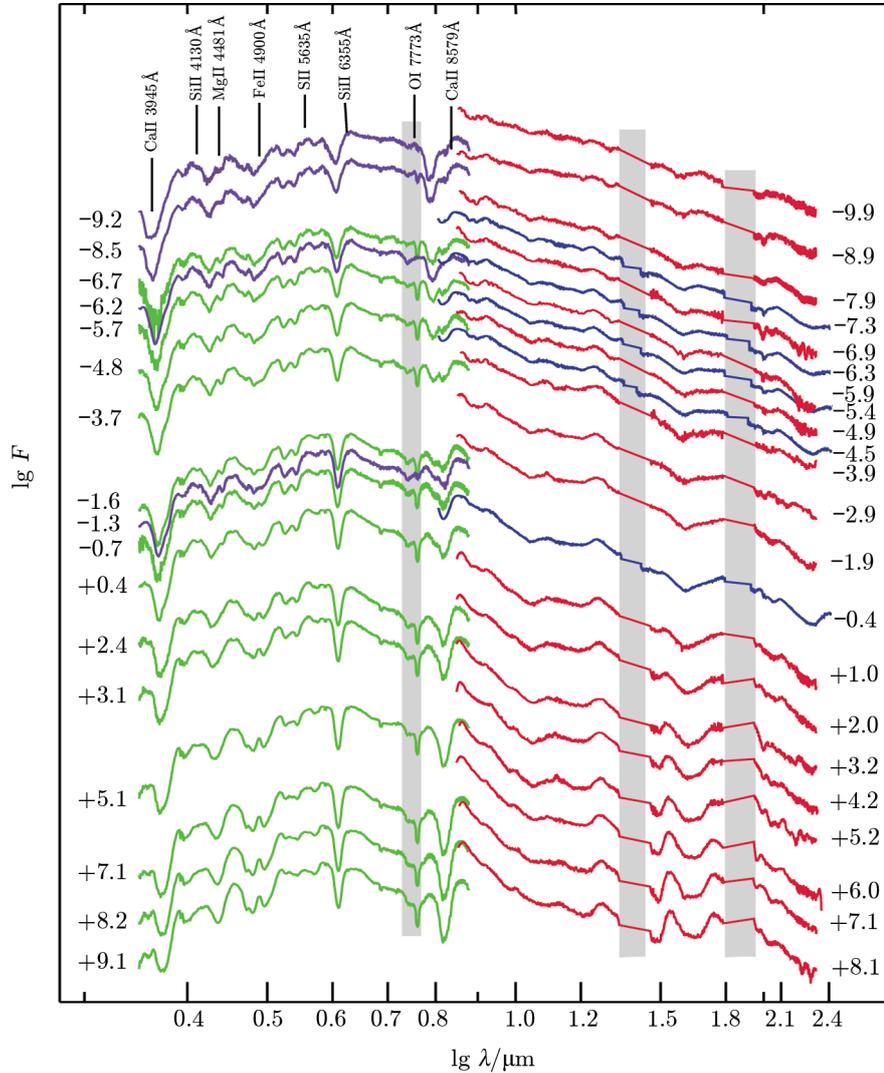


图 2 SN 2014J 在 *B* 极大前后 10 d 内 0.32 ~ 2.4 μm 的光谱图
光谱两侧的数字表示相对极大值时间的天数,不同颜色代表来自不同观测设备的光谱^[35]。

光谱特征经常被用来表征 Ia 型超新星的物理性质。根据谱线的多普勒速度和等值宽度等可以将 Ia 型超新星进行分类,不同的子类具有不一样的物理特征和消光性质^[30-32]。Wang 等人根据 158 个 Ia 型超新星在 *B* 极大附近的 Si II 6355 Å 谱线计算的爆炸速度,将 Ia 型超新星分为正常 (Normal) ($\langle v \rangle = (10\,600 \pm 400) \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$) 和高速 (High Velocity, 简称

HV) ($v \geq 11\,800 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$) 两类, 发现这两类子样本的 R_V 值有明显的差别, 如表 2 所示, $R_V(\text{Normal}) = 2.36 \pm 0.09$, 而高速一类的 $R_V(\text{HV}) = 1.58 \pm 0.08$ ^[32]。Wang 等人在 2013 年进一步指出, 相对于正常喷流的 Ia 型超新星, 那些具有高速喷流的 Ia 型超新星更加集中在寄主星系的中心明亮区域, 而且更有可能发生于那些年轻的金属丰度高的星系中^[33]。

2.3 颜色演化

跟光变曲线形状和光谱特征一样, 绝大多数 Ia 型超新星的颜色演化也具有有一致性。事实上, 色指数是两个波段亮度差异的衡量, 所以, 色指数演化的一致性从根本上来源于光变曲线的一致性。Lira 通过比较一些未红化的 Ia 型超新星后发现, 无论其具有怎样的下降率, $B - V$ 色指数的演化曲线在 V 极大后 30 ~ 90 d 的时间范围内的形状几乎相同^[34]。Phillips 对 SN 1992A, 1992bc, 1992bo 和 1994D 等 4 颗未红化的 Ia 型超新星在 V 极大后 30 ~ 90 d 内的颜色曲线进行线性拟合, 得到色指数随时间的演化关系^[13]:

$$(B - V)_0 = 0.725 - 0.0118(t_V - 60), \quad (2)$$

其中 t_V 为 V 极大之后的时间 (以 d 为单位), 这一关系也被称为 Lira 定律, 因为最早由 Lira 提出^[34]。Folatelli 等人利用卡内基超新星巡天项目 (CSP) 中的低红移且几乎不受寄主星系消光影响的 Ia 型超新星的演化图^[21], 更新 Lira 关系式为: $(B - V)_0 = 0.732(0.006) - 0.0095(0.0005)(t_V - 55)$, 与 Phillips 的结果相差很小, 见图 3。这样一个关系式可以获得 Ia 型超新星在光极大后 30 ~ 90 d 内的内禀色指数 $(B - V)_0$, 与观测色指数之差即是表征红化大小的色余值 $E(B - V)$ 。同时, Förster 等人^[36]根据 $B - V$ 的下降速率将 89 颗近邻的 Ia 型超新星分为快速下降和慢速下降两类, 发现前者的颜色更红。

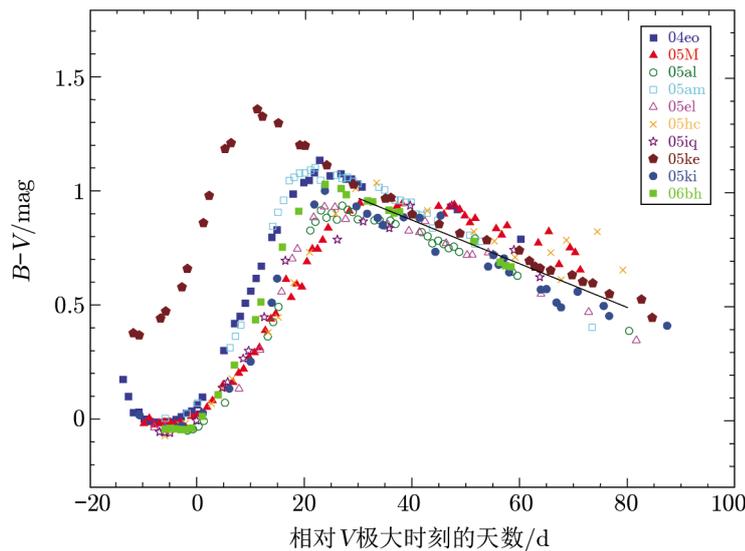


图 3 10 颗极低消光或无消光近邻 Ia 型超新星的 $B - V$ 色指数的演化
图中黑色的实线是用 Lira 定律拟合在 $30 \text{ d} \leq t_V \leq 80 \text{ d}$ 范围内的色指数 $B - V$ 的演化^[21]。

与可见光波段类似, Ia 型超新星近红外波段的颜色演化也非常一致。Krisciunas 通过分析 8 个典型的 Ia 型超新星的发现, 色指数 $V - K$ 和 $V - H$ 在 B 极大前后一周内呈线性下降趋势, 即变得更蓝, 随后会变红, 一直延续到 B 极大后的 4 个星期; $V - J$ 的演化稍微复杂一点, 在 $V - K$ 和 $V - H$ 线性变蓝阶段需做二次多项式拟合, 但还是存在较大的弥散。将这 8 颗未红化的 Ia 型超新星作为基准, 得到 $V - K$ 、 $V - H$ 和 $V - J$ 随时间演化拟合的弥散分别为: 0.090 mag, 0.105 mag, 0.193 mag^[8]。

色指数在光极大时的演化非常快且不单调, 如 $B - V$ 从极大前的蓝色 (约 -0.1 mag) 到极大后 30 d 时变成红色 (约 1.1 mag), 其他的一些色指数 ($V - R$, $R - I$) 的演化过程跟 $B - V$ 相似, 只是趋势稍弱一点^[37]。Meikle 发现超新星 1986G 在极大光度左右的色指数 $J - H$ 从 -0.2 mag 增加到 1.3 mag, 但是 $H - K$ 却从 0.2 mag 减小为 -0.2 mag^[38], 这是唯一一颗颜色变蓝的 Ia 型超新星。典型的经过消光改正的 B 极大时的平均色指数的值为: $(B - V)_0 = (-0.07 \pm 0.03)$ mag, $(V - I)_0 = (-0.32 \pm 0.04)$ mag^[13]。

3 Ia 型超新星的消光来源

当代发现的 Ia 型超新星都处在河外星系中, 它们的消光有 4 个来源: (1) 银河系尘埃引起的前景消光; (2) 银河系与河外星系之间的星系际尘埃 (Inter-Galactic Medium, 简称 IGM) 引起的星系际消光; (3) Ia 型超新星的前身星系统的星周尘埃 (Circumstellar Medium, 简称 CSM) 引起的星周消光; (4) Ia 型超新星所处寄主星系的星际尘埃 (Interstellar Medium, 简称 ISM) 的消光。

3.1 银河系尘埃

银河系的前景消光相对容易估算, 因为对它的研究比较透彻, 而且, Ia 型超新星都处于高银纬方向, 银河系的前景消光较小。1998 年, Schlegel 等人根据 IRAS (Infrared Astronomical Satellite) 和 COBE (Cosmic Background Explorer) 探测的远红外和亚毫米波段的尘埃发射强度构建了银河系的二维消光图^[39], 这张图与银河系消光律 (CCM 消光律)^[40] 结合起来被广泛用于改正银河系的前景消光。2011 年, Schlafly 等人利用 SDSS (Sloan Digital Sky Survey) 的数据修正了 Schlegel 的消光图^[41], 得到的结果更加可靠。消光与色余成正比, 即 $A_V = R_V E(B - V)$, 银河系的 R_V 值不是常数, 大约在 2.0 到 6.0 之间^[42]; 也就是说, 我们能够根据 Ia 型超新星的红化值估算其消光大小, 但面临选择 R_V 值的问题, 不同的 Ia 型超新星所对应的银河系内的 R_V 值也可能不一样, 人们一般取银河系 R_V 的典型值 3.1。鉴于银河系的前景消光比较小, 取 R_V 的典型值不会与真实值偏离太大, 是可行的。

3.2 星系际尘埃

星系际尘埃 (IGM) 对于宇宙学的研究具有极其重要的作用, 它会影响对宇宙微波背景 (CMB) 和宇宙红外背景 (CIB) 的探测, 还会影响人们对星系结构和演化的理解。早期的研究认为 IGM 和银河系尘埃具有相似的性质^[43], 但是这个观点一直没有得到证实, 而且 IGM 的产生、破坏机制等和星系内的尘埃都有很大不同。Aguirre 仔细考虑了由星系喷出的 IGM

的影响, 认为这种尘埃有很显著的灰消光, 即消光随波长的变化很小, R_V 很大, 因而, 在 Ia 型超新星的红化上面很难体现出来, 但是, 它们会造成明显的消光, 对宇宙学参数的测量具有重要的作用^[44, 45]。Ménard 等人基于 SDSS 的观测, 估算了星系际尘埃的消光律, 得到其 R_V 值约为 4.9, 与银河系的规律接近; 同时, 计算得到 IGM 在红移 $z < 0.5$ 时产生的消光 $A_V \approx 0.03 \text{ mag}$ ^[46]。由此可见, IGM 对 Ia 型超新星的消光影响非常小, 在红移较小的情况下可以忽略掉 IGM 的消光, 或者, 可以将其与银河系的前景尘埃一同对待^[43]。

3.3 星周尘埃

无论是在单白矮星还是双白矮星的模型中, 超新星爆发前星风带走的物质都可能留存为星周物质^[47]。2011 年, Sternberg 等人发现, 在诸多 Ia 型超新星的视线方向上, Na I 的 D 窄吸收线在统计意义上有蓝移的迹象, 表明他们来自前身星的气体外流 (而不是星际空间的物质)^[48]。而且, 在有些案例中, Na I 的 D 吸收线还表现出时变, 这意味着它们与 CSM 的电离条件相关联^[49, 50]。Patat 等人在 SN 2006X 光学波段的谱线中探测到了 Na I 的 D_1 和 D_2 谱线存在时变的特征, 尽管观测可能会受到视角的影响, 但是他们认为 CSM 在所有的 Ia 型超新星中都存在。另一方面, 也有人认为, CSM 的含量是有限的。Johansson 等人使用 Herschel 空间望远镜观测 SN 2011by, 2011fe 和 2012cg 这三颗近邻的 Ia 型超新星, 得到了它们在 $70 \mu\text{m}$ 和 $160 \mu\text{m}$ 处的辐射强度, 据此推算出星周尘埃的质量上限: 假设尘埃的成分为硅酸盐和石墨, 尘埃温度 $T_{\text{dust}} \approx 500 \text{ K}$ 且半径 $a = 0.1 \mu\text{m}$, 则 SN 2011fe 的星周尘埃质量 $M_{\text{dust}} \leq 7 \times 10^{-3} M_{\odot}$, SN 2011by 和 2012cg 的星周尘埃质量 $M_{\text{dust}} \leq 0.1 M_{\odot}$ ^[51]。Phillips 等人研究了 32 颗 Ia 型超新星的高色散 Na I 线和 5780 \AA 处的 DIB (Diffuse Interstellar Band) 谱线, 发现 DIB 谱线的强度与根据超新星的颜色推知的消光一致, 说明超新星的消光主要来自星际尘埃而不是 CSM; 同时, 他们指出, 有个别 Ia 型超新星的 Na I 线反常地超强, 推测星周气体对其强度有部分贡献^[52]。

超新星爆发之后也会在其周围形成尘埃。SN 2003gd 是一个位于星系 NGC 628 的 II 型超新星, 其红外波段的辐射表明超新星爆发后 250 d, 即在抛射物中开始有尘埃形成, 尘埃的存在也在消光和谱线的不对称性上表现出来, 模型估算出来的尘埃含量大约是 $0.02 M_{\odot}$ ^[53]。在 SN 1987A 和 1999em 的抛射物中也检测到了尘埃的存在, 其含量只有 $10^{-4} M_{\odot}$ 量级^[54, 55]。但是, 对于超新星自身产生的尘埃所造成的消光值估值的大小很不确定, 比如, 人们算出的 SN 1987A 自身的尘埃产生的消光估值的不确定性会大于 1 mag。2014 年, Indebetouw 等人基于 ALMA (Atacama Large Millimeter/sub-millimeter Array) 在毫米和亚毫米波的观测, 计算出 SN 1987A 的尘埃含量可以高达 $0.2 M_{\odot}$, 比之前的估值高了 $2 \sim 3$ 个量级^[56]; 需要注意的是, 这个量级的差异一部分缘于尘埃质量随时间的演化。同年, Gall 等人报道, II 型超新星 2010jl 的消光异常, 其 R_V 值高达 6.4 (银河系的最大值小于 6.0)^[57], 说明其周围不仅有尘埃形成, 而且, 鉴于银河系的 R_V 值一般在 3.0 左右, $R_V = 6.4$ 对应的尘埃应该明显大于典型的银河系星际尘埃, 当然, 这样的结果有待进一步确认和探讨。这些 II 型超新星都是大质量恒星爆炸后而产生, 不同于 Ia 型超新星。一般认为, Ia 型超新星爆炸之后不再产生新的星周物质, 所以, 不单独考虑星周尘埃的消光, 而是将其与寄主星系尘埃的消光并在一起计算。但是, 在分析 Ia 型超新星的消光规律时, 往往会引入星周尘埃的特性 (参见后文)。

3.4 寄主星系的星际尘埃

寄主星系内的尘埃是导致 Ia 型超新星消光最主要的因素, 星系内尘埃的总质量、尘埃在寄主星系内的分布和尘埃的尺寸决定消光和红化的特点, 尤其是尘埃的尺寸分布直接影响消光比率 R_V 的值^[42]。对多颗 Ia 型超新星的观测结果显示, R_V 的值普遍比银河系的平均值要小, 这表明河外星系尘埃的尺寸分布可能与银河系不一样, 即小颗粒尘埃的含量较多。

因为恒星形成区产生的强烈紫外辐射能改变星系内的尘埃组成和尺寸分布^[58], 星系内的恒星形成会改变尘埃的性质, 进而影响消光。同时, Ia 型超新星在星系中的爆发位置、寄主星系盘面方向与视线方向的夹角都会影响消光, 显然星系侧向 (edge-on) 观测时要比正向 (face-on) 时消光大, 且位于星系中心的要比星系边缘的 Ia 型超新星所受消光影响更大^[59]。

4 消光的改正

4.1 K 改正

由宇宙膨胀所引起的谱线延展和移动会导致探测器对某波段的流量测量发生改变, 直接后果就是视星等的变化。对于遥远的 Ia 型超新星, 红移对观测星等的影响不能忽略, 这种影响可以表示为以红移 z 为变量的函数形式, 称为 K 改正; 该定义最早由 Oke 和 Sandage^[60] 以及 Humanson 等人^[61] 给出, 通过 K 改正, 可以将观测星等转换为标准静止坐标系下的星等, 以便于比较。要计算 K 改正, 需要知道其能谱分布 (Spectral Energy Distribution, 简称 SED)。如果给出流量随波长的分布 $F(\lambda)$ 和滤光片的响应函数 $S_i(\lambda)$, 那么在有效波长 λ_i 处的 K 改正的表达式为:

$$K_i(z) = 2.5 \lg(1+z) + 2.5 \lg \left\{ \frac{\int F(\lambda) S_i(\lambda) d\lambda}{\int F[\lambda/(1+z)] S_i(\lambda) d\lambda} \right\}, \quad (3)$$

式中第一项与 λ 和 $F(\lambda)$ 无关, 只是由于红移对波长的延展, 相对于遥远天体的静止坐标系的滤光片, 波带宽度实际上是其 $1/(1+z)$ 。第二项为通过滤光片传递的红移为 z 的光谱通量与穿过同一滤光片的未红移的光谱通量之比, 这一项可以通过已知的能谱分布计算得到^[62]。1993 年, Hamuy 给出了 3 个 Ia 型超新星在红移 $z = 0.005 \sim 0.5$ 范围内 B 和 V 波段的 K 改正^[62]。Kim 等人在 1996 年给出了 R 波段的 K 改正, 并发展出一种广义的“交叉滤光片” K 改正, 用于高红移的 Ia 型超新星^[63]。然而这两种方法都没有考虑到 Ia 型超新星的禀性差异和由消光引起的变化。2002 年, Nugent 等人发展了一种方法, 考虑由 Ia 型超新星禀性差异和消光引起的 SED 的改变, 即通过标准消光律 $R_V=3.1$ 调整 SED, 使之与观测的颜色相匹配^[64]。在爆炸早期, Ia 型超新星的 SED 占主导, 通过波长相关的消光律调整 SED 与观测颜色相匹配来模拟真实的 SED 是非常有效的, 到了超新星爆发后期, 多数的颜色变化实际上是由消光引起的, 因此调整也是合理的^[65]。但是其问题在于已经先验地假定了消光律, 对消光的研究显然不利, 此外, 采用银河系的标准消光律是否合适还值得讨论。

4.2 绝对星等

根据第 1 章给出的式 (1), 消光的大小可以根据绝对星等 (如未特别指出, 文中的绝对星

等一般指 Ia 型超新星极大光度时的绝对星等)、视星等和距离求取, 精确的绝对星等是准确计算消光大小的前提。Ia 型超新星成为标准烛光的主要原因之一正是其高度一致的绝对星等, 但是, Ia 型超新星的绝对星等依然存在一定的弥散, 天文学家为此寻找了各种绝对星等的修正方法。

根据 Ia 型超新星在哈勃图上的弥散, Tammann 和 Leibundgut 在 1990 年估算 B 波段绝对星等的弥散 σ_B 大约为 $0.53 \text{ mag}^{[66]}$ 。而根据同一个星系中两个 Ia 型超新星的实测星等差异 (如果不考虑宿主星系的消光, 它们的实测星等差值也可以认为是内禀光度的差), 绝对星等弥散上限为 $\sigma_B = 0.43 \text{ mag}$ 、 $\sigma_V = 0.08 \text{ mag}^{[67]}$ 。基于 Virgo 星系团的 6 个 Ia 型超新星, Branch 和 Tammann 获得的值为 $\sigma_B = 0.36 \text{ mag}$ 、 $\sigma_V = 0.29 \text{ mag}$ 。如果改正寄主星系的消光, 这个弥散值还会减小, 比如, 哈勃图上的弥散将降至 0.38 mag , 各种独立的计算获得的结果为 $\sigma_B \approx \sigma_V = 0.12 \sim 0.39 \text{ mag}^{[67]}$ 。

通过建立峰值光度和与距离无关的参数之间的联系可降低峰值光度的弥散, 其中最有效的参数当属光变曲线下落率 $\Delta m_{15}(B)^{\textcircled{1}}$ 。1993 年, Phillips 发现, Ia 型超新星的 BVI 波段的绝对星等与 $\Delta m_{15}(B)$ 呈线性关系, 也称为 Phillips 关系^[12], 其中, V 波段的绝对星等为:

$$M_{\max}(V) = -20.883 + 1.949 \Delta m_{15}(B) , \quad (4)$$

$\Delta m_{15}(B)$ 越小的 Ia 型超新星的峰值光度越大。Hamuy 等人根据该关系对 29 颗 (实际上排除了最红的 3 颗) Ia 型超新星的绝对星等进行改正后, 有效地降低了其弥散, 使得 BVI 波段的弥散减小到 0.17 mag 、 0.14 mag 和 $0.13 \text{ mag}^{[14]}$ 。Tripp 用 Δm_{15} 和 $(B - V)_{\max}^{\textcircled{2}}$ 这两个独立的参数对 7 颗造父变星定标的 Ia 型超新星和 Hamuy 的 29 颗 Ia 型超新星同时归一化绝对星等, 用 χ^2 最小方法拟合得到两个参数前的系数, 获得 B 波段绝对星等的弥散为 $0.14 \text{ mag}^{[15]}$ 。

随着观测数据的积累, 绝对星等的改正方法也在不断发展, 除了 $\Delta m_{15}(B)$ 以外, 天文学家开发了其他与绝对星等有关的参数来进行修正。Riess 等人给出了一种多色光变曲线形状 (MLCS) 方法来估计光度、距离和消光等参数, 得到 20 颗 Ia 型超新星的距离模数的弥散仅为 $0.12 \text{ mag}^{[68]}$ 。Perlmutter 等人开发了一个时间延展因子 $s^{\textcircled{3}}$ 来修正绝对星等, 得到 B 波段的弥散为 $0.19 \text{ mag}^{[4, 69]}$, 但是, s 与 $\Delta m_{15}(B)$ 之间有如下关系式^[69]:

$$\Delta m_{15}(B) = (1.96 \pm 0.17)(s^{-1} - 1) + 1.07 , \quad (5)$$

可见 $\Delta m_{15}(B)$ 和延展因子是等价的。不同于之前使用光变曲线在峰值处的性质, Wang 等人主要基于绝对星等与色指数之间在 B 极大后的一个月内在很强的线性关系, 给出颜色-星等

^①B 极大后 15 d 与 B 极大时刻的观测星等之差, 由于 Ia 型超新星的光变曲线形状会受到 SED 演化和尘埃消光的影响, 对实测的 $\Delta m_{15}(B)$ 要做一些修正, 即再加上 $0.1E(B - V)^{[13]}$ 或 $0.065E(B - V)^{[21]}$ 。

^②这里的色指数实际上是“伪色指数”, 并不表示在某波段极大时刻的色指数, 而是 B 极大与 V 极大时的目视星等之差, 这两个波段的极大并非同时发生, 可参见图 1。

^③通过拉伸或压缩标准样本 Ia 型超新星光变曲线的时间轴, 使之与目标 Ia 型超新星的实测光变曲线符合得最好, s 为拉伸或压缩的倍数^[69]。

关系的斜率校正 (CMAGIC) 方法, 并结合 $\Delta m_{15}(B)$ 方法, 得到在 $(B - V)_{\max} \leq 0.05$ mag 的 Ia 型超新星子样本中的绝对星等的弥散在 0.11 mag 左右^[70]。Wang 等人发展了一个新参数: ΔC_{12} , 即 B 极大后 12 d 的内禀色指数 $B - V$, 它与绝对星等之间有更好的线性相关性, 可以用来校正绝对星等, 得到 $M_B = (-19.33 \pm 0.06)$ mag, $M_V = (-19.27 \pm 0.05)$ mag^[71], 这可能是目前获得的最小弥散值。其他一些与距离无关的参数, 如星系哈勃型、膨胀速度和特征谱线的等值宽度等参数与 Ia 型超新星的绝对星等之间的相关性也可以建立起来, 作为对 Δm_{15} 方法的补充。

以上一些绝对星等校正的方法大都在可见光波段进行, 且大多数是利用可见光波段下的绝对星等与 $\Delta m_{15}(B)$ 的线性相关这一特性, 但是在红外波段下绝对星等与光变曲线下率 $\Delta m_{15}(B)$ 没有明显的相关性^[21, 72-76]。Phillips 在他 1993 年那篇开拓性的文章中最后写道: “将观测集中到 I 波段或近红外波段或许更为有效, 因为其绝对星等的弥散更小”^[12]。Elias 等人早已利用小数目 Ia 型超新星样本, 证实了近红外波段的绝对星等的固有弥散约为 0.1 ~ 0.2 mag^[77]。Krisciunas 等人用更大的样本, 发现 JHK 波段的绝对星等弥散为 0.12 ~ 0.18 mag^[72]。尽管在 B 和 V 波段也能得到相似或更低的弥散量, 但前提是经过之前利用光变曲线下率和颜色的修正, 而且这些修正并不能保证对所有的 Ia 型超新星都有效, 还会与寄主星系的性质有关^[78]。如此看来, Ia 型超新星红外波段的性质很有研究意义。

4.3 内禀色指数和红化

Ia 型超新星的红化一般用色余 $E(B - V)$ 表示, 色余的大小等于观测的色指数 $B - V$ 与内禀色指数 $(B - V)_0$ 之差, 因此, 对内禀色指数的了解是研究 Ia 型超新星红化的关键。在研究寄主星系的消光时, 需要从总的色余中扣除银河系的红化 $E(B - V)_{\text{Gal}}$, 进而得到寄主星系的红化 $E(B - V)_{\text{Host}}$ 。内禀色指数一般表示为 $(B - V)_{\max}^0$, 研究表明, Ia 型超新星的内禀色指数也存在固有的弥散^[21, 79, 80]。获得内禀色指数一般先从大量的 Ia 型超新星样本中选取最蓝的一类源作为标准样本, 取它们的实测色指数作为内禀色指数, 获得 $(B - V)_{\max}^0$ 与 Δm_{15} 之间的线性关系之后应用到其他红化了的 Ia 型超新星^[81]。

除了选取最蓝样本以外, 通过经验条件选取一类自身不受寄主星系红化的 Ia 型超新星作为标准样本也是一种很好的方法。选取未红化 Ia 型超新星主要有 3 种方法: (1) 中分辨率、高信噪比谱线中不存在星际 Na I 和 Ca II 线, 意味着星际气体稀少, 相应的星际尘埃含量很低, 星际消光非常小; (2) 寄主星系的形态为 E 型或 S0 型, 这类星系中的星际尘埃含量很低; (3) 寄主星系为旋涡星系时, 位于旋臂和盘之外的超新星受到的尘埃消光很小。根据这 3 条标准选取 Ia 型超新星, 对其进行银河系的红化改正后的颜色即可认为是内禀颜色。表 1 列举了对内禀色指数和 $\Delta m_{15}(B)$ 做线性拟合的 4 种结果, 拟合方程式 $(B - V)_{\max}^0 = a + b[\Delta m_{15}(B) - 1.1]$ 中, 1.1 是 $\Delta m_{15}(B)$ 归一化的值, 因此 a 的值可认为是极大时色指数 $B - V$ 的平均值。

总的来说, 通过 Δm_{15} 方法得到的内禀色指数还是比较准确的。但是这种方法存在的缺陷是, 当 Ia 型超新星的光变曲线下率下降得很快 ($\Delta m_{15}(B) > 1.7$ mag) 时, 拟合的偏差会非常大, 因此实际处理中会扔掉 $\Delta m_{15}(B) > 1.7$ mag 的源。除了 Δm_{15} , Foley 等人发现内禀色指数 $B - V$ 与 Si II 和 Ca II H&K 谱线的多普勒频移速度也有很强的相关性: $(B - V)_{\max}^0 =$

表 1 四种不同内禀色指数拟合结果的比较

a	b	rms	N (超新星)	参考文献
-0.070 (0.012)	0.114 (0.037)	0.03	14	[13]
-0.08 (0.03)	0.09 (0.08)		5	[81]
-0.024 (0.010)	0.045 (0.044)	0.07	34	[82]
-0.016 (0.014)	0.12 (0.05)	0.06	14	[21]

$(-0.20 \pm 0.06) - (0.013 \pm 0.004) \times (v_{\text{Ca II H\&K}}^0 / 1000 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1})$, 分别得到低速/高速样本 (以 $-14\,000 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ 为分界线) 的平均色指数为: $(-0.028 \pm 0.008) / (0.013 \pm 0.009) \text{ mag}^{[83]}$ 。最近 Burns 等人将颜色延展因子 S_{BV} (与之前的光变曲线延展因子 s 相似, 这里是对 $B - V$ 颜色曲线的时间轴进行拉伸或压缩) 应用在那些光变曲线快速下降的 Ia 型超新星上, 结果也与观测符合得较好^[84]。

Phillips 等人计算了 19 颗在 E 型和 S0 型星系中的 Ia 型超新星的色余, 得到平均值为: $E(B - V)_{\text{Avg}} = (0.02 \pm 0.03) \text{ mag}^{[13]}$, 该值接近 0, 间接验证了在 E 型和 S0 型中的 Ia 型超新星几乎不受寄主星系尘埃的消光和红化影响。

4.4 消光律

绝对消光和星际红化主要反映的是尘埃的含量, 而消光律, 即绝对消光 A_V 和红化 $E(B - V)$ 的比值 R_V 才是反映尘埃特性的参数。如前所述, 在消光很弱的环境下, Ia 型超新星呈现出极大时刻的内禀色指数与下降速率参数 $\Delta m_{15}(B)$ 之间的相关性, 由此可以推出其色余 $E(B - V)$ 。同时, Ia 型超新星可见光波段的绝对星等也可以通过与超新星的光变特性相关的参数进行修正, 如果通过某种方法获得其距离, 相应波段的消光也就可以通过式 (1) 获取; 一般来说, 根据红移、Tully-Fisher 关系以及造父变星的周光关系都可以获得 Ia 型超新星距离。对于单颗 Ia 型超新星来说, 获得了色余和 V 波段的消光值, R_V 值即可直接得到。但是, 很多 Ia 型超新星的消光都比较小, 一个源得到的 R_V 值不确定性比较大, 人们大多应用统计方法, 并不直接使用这两个参数的比值。人们获得消光律的方法有以下几种: (1) 获取多个波段的色余之比, 与消光模型进行比较, 吻合最好的情况对应的 R_V 值即为 Ia 型超新星的消光律 (参见图 4)。Folatelli 等人采取这种方法, 对 CSP 第一个低红移的 Ia 型超新星样本从紫外到红外波段的色余之比进行拟合, 得到的 R_V 值随样本的变化而显著改变, 基于完整样本得到的 R_V 值为 1.7; 而去掉两个最红的源之后, R_V 的值变为 3.2, 增加了近 1 倍, 其不确定性非常大^[21]。(2) 最小化哈勃图上的弥散, 首先获得超新星的距离, 然后拟合消光值, 使得经过内禀修正和消光改正的绝对星等值与 Ia 型超新星的距离的匹配最好, 这种方法最早是由 Tripp 与 Tripp 和 Branch 提出的^[15, 16]。基于相同的 CSP 样本, Folatelli 等人使用这种方法获得的 R_V 值为 1.5, 显著低于色余之比的方法^[21]。对于含多颗 Ia 型超新星的样本, 作出其经过银河系消光改正和内禀差异改正后的绝对星等 (这样的绝对星等的差异则可认为是由寄主星系的消光所导致的) 与红化的关系图, 并作线性拟合, 其斜率就是统计样本的平均 R_V 值^[82], 表 2 给出了一些 Ia 型超新星统计样本的 R_V 值。

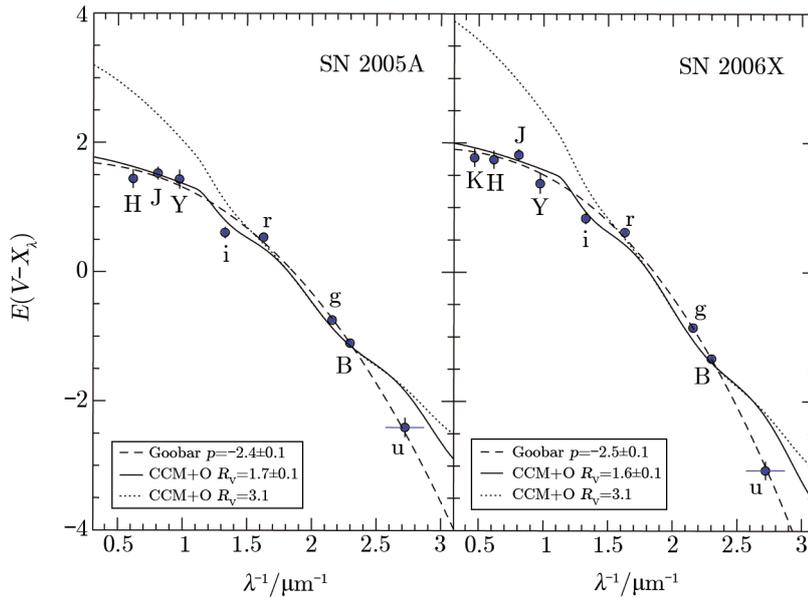


图 4 SN 2005 和 SN 2006X 的消光曲线

圆点表示波段 $X_\lambda = u, g, r, i, B, Y, J, H, K$ 处的色余 $E(V - X_\lambda)$, 实线表示用 CCM+O 消光律拟合的最佳拟合曲线, 点虚线表示用 CCM+O 模型在 $R_V = 3.1$ 时的消光曲线, 虚线对应是 Goobar(2008) 的幂律谱模型^[98]的拟合。该模型对类似于大麦哲伦云里的尘埃有效^[21]。

银河系的典型 R_V 值在 3.0 左右, 而 Ia 型超新星所在的河外星系的情况并不清楚。为了最小化哈勃图上的弥散, R_V 的值必须 ≤ 2.0 ^[85], 光学和近红外的色余之比则表明, 大多数高度红化的 Ia 型超新星对应的 $R_V < 2$, 色余 $E(B - V) < 0.3$ 的低红化 Ia 型超新星对应星系的 R_V 值却与银河系的数值 3.0 并不冲突^[21, 78]。虽然绝大多数情况下, R_V 值依然小于 3.0, 考虑到银河系也有类似的情形, 比如, 著名的 HD 210121 视线方向的 R_V 值只有 2.0 ^[86], Szomoru 和 Guhathakurata 研究 4 个高银纬云, 发现其 $R_V \leq 2$ ^[87], 可见, $R_V < 3.0$ 的情形并不稀少。但是, Brown 等人最近发现 Ia 型超新星 2014J 的实测结果与 $R_V \approx 1.4$ 的消光曲线非常吻合^[88], 明显低于银河系 HD 210121 视线方向的 R_V 值。另一方面, 这样的 R_V 值仍然在尘埃消光导致的极限之内, 完全的瑞利散射将导致 R_V 值最小, 约为 0.7; 完全的灰消光则导致 R_V 值达其上限——无穷大^[89], 即 Ia 型超新星寄主星系的 R_V 值在合理范围内。

Phillips 等人也总结了多个 Ia 型超新星寄主星系的 R_V 值, 可以看出, 尽管存在绝对星等的弥散、观测的误差等不确定性因素, 这些数据却得到非常相似的结果: 所有 Ia 型超新星的 R_V 值都要小于银河系的标准值 3.1^[52]。 R_V 值的大小取决于尘埃的性质, 一般认为, 大尘埃颗粒产生的 R_V 值较大, 而小尘埃颗粒产生的 R_V 值较小, 这是因为尘埃对于波长与其尺度相当的辐射的消光作用最明显。尘埃的成分和形状对于 R_V 值也有一定的影响。当今所发现的 Ia 星超新星都位于河外星系, Ia 型超新星的消光特性对河外星系的尘埃模型有重要的限制。现在对河外星系的消光研究表明: 大麦哲伦云中的 30 Dor 区域的 $R_V \approx 3.2$, 但是 2175 Å 的特征很弱; M31 的紫外消光曲线与银河系平均值相似, 但是 2175 Å 的特征也比银

表 2 部分 Ia 型超新星的 R_V 值的比较

Ia 型超新星	$E(B - V)_{\text{host}}$	R_V	参考文献
1999cl	1.24 (0.07)	1.55 (0.08)	[90]
2001el	0.21 (0.05)	2.15 (0.23)	[91]
2002cv	5.45 (0.28)	1.59 (0.07)	[92]
2003cg	1.33 (0.11)	1.80 (0.19)	[10]
2005A	1.11 (0.07)	1.68 (0.10)	[21]
2006X	1.34 (0.07)	1.55 (0.07)	[21]
2006X	1.42 (0.04)	1.48 (0.06)	[93]
2014J	1.23 (0.01)	1.46	[35]
数量		0.5	[67]
20		2.60 (0.30)	[96]
109		2.29 (0.11)	[97]
80	$E(B - V)_{\text{host}} < 0.7$	1.75 (0.27)	[94]
69	$E(B - V)_{\text{host}} < 0.25$	1.01 (0.25)	
42	HV	1.58 (0.07)	[32]
83	Normal	2.36 (0.07)	
34	CSP 超新星样本	1.7 (0.1)	[21]
32	除去 SN 2005A 和 SN 2006X	3.2 (0.4)	
	$A_V \leq 0.4$	2.5 ~ 2.9	[95]
	$A_V \geq 1.0$	< 2	

河系要弱; 旋涡星系 NGC 2207 的 $R_V = 5.0$, AM 1316-241 的 $R_V = 3.4 \pm 0.2$, AM 0500-620 的 $R_V \approx 2.5 \pm 0.4$; Sc 型星系 NGC 3314A 的 $R_V = 3.5 \pm 0.2$ 。以上这些河外星系的 R_V 值可参见 Draine 在 2003 年的综述文章^[42], 可见河外星系的消光各不同, 与银河系有相似之处也有不同之处。对于 Ia 型超新星的 R_V 值普遍小于银河系平均值这一问题还需要更加深入的讨论。Branch 在 1992 年的综述中分析了 4 个可能的原因: (1) 其他旋涡星系中的尘埃与银河系内尘埃显著不同, 鉴于银河系本身是一个旋涡星系, 这个假设仍值得商榷; (2) 消光可能是由光学性质非常特殊的星周尘埃所导致的, 但是椭圆星系中的 Ia 型超新星偏蓝且比较亮, 这意味着旋涡星系中的 Ia 型超新星存在一个尘埃壳层, 而椭圆星系中的 Ia 型超新星不存在尘埃壳层, 这是比较矛盾的一个推论; (3) 观测误差导致色指数偏红, 从而导致 R_V 值偏小, 但是, 随着观测精度的提高, 色指数的观测误差应该很小, 不可能使 R_V 值的偏差很明显; (4) 不是所有的 Ia 型超新星的内禀色指数 $B - V$ 都是一样的^[67], 这点在后来的研究中得到证实, 即 Ia 型超新星的内禀色指数存在较大的弥散。

值得注意的是, 早期对 Ia 型超新星 R_V 值的估算并没有考虑到光度、颜色和光变曲线形状之间的联系^[95], 得到的最小 R_V 值约为 0.5, 低于瑞利散射的 R_V 值下限 0.7, 这是难以置信的。Riess 等人利用 MLCS 方法并选取邻近的 20 颗 Ia 型超新星, 建立了 Ia 型超新星内禀光度和色指数之间的联系, 得到 $R_V = 2.6 \pm 0.3$, 这与银河系的平均值比较接近; 因此他们推测 Ia 型超新星的消光主要是由 ISM 导致的, 而不是 CSM, 而且他们还认为寄主星系的尘埃

与银河系的尘埃特性也一致^[96]。他们还比较寄主星系的消光与星系形态的关系,得到的结果与“早型星系贫尘埃,晚型星系富尘埃”这一标准图像一致,因此他们认为 Ia 型超新星的消光来源是 ISM。同时,也很难归咎于色指数较大的测量误差,他们分析认为, R_V 值偏低的原因只可能是 Ia 型超新星内禀色指数存在弥散。Mandel 等人使用 MCMC 方法,对 127 颗 Ia 型超新星从光学到近红外的光变曲线进行统计分析,同时获得内禀光变曲线、尘埃消光及红化、距离,得到消光较小 ($A_V \leq 0.4$) 的 Ia 型超新星 $R_V \simeq 2.5 \sim 2.9$,基本上与银河系的 R_V 值接近,而消光较大 ($A_V \geq 1.0$) 的情况对应的 $R_V < 2.0$,与银河系的情形差别明显^[95]。

关于 R_V 值偏小的原因,近些年来天文学家们也做了很多推测。Reindl 等人认为, R_V 偏小的原因可能是 Ia 型超新星的强紫外辐射改变了寄主星系内靠近 Ia 型超新星的尘埃颗粒的大小分布^[82]。Wang 等人认为,光线在星周环境或者 Ia 型超新星喷射物的高速壳层内的尘埃云中被散射,散射光减小了 R_V 的值^[97]。Goobar 用蒙特-卡洛方法来检验 Ia 型超新星星周尘埃对消光律的影响,也认为低的 R_V 值是由星周尘埃散射星光造成的^[98]。Amanullah 和 Goobar 也用蒙特-卡洛方法检验了散射光对光学波段的光变曲线形状和谱线特征的影响,结果也显示,非标准的消光律似乎能用 Ia 型超新星的星周尘埃对星光的多次散射来解释,同时还发现当星周尘埃壳层的半径 $r = 10^{16} \sim 10^{19}$ cm 时,对光变曲线的校正与经验的 Δm_{15} 关系所描述的符合得很好,且内禀的颜色变化量为 $\sigma_{BV} = 0.05 \sim 0.1$ mag^[99]。但是,如前所述,Phillips 等人基于多颗 Ia 型超新星的高分辨率光谱观测数据,发现 5780 Å 的 DIB 强度与从 Ia 型超新星颜色获得的可见波段的消光相关,而 DIB 是 ISM 的特征,从而推断 Ia 型超新星的消光主要来自 ISM,如果不是全部来自 ISM,红化严重的超新星的低 R_V 值就应该归因于 ISM 的尘埃与银河系的差异^[52]。最近, Johansson 等人基于中红外辐射,得到 Ia 型超新星 2014J 的星周尘埃质量小于 $10^{-5} M_{\odot}$,结果不足以解释其实测消光^[100]。

随着观测波段的增加,数据也在不断积累,对于消光的了解不局限于可见光波段的 R_V 这个参数,人们开始描绘 Ia 型超新星的消光曲线,波长范围延伸到紫外和红外波段。图 4 给出了 SN 2005A 和 SN 2006X 这两颗 Ia 型超新星的以色余形式表现的消光曲线图^[21]。对这两条消光曲线的拟合表明,如果采用典型的银河系消光模型 (CCM+O,即经典的 CCM89 消光模型经过 O'Donnell 修正之后^[101]),那么得到的 R_V 值为 1.6 ~ 1.7,明显小于银河系的典型值,但这种拟合在紫外 u 波段与实测值有较大的偏离;如果以 Goobar 的幂律谱形式的消光模型取而代之,则获得了比较好的拟合,相应的谱指数在 2.4 ~ 2.5 之间。这个结果表明,银河系的消光律可能不适合这两颗 Ia 型超新星。但是,Amanullah 等人在对 SN 2014J 从紫外的 2750 Å 到近红外的 K 波段的消光曲线进行拟合时,用 Fitzpatrick 从银河系得到的消光曲线^[102]也得到了很好的拟合,虽然其 R_V 值低至 1.4^[103]。对更多样本源进行多波段消光实测,将进一步了解 Ia 型超新星的消光以及产生消光的尘埃特性。

总之,为了最小化哈勃图上的弥散, R_V 值不能大于 2.0^[85, 104];而直接从光学和近红外观测得到的色余比来看,虽然大多数高红化的 Ia 型超新星确实具有小于 2.0 的 R_V 值,但是很多低红化 ($E(B - V) < 0.3$ mag) 或低消光 ($A_V < 0.4$ mag) 的 Ia 型超新星的 R_V 值非常接近银河系的平均值,约为 3.0^[21, 78],因此不能简单地根据 R_V 的值来判断 Ia 型超新星寄主星系内的尘埃和星周尘埃的性质。

5 结 语

Ia 型超新星在宇宙学研究中的地位非常重要, 由于 Ia 型超新星前身星的差异, 导致其爆炸极大光度存在弥散, 通过已有的经验关系能够将这种内禀弥散降到很低 (0.1 mag 以下)。而且由于星际尘埃消光的影响, 准确地测得消光的大小是 Ia 型超新星作为“标准烛光”测距最需要解决的问题。但是由于观测条件的限制和 Ia 型超新星前身星理论的不够完善, 还有很多问题需要解决, 这些问题包括:

(1) Ia 型超新星极大光度和颜色的内禀弥散产生的物理原因, 对 Ia 型超新星前身星模型的物理理论的完善有利于进一步准确校正极大光度, 使其弥散更小;

(2) Ia 型超新星特殊的 R_V 值一直是个悬而未决的问题, 与这相关的主要是河外星系的尘埃性质问题和 Ia 型超新星的消光来源问题, 河外星系的尘埃性质和 Ia 型超新星的星周尘埃对消光的影响还需要进一步的研究;

(3) Ia 型超新星的光度在红外波段的弥散比可见光波段更小, 因此获取更多红外波段的数据可能会进一步降低 Ia 型超新星极大光度的弥散。

为了对 Ia 型超新星的消光进行更加准确的改正, 我们应该在观测水平和模型建立方面进行提高。在观测方面, 加大波段的覆盖范围非常有益, 对于低消光的 Ia 型超新星, 紫外波段的观测能提高消光测量的精度; 红外波段因为消光较小, 有助于了解其内禀光度和色指数。一个覆盖全波段的消光曲线对于尘埃性质的了解很有帮助, 比如紫外波段的 2175 Å 特征会限制碳尘埃颗粒的丰度, 红外波段的 9.7 μm 特征将限制硅酸盐尘埃的丰度和结构。此外, 对于超新星光度和色指数的长时间监测将有助于理解消光的来源, 来自星周尘埃的消光将表现出随时间的演化而变化, 而来自星际尘埃的消光是不随时间变化的。在模型方面, 目前有关 Ia 型超新星消光的尘埃模型比较缺少, 大多采用银河系或者散射模型; 但是, 河外星系的尘埃表现出多样性, 如成分和尺寸分布都存在差异, 所以, 基于实测消光值或者消光曲线进行河外星系的尘埃模型研究是必要的, 如 Gao 等人正在进行的工作^[105], 有助于理解 Ia 型超新星消光的物理原因。

致谢

特别感谢高健教授和审稿人对论文提出的建设性意见。

参考文献:

- [1] 吴潮, 张天萌, 王晓峰, 等. 天文学进展, 2013, 31: 37
- [2] 王晓峰, 李宗伟, 天文学进展, 2000, 18: 159
- [3] 李宗伟, 王晓峰, 物理学进展, 2010, 30: 247
- [4] Perlmutter S, Aldering G, Goldhaber G, et al. ApJ, 1999, 517: 565

- [5] Riess A G, Filippenko A V, Challis P, et al. *ApJ*, 1998, 116: 1009
- [6] Howell D A. *Nature Communications*, 2011, 2: 350
- [7] Hillebrandt W, Niemeyer J C. *ARA&A*, 2000, 38: 191
- [8] Krisciunas K, Hastings N C, Loomis K, et al. *ApJ*, 2000, 539: 658
- [9] Patat F, Benetti S, Cappellaro E, et al. *MNRAS*, 1996, 278: 111
- [10] Elias-Rosa N, Benetti S, Cappellaro E, et al. *MNRAS*, 2006, 369: 1880
- [11] Di Paola A, Larionov V, Arkharov A, et al. *A&A*, 2002, 393: L21
- [12] Phillips M M. *ApJ*, 1993, 413: L105
- [13] Phillips M M, Lira P, Suntzeff N B, et al. *AJ*, 1999, 118: 1766
- [14] Hamuy M, Phillips M M, Schommer R A, et al. *AJ*, 1996, 112: 2391
- [15] Tripp R. *A&A*, 1998, 331: 815
- [16] Tripp R, Branch D. *ApJ*, 1999, 525: 209
- [17] Contardo G, Leibundgut B, Vacca W D. *A&A*, 2000, 359: 876
- [18] Vacca W D, Leibundgut B. *ApJ*, 1996, 471: L37
- [19] Foley R J, Fox O, McCully C, et al. *MNRAS*, 2014, 443: 2887
- [20] Hamuy M, Phillips M M, Suntzeff N B, et al. *AJ*, 1996, 112: 2438
- [21] Folatelli G, Phillips M M, Burns C R, et al. *AJ*, 2010, 139: 120
- [22] Höflich P, Khokhlov A M, Wheeler J C. *ApJ*, 1995, 444: 831
- [23] Pinto P A, Eastman R G. *ApJ*, 2000, 530: 757
- [24] Kasen D. *ApJ*, 2006, 649: 939
- [25] Parrent J, Friesen B, Parthasarathy M. *Ap&SS*, 2014, 351: 1
- [26] Branch D. *ARA&A*, 1998, 36: 17
- [27] Branch D, Fisher A, Nugent P. *AJ*, 1993, 106: 2383
- [28] Phillips M M, Wells L A, Suntzeff N B, et al. *AJ*, 1992, 103: 1632
- [29] Filippenko A V, Richmond M W, Branch D, et al. *AJ*, 1992, 104: 1543
- [30] Benetti S, Cappellaro E, Mazzali P A, et al. *ApJ*, 2005, 623: 1011
- [31] Branch D, Dang L C, Hall N, et al. *PASP*, 2006, 118: 560
- [32] Wang X, Filippenko A V, Ganeshalingam M, et al. *ApJ*, 2009, 699: L139
- [33] Wang X, Wang L, Filippenko A V, et al. *Science*, 2013, 340: 170
- [34] Lira P. Master thesis, Chile: Univ. of Chile, 1995
- [35] Marion G H, Sand D J, Hsiao E Y, et al. *ApJ*, 2014, 798: 39
- [36] Förster F, González-Gaitán S, Folatelli G, et al. *ApJ*, 2013, 772: 19
- [37] Ford C H, Herbst W, Richmond M W, et al. *AJ*, 1993, 106: 1101
- [38] Meikle W P S. *MNRAS*, 2000, 314: 782
- [39] Schlegel D J, Finkbeiner D P, Davis M. *ApJ*, 1998, 500: 525
- [40] Cardelli J A, Clayton G C, Mathis J S. *ApJ*, 1989, 345: 245
- [41] Schlafly E F, Finkbeiner D P. *ApJ*, 2011, 737: 103
- [42] Draine B T. *ARA&A*, 2003, 41: 241
- [43] Totani T, Kobayashi C. *ApJ*, 1999, 526: L65
- [44] Aguirre A N. *ApJ*, 1999, 512: L19
- [45] Aguirre A. *ApJ*, 1999, 525: 583
- [46] Ménard B, Scranton R, Fukugita M. *MNRAS*, 2010, 405: 1025
- [47] Moore K, Bildsten L. *ApJ*, 2012, 761: 182
- [48] Sternberg A, Gal-Yam A, Simon J D, et al. *Science*, 2011, 333: 856
- [49] Patat F, Chandra P, Chevalier R, et al. *Science*, 2007, 317: 924
- [50] Dilday B, Howell D A, Cenko S B, et al. *Science*, 2012, 337: 942
- [51] Johansson J, Amanullah R, Goobar A. *MNRAS*, 2013, 431: L43
- [52] Phillips M M, Simon J D, Morrell N, et al. *ApJ*, 2013, 779: 38
- [53] Sugerman B E K, Ercolano B, Barlow M J, et al. *Science*, 2006, 313: 196

- [54] Wooden D H, Rank D M, Bregman J D, et al. *ApJS*, 1993, 88: 477
- [55] Elmhamdi A, Danziger I J, Chugai N, et al. *MNRAS*, 2003, 338: 939
- [56] Indebetouw R, Matsuura M, Dwek E, et al. *ApJ*, 2014, 782: L2
- [57] Gall C, Hjør J, Watson D, et al. *Nature*, 2014, 511: 326
- [58] Calzetti D. *PASP*, 2001, 113: 1449
- [59] Hatano K, Branch D, Deaton J. *ApJ*, 1998, 502: 177
- [60] Oke J B, Sandage A. *ApJ*, 1968, 154: 21
- [61] Humason M L, Mayall N U, Sandage A R. *AJ*, 1956, 61: 97
- [62] Hamuy M, Phillips M M, Lisa A W, et al. *PASP*, 1993, 105: 787
- [63] Kim A, Goobar A, Perlmutter S. *PASP*, 1996, 108: 190
- [64] Nugent P, Kim A, Perlmutter S. *PASP*, 2002, 114: 803
- [65] Jha S, Riess A G, Kirshner R P. *ApJ*, 2007, 659: 122
- [66] Tammann G A, Leibundgut B. *A&A*, 1990, 236: 9
- [67] Branch D, Tammann G A. *ARA&A*, 1992, 30: 359
- [68] Riess A G, Press W H, Kirshner R P. *ApJ*, 1996, 473: 88
- [69] Perlmutter S, Gabi S, Goldhaber G, et al. *ApJ*, 1997, 483: 565
- [70] Wang L, Goldhaber G, Aldering G, et al. *ApJ*, 2003, 590: 944
- [71] Wang X, Wang L, Zhou X, et al. *ApJ*, 2005, 620: L87
- [72] Krisciunas K, Phillips M M, Suntzeff N B. *ApJ*, 2004, 602: L81
- [73] Wood-Vasey W M, Friedman A S, Bloom J S, et al. *ApJ*, 2008, 689: 377
- [74] Krisciunas K, Marion G H, Suntzeff N B, et al. *AJ*, 2009, 138: 1584
- [75] Mandel K S, Wood-Vasey W M, Friedman A S, et al. *ApJ*, 2009, 704: 629
- [76] Kattner S A, Leonard D C, Burns C R, et al. *PASP*, 2012, 124: 114
- [77] Elias J H, Matthews K, Neugebauer G, et al. *ApJ*, 1985, 296: 379
- [78] Phillips M M. *PASA*, 2012, 29: 434
- [79] Saha A, Sandage A, Tammann G A, et al. *ApJ*, 1999, 522: 802
- [80] Nobili S, Goobar A, Knop R, et al. *A&A*, 2003, 404: 901
- [81] Altavilla G, Fiorentino G, Marconi M, et al. *MNRAS*, 2004, 349: 1344
- [82] Reindl B, Tammann G A, Sandage A, et al. *ApJ*, 2005, 624: 532
- [83] Foley R J. *ApJ*, 2012, 748: 127
- [84] Burns C R, Stritzinger M, Phillips M M, et al. *ApJ*, 2014, 789: 32
- [85] Kessler R, Becker A C, Cinabro D, et al. *ApJS*, 2009, 185: 32
- [86] Li A, Greenberg J M. *A&A*, 1998, 339: 591
- [87] Szomoru A, Guhathakurta P. *AJ*, 1999, 117: 2226
- [88] Brown P J, Smitka T, Wang L, et al. <http://arxiv.org/pdf/1408.2381v1.pdf>, 2014
- [89] Draine B T. *Physics of the Interstellar and Intergalactic Medium*. Princeton: Princeton University Press, 2011
- [90] Krisciunas K, Prieto J L, Garnavich P M, et al. *AJ*, 2006, 131: 1639
- [91] Krisciunas K, Garnavich P M, Stanishev V, et al. *AJ*, 2007, 133: 58
- [92] Elias-Rosa N, Benetti S, Turatto M, et al. *MNRAS*, 2008, 384: 107
- [93] Wang X, Li W, Filippenko A V, et al. *ApJ*, 2008, 675: 626
- [94] Nobili S, Goobar A. *A&A*, 2008, 487: 19
- [95] Mandel K S, Narayan G, Kirshner R P. *ApJ*, 2011, 731: 120
- [96] Riess A G, Press W H, Kirshner R P. *ApJ*, 1996, 473: 588
- [97] Wang L. *ApJ*, 2005, 635: L33
- [98] Goobar A. *ApJL*, 2008, 686: L103
- [99] Amanullah R, Goobar A. *ApJ*, 2011, 735: 20
- [100] Johansson J, Goobar A, Kasliwal M M, et al. <http://arxiv.org/pdf/1411.3332v1.pdf>, 2014
- [101] O'Donnell J E. *ApJ*, 1994, 422: 158

- [102] Fitzpatrick E L. PASP, 1999, 111: 63
[103] Amanullah R, Goobar A, Johansson J, et al. ApJ, 2014, 788: L21
[104] Conley A, Carlberg R G, Guy J, et al. ApJ, 2007, 664: L13
[105] Gao J, Jiang B, Li A, et al. to appear in ApJ, 2015

Extinction Correction for Type Ia Supernovae

LI Jun, JIANG Bi-wei

(Department of Astronomy, Beijing Normal University, Beijing 100875, China)

Abstract: Type Ia supernovae (SNe Ia) are widely used as a standard candle in cosmology. They have very high (as bright as an entire galaxy) and almost constant luminosity. Their absolute magnitude in visual bands presents very small dispersion of around 0.1 mag after modified according to their declining rate and correction for the extinction. Their intrinsic color index shows very homogeneous law of variation in a period after the maximum light. Understanding the extinction of SNe Ia is a key to its application in cosmology. In principle, there are four sources of extinction to SNe Ia in extra-galaxies: (1) the Galactic foreground interstellar extinction, (2) the intergalactic extinction, (3) the circumstellar extinction, and (4) the interstellar extinction of the host galaxy, with the later two contributors being significant and unclear. The extinction is calculated by comparing the observed colors and the intrinsic colors derived from their light-variation properties or from the dispersion in the Hubble diagram. The selective extinction ratio R_V is found generally smaller than the typical Galactic value 3.1, although different methods and samples yield a range of values with some of them being consistent with the Galactic case. The extinction curve from ultra-violet to near-infrared is obtained for several SNe Ia with abundant observations, which can either be fit by the Galactic extinction law but with low R_V value or by a power law. This fact may imply that the dust in the SNe Ia host galaxies tends to have smaller average size than the Galactic one. Meanwhile, a multiple-scattering model in the circumstellar envelope can also explain the difference in R_V .

Key words: supernovae; type Ia supernovae; extinction; dust