食双星的物理。第九部分。光谱模块

Miroslav Brož,¹ Andrej Prša,² Kyle E. Conroy,² and Michael Abdul-Masih³

¹ Charles University, Faculty of Mathematics and Physics, Institute of Astronomy, V Holešovičkách 2, CZ-18200 Praha 8
 ² Villanova University, Dept. of Astrophysics and Planetary Sciences, 800 E. Lancaster Ave, Villanova, PA 19085, USA
 ³ Instituto de Astrofísica de Canarias, C. Vía Láctea, s/n, 38205 La Laguna, Santa Cruz de Tenerife, Spain

(10Received; Revised; Accepted)

Submitted to ApJS

摘要

光谱观测限制了恒星大气的基本属性,特别是有效温度、重力加速度或金属量。在本研究中,我 们描述了 Phoebe 的光谱模块,该模块允许对归一化后的光谱或以绝对单位表示的光谱进行建模 (Wm⁻²m⁻¹)。该模块基于文献中的大量合成光谱网格,并通过插值和积分处理这些网格数据。作 为一种近似方法,我们假设边缘昏暗遵循一个解析定律,而其他效应(例如食变)则自治地处理。 我们的方法适用于单星、双星或多星系统,并可进一步扩展到包含脉动成分的系统。此草稿指的 是 Phoebe 的一个开发版本,可在 https://github.com/miroslavbroz/phoebe2/tree/spectroscopy2 获取。它尚未包含在官方的 Phoebe 仓库中!

Keywords: 恒星: 双星: 食双星 - 光谱学

1. 介绍

食双星模型通常通过两种(或更多)类型的观测来约束,例如,通过光曲线和径向速度,以获得参数的绝对 值(质量、半径、温度、轨道或距离)。这些参数之间存在若干相关性(Conroy et al. 2020),这在原则上可以显 著减少参数的不确定性(参见,例如,Suzuki et al. 2012)。特别是,恒星表面的重力加速度

$$g = \frac{Gm}{R^2} \tag{1}$$

与质量 m 和半径 R 相关; 光度通量

$$\Phi = \left(\frac{R}{d}\right)^2 \sigma T_{\rm eff}^4, \tag{2}$$

同样与半径 R、距离 d 以及有效温度 T_{eff} 有关;或者更具体地说,这些关系也存在于个别波段中。最后但同样重要的是,化学组成、内部结构或脉动频率,都与金属丰度 2 密切相关。所有这些参数都可以通过光谱学来约束。

恒星大气及其发射光谱因此由 $T_{\text{eff}}\log g, \mathscr{Z}$ 参数化,并且如果可以使用完整的场 (Puls et al. 2005; Abdul-Masih et al. 2020; Abdul-Masih 2023),则也可能由方向 $\mu \equiv \cos \theta$ 来参数化。可以使用现有的工具对合成光谱网

Corresponding author: Miroslav Brož mira@sirrah.troja.mff.cuni.cz

Brož et al.

格进行插值,例如 Pyterpol,之前用于 ξ Tau(Nemravová et al. 2016; Brož 2017),并将合成光谱与观测光谱进行比较。然而,仍然重要的是要将光谱与其他数据集结合在一起,否则模型将会无法约束或约束不良。

在这项工作中,我们在 Phoebe(Prša et al. 2016; Horvat et al. 2018; Jones et al. 2020; Conroy et al. 2020; Abdul-Masih et al. 2020) 中实现了一个光谱模块以改进双星(或多星系统)的建模。除了光曲线和径向速度外,还可以使用归一化(校正后)的光谱和/或光谱能量分布(SED)。理想情况下,径向速度应完全被包含相同信息的光谱所取代。

2. 方法

单星、双星或三合星在 Phoebe 中都是通过三角网格 (Prša et al. 2016) 来描述的,这些网格紧密跟随 Roche 势 (Roche 1873; Kopal 1959; Horvat et al. 2018)。对属于一个组分的所有三角形进行求和允许计算每个组分的特性。因此,我们有两种选择用于光谱模块,(i)复杂的方法,通过对三角形积分光谱;(ii)简化的办法,每个组分只有一个光谱。前者要精确得多,但后者速度快。

2.1. 复杂模型

在我们的复杂模型中,为每个三角形生成归一化的合成光谱,

$$I_{\lambda,i} = \texttt{sg.get_synthetic_spectrum}(T_{\text{eff},i}, \log g_i, \mathscr{Z}_i) \quad \text{for } \forall i, \tag{3}$$

由以下参数决定: T_{eff} ,局部有效温度, $\log g$,局部重力加速度(以 CGS 单位表示),和 $\mathscr{L} = 10^{\text{abun}}$,成分金属度。通常每个成分需要超过 1000 个光谱。我们注意到插值不是在 μ 中进行的,且边缘变暗问题将在其他地方讨论(参见下面的 I_{pass})。

多普勒效应以标准方式考虑,如下所示:

$$\lambda' = \lambda \left(1 + \frac{v_{\rm rad}}{c} \right) \tag{4}$$

其中, v_{rad} 是径向速度,c是光速。在我们的具体情况中,我们既不应用仪器展宽,因为我们合成的光谱已经被展宽(至 0.01Å),也不应用旋转展宽,因为它已经在所有三角形的径向运动中被考虑; $I'_{\lambda} = I_{\lambda}$ 。¹然而,我们总是执行分段线性插值到观测波长(λ'')

$$I_{\lambda}^{\prime\prime} = \texttt{pyterpolmu.interpolate_spectrum}(\lambda^{\prime}, I_{\lambda}^{\prime}, \lambda^{\prime\prime}). \tag{5}$$

最后,归一化的单色通量计算为

$$\Phi_{\lambda} = \frac{1}{L_{\text{tot}}} \sum_{i} I_{\text{pass},i} S_i \cos \theta_i f_i I_{\lambda,i}'', \qquad (6)$$

其中求和是在三角形上进行的, $I_{\text{pass},i}$ 是相应的透过率强度,这些透过率强度经过了边缘昏暗和重力昏暗修正(即与光曲线计算相同), S_i 是表面积, $\cos \theta_i$ 是对局部法线的余弦值,以及 f_i 可见三角形的比例。

证券交易所一在计算 SEDs 时,我们必须使用一个 2nd grid 的绝对/合成光谱,位于恒星表面,以 erg s⁻¹ cm⁻² Å⁻¹ 单位表示,

$$I_{\lambda,i} = \texttt{sg2.get_synthetic_spectrum}(T_{\text{eff},i}, \log g_i, \mathscr{Z}_i) \quad \text{for } \forall i.$$

$$(7)$$

1 可选地,可以对每个三角形应用旋转展宽 (方程 (12)),根据其3个顶点的微分/径向速度。

在地球上的单色通量,以Wm⁻²m⁻¹单位表示,计算为

$$\Phi_{\lambda} = \frac{1}{\pi d^2} \sum_{i} \mathrm{lds}_i S_i \cos \theta_i f_i I_{\lambda,i}'', \qquad (8)$$

其中 d 是到系统的距离, lds_i 是边缘变暗函数的值; 分母中的 π 因子是因为表面积(与 πR^2 相互抵消), 另外, 一个 10⁷ 因子是因为单位转换。

由于我们使用自己的合成光谱(即,不使用 Phoebe 中包含的大气),我们必须通过选择一个解析的边暗化 定律(线性、对数、平方根、二次或非线性)来考虑边暗化;边暗化系数应对应于 λ 的范围,当然。

2.2. 简化模型

在我们的简化模型中,我们估计各组分的亮度,并将它们用作组分光谱的权重。为了简单起见,我们计算普 朗克函数

$$B_{\lambda} = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda k T_{\rm eff}}\right) - 1} \tag{9}$$

和单色亮度,

$$L_{\lambda} = \pi R^2 B_{\lambda} \,. \tag{10}$$

相应的合成光谱,对于 $\mu = 1$,是通过以下方式获得的:

$$I_{\lambda} = \text{sg.get_synthetic_spectrum}(T_{\text{eff}}, \log g, \mathscr{Z}).$$
(11)

多普勒效应按之前的计算方法计算(公式(4))。我们不应用仪器展宽,但应用了旋转展宽,

$$I'_{\lambda} = 1 - \mathcal{F}^{-1} \left[\mathcal{F}(1 - I_{\lambda}) \, \mathcal{F}(K) \right) \right] \,, \tag{12}$$

其中使用了快速傅里叶变换(而不是卷积)。相应的核 (Díaz et al. 2011)

$$K = \frac{2}{\pi} \frac{(1-\epsilon)\sqrt{\arg} + \frac{\pi}{2}\epsilon \arg}{v_{\rm rot}/c\left(1 - \frac{1}{3}\epsilon\right)},\tag{13}$$

其中 $v_{\text{rot}} \equiv \Omega R \sin i_{\star}$ 是投影旋转速度, $\arg \equiv 1 - (v/v_{\text{rot}})^2$, ϵ 是线性边昏暗系数; 波长尺度在 $\log \lambda$ 上等距。核 归一化完成事后/。对观测波长的插值与之前相同(公式 (5))。

最后,归一化的单色通量计算为

$$\Phi_{\lambda} = \frac{1}{L_{\text{tot}}} \sum_{i} L_{\lambda,i} I_{\lambda,i}'' \,, \tag{14}$$

其中求和是在各分量上进行的。

输入结束标记—类似地,我们获得了绝对合成光谱,在恒星表面,如方程(7)所示。单色通量,在地球上,则是

$$\Phi_{\lambda} = \frac{1}{d^2} \sum_{i} R_i^2 I_{\lambda,i}^{\prime\prime} \,. \tag{15}$$

单色通 flux 可以与光谱观测进行比较,或者转换为窄带测光,前提是将其转换为相同的单位(即,校准,除以 $\Delta\lambda$),并且对象确实具有太强的光谱特征(在 $\Delta\lambda$ 内),同时正确考虑了星际消光(Jones et al. 2020)。



图 1. 现有归一化综合光谱网格的覆盖率,以有效温度 T_{eff} 与引力加速度 log g 的关系。金属度 2 为太阳值。

2.3. 实现说明

我们在 Phoebe 中引入了两个新的数据集, SPE 和 SED。相应的数量wavelengths,fluxes 被暴露给用 户(作为"枝条")。例如, fluxes = b['fluxes@spe01@phoebe01@latest@spe0model'].value, 或者可选地, fluxes = b.get_value('fluxes', dataset='spe01', context='model')。更多的示例以 Jupyter 笔记本的 形式提供。

在可用于 Phoebe 的网格中,有 OSTAR (Lanz & Hubený 2003), BSTAR (Lanz & Hubený 2007), AMBRE (de Laverny et al. 2012), POLLUX (Palacios et al. 2010), PHOENIX (Husser et al. 2013),或 POWR (Hainich et al. 2019). 它们可以从 http://sirrah.troja.mff.cuni.cz/~mira/xitau/下载为文本文件,这些文件会被自动转换 成二进制 (npy) 格式,以便下次快速读取。为了在 Phoebe 中使用它们,必须准备一个用户定义的gridlist,这 是一份文件及其相关参数的列表 ($T_{\rm eff}$, log g, \mathcal{Z} 或 μ)。

归一化和绝对网格的采样分别为 0.01Å 和 0.1Å。两个网格都是在该级别的仪器展宽下准备的。前者仅适用于 窄谱线的拟合,而后者对于宽谱线(如巴尔末谱线)和连续谱是足够的。重要的是,观测分辨率应相似(~0.01Å), 否则归因于个别三角形的窄谱线会被采样不足,这会产生虚假的数值噪声或"波浪"伪影。另一方面,如果观测 分辨率较低,在拟合过程中可以选择性地应用额外的仪器展宽或旋转展宽,但这会使速度稍微变慢(参见图 8)。

归一化网格的覆盖范围在图 1 中进行了展示。存在一些区域,其中网格重叠,可以预期会出现一些"跳跃", 这可能对收敛产生负面影响。这种情况发生在大约 30000 K 处,此处 OSTAR 和 BSTAR 网格重叠,以及大约 15000 和 8000 K 处。如果出现此问题,可以在gridlist 中注释掉某些行,以偏好其中一个或另一个网格。

内部,我们使用 Ndpolator² 进行线性插值或外推,在 n 维空间中。它尽可能快(用 C 语言实现),允许存在"空洞"(即非均匀网格)。出于安全考虑,外推方法设置为最近邻。

3. 示例

3.1. 复杂数模与简 F 单模的比较

第一个示例是为 Phoebe 中默认的双星获得的标准化合成光谱 Φ_{λ} (图 2)。在相位 0.25,相应的光谱线是双 重的,但由于这是一个相对较冷的大气环境 (6000 K),众多金属线 (Fe, Ti, Th,...)相互重叠并因此严重混合。我

² https://github.com/aprsa/ndpolator

们的两个模型,复杂和简化模型,都非常吻合,因为组件是球形的,有效温度和 log g 值保持恒定,这意味着所 有光谱都是相同的,只是多普勒频移并在表面上积分(即相当于旋转展宽)。

在绝对合成光谱 Φ_{λ} (以 W m⁻² m⁻¹ 单位)的情况下,比较结果不同(图 3)。简化模型相对于复杂模型略有偏移,这是由于绝对亮度的轻微差异所致(带通与普朗克分布之间的差异)。然而,我们的模型在相位零时有所不同,此时两个组件完全被遮挡;在这种情况下,简化模型是不正确的(相差 2 倍)。

3.2. 通量校准

第二个示例是在 1 天文单位距离处计算的太阳通量校准(图 4)。其合成光谱是从 PHOENIX 网格中插值得 到的;它与其他太阳光谱 (Gueymard 2003) 相符较好。其在波长上的积分, $\Phi = \int \Phi_{\lambda} d\lambda \doteq 1338 \text{ Wm}^{-2}$,接近测 量到的太阳常数,(1360.8±0.5) Wm⁻² (Kopp & Lean 2011)。

3.3. limb darkening

边缘暗化主要影响 SEDs, 如图 5 所示, 其中绝对通量 Φ_{λ} 的减少与边缘暗化系数 ϵ 成正比, 正如预期的那样。 尽管这种方法并不自治, 因为各自的大气也意味着边缘暗化 (对于 $\mu \rightarrow 0$), 整个区域并非总是可用。此外, 它 将需要更为广泛的四维网格 (对所有 μ 's 而言)。作为参考, 当前的网格分别代表了未压缩数据的 10GB 和 14GB (对于 $\mu = 1$)。因此我们认为我们的方法是一个很好的折衷方案。

3.4. 旋转

旋转影响了 SEDs 和归一化光谱(见图 6)。有效温度 T_{eff} 以及重力加速度 $\log g$ 在表面 (von Zeipel 1924) 上都不是恒定的,因此光谱必须相应变化。两极比赤道更热,这导致了特别是在紫外区可观察到的效果,例如对 于织女星 (Aufdenberg et al. 2006)。特别是,需要考虑极地的边缘变暗(针对 $i_{\star} \rightarrow 0$),因为它限制了自转轴的 倾斜角度。除此之外,旋转诱导了三角形的多普勒频移,导致了预期中的线展宽现象。

3.5. 日食

最后,我们在日食过程中计算了归一化的合成光谱(图 7)。简化模型再次不正确;只有复杂模型显示了由于部分被遮挡表面导致的线轮廓不对称性。对于默认双星,这适用于相位 $\phi \in (0; 0.06)$ 。如果相应的双星是接触型 (Abdul-Masih et al. 2020),或者其中一个组成部分快速自转,或无论何时温度差异显著,可以预期出现更明显的不对称性。

4. 结论

我们描述了 Phoebe 的光谱模块,并给出了几个使用示例。同时使用更多的数据集(LC, RV, SPE, SED) 意味着二元星模型将得到更好的约束,因为光谱和谱线包含了关于恒星大气层的详细信息;比光曲线和视向速度 更为详细。

另一方面,对此应保持诚实,更多的数据集有时意味着更多的问题——如果存在系统误差的话。光谱学并非 一种完全独立的测量方法,并不精确地与其他类型的数据正交。例如,径向速度在谱线混合时会受到系统性影 响;或者由于校准、归一化或修正的原因,光谱本身可能存在不确定性(参见,例如,Worley et al. 2012; Sacco et al. 2014; Jönsson et al. 2020)。

这一版本的 Phoebe 还开启了通过光谱拟合脉动的可能性,如果表面的径向速度受到扰动,会产生穿越线轮廓的波 (Maintz et al. 2003; Aerts et al. 2010)。然而这种拟合可能会有问题,如果底层的脉动模型不够充分,例如,对于快速旋转的恒星 (Aerts & Tkachenko 2023)。

1 此项工作得到了捷克科学基金会通过资助 25-16507S(M. Brož)的支持。



图 2. 基本示例归一化通量 Φ_{λ} 在波长 λ (以埃为单位)上的计算,针对 Phoebe 中的默认双星系统进行计算(即, P = 1 d, $a = 5.3 R_{\odot}, m_1 = m_2 \doteq 0.998813 M_{\odot}, R_1 = R_2 = 1 R_{\odot}, T_1 = T_2 = 6000$ K, $\log g_1 = \log g_2 \doteq 4.437$)。在 0.25 阶段,组分的线 被径向速度振幅 $K_1 = K_2 \doteq 134$ km s⁻¹ 移动,如红色箭头所示。未旋转合成光谱的原始图来自 AMBRE 网格 (de Laverny et al. 2012)也被绘制(黑色)。线标识取自 https://bass2000.obspm.fr/solar_spect.php。



图 3. 与图 2 相同,但为绝对通量 Φ_{λ} (在 Wm⁻²m⁻¹中)在波长 λ 上的情况。显示了相位 0 (全食)和 0.25 (非食期)以作比较。复杂模型(橙色)正确计算了 Φ_{λ} 的 2 倍差异,但简化模型(灰色,虚线)无法解释任何食现象。原始未旋转的合成光谱来自 PHOENIX 网格 (Husser et al. 2013)也被绘制出来 (黑色)。

REFERENCES

Abdul-Masih, M. 2023, A&A, 669, L11

- Abdul-Masih, M., Sana, H., Conroy, K. E., Sundqvist, J., Prša, A., Kochoska, A., & Puls, J. 2020, A&A, 636, A59
- Aerts, C., Christensen-Dalsgaard, J., & Kurtz, D. W. 2010, Asteroseismology (Springer Science+Business Media
- B.V.)
- Aerts, C., & Tkachenko, A. 2023, arXiv e-prints, arXiv:2311.08453
- Aufdenberg, J. P., et al. 2006, ApJ, 645, 664
- Brož, M. 2017, ApJS, 230, 19
- Conroy, K. E., et al. 2020, ApJS, 250, 34

- de Laverny, P., Recio-Blanco, A., Worley, C. C., & Plez, B. 2012, A&A, 544, A126
- Díaz, C. G., González, J. F., Levato, H., & Grosso, M. 2011, A&A, 531, A143
- Gueymard, C. A. 2003, Solar Energy, 74, 355
- Hainich, R., Ramachandran, V., Shenar, T., Sander, A. A. C., Todt, H., Gruner, D., Oskinova, L. M., & Hamann, W. R. 2019, A&A, 621, A85
- Horvat, M., Conroy, K. E., Pablo, H., Hambleton, K. M., Kochoska, A., Giammarco, J., & Prša, A. 2018, ApJS, 237, 26



图 4. 太阳在 1 天文单位距离处的通量校准示例计算。峰值单色通量 $\Phi_{\lambda} \doteq 2 \times 10^{-9} \, \text{Wm}^{-2} \, \text{m}^{-1}$ 是正确的。为了比较,我们绘制 了来自 Gueymard (2003)的合成太阳光谱(黑色)和普朗克函数(灰色)对于有效温度 $T_{\text{eff}} = 5770 \, \text{K}$ 。



图 5. 边缘暗化示例针对 Phoebe 中的默认恒星进行计算(即, $m = 1 M_{\odot}$, $R = 1 R_{\odot}$);在距离为 100 pc 处观测。将边缘暗化系数 设置为手动线性;测试了数值 0.0, 0.1, 0.2, 0.5, 1.0。光谱能量分布如预期般变化。



图 6. 旋转示例计算默认恒星在 Phoebe 中的旋转。测试了以下旋转周期值: 0.16 (接近临界值)、0.20、0.30、0.50 和 >99 天。光 谱线的变化如预期所示。



图 7. 日食示例计算 Phoebe 中的默认二进制。左:带有可见三角形分数的网格。右:归一化的合成归一化光谱 Φ_{λ} (橙色) 在波长 λ 上。日食期间,组件的线轮廓混合在一起。而简化模型(灰色)仅仅是轮廓之和,复杂模型正确计算了由于表面被遮挡部分引起的不对称。

- Husser, T. O., Wende-von Berg, S., Dreizler, S., Homeier, D., Reiners, A., Barman, T., & Hauschildt, P. H. 2013, A&A, 553, A6
- Jones, D., et al. 2020, ApJS, 247, 63
- Jönsson, H., et al. 2020, AJ, 160, 120
- Kopal, Z. 1959, Close binary systems (The International Astrophysics Series, London: Chapman & Hall)
- Kopp, G., & Lean, J. L. 2011, Geophys. Res. Lett., 38, L01706
- Lanz, T., & Hubený, I. 2003, ApJS, 146, 417
- —. 2007, ApJS, 169, 83
- Maintz, M., Rivinius, T., Štefl, S., Baade, D., Wolf, B., & Townsend, R. H. D. 2003, A&A, 411, 181

- Nemravová, J. A., et al. 2016, A&A, 594, A55
- Palacios, A., Gebran, M., Josselin, E., Martins, F., Plez,
 B., Belmas, M., & Lèbre, A. 2010, A&A, 516, A13
- Prša, A., et al. 2016, ApJS, 227, 29
- Puls, J., Urbaneja, M. A., Venero, R., Repolust, T., Springmann, U., Jokuthy, A., & Mokiem, M. R. 2005, A&A, 435, 669
- Roche, É. 1873, d'Essai sur la constitution et l'origine du système solaire (Montpellier: Boehm et fils)
- Sacco, G. G., et al. 2014, A&A, 565, A113
- Suzuki, N., et al. 2012, ApJ, 746, 85
- von Zeipel, H. 1924, MNRAS, 84, 665
- Worley, C. C., de Laverny, P., Recio-Blanco, A., Hill, V., Bijaoui, A., & Ordenovic, C. 2012, A&A, 542, A48

APPENDIX

A. 补充图件

在图 8 中,我们展示了采样 λ 和网格分辨率如何影响通过三角形积分得到的合成光谱。



图 8. 合成光谱在 λ 或网格分辨率非最佳采样下的表现左上方:若分辨率为高(每组件 2000 个三角形),但采样过于粗糙(0.1Å),则单个具有窄线的三角形光谱采样不足,但最终积分光谱似乎可以接受。右上方:若分辨率过低(500 个三角形),即使采用精细 采样(0.01Å),多普勒偏移后的三角形无法平滑叠加,会出现波浪状伪影。左中:可通过同时使用高分辨率和精细采样来解决此问题。右中:或通过结合低分辨率与仪器展宽(FWHM=0.2Å)实现。左下方:或通过结合低分辨率与旋转展宽,根据每个三角形的 微分视向速度(3 个顶点),使单个三角形光谱线足够宽,从而使最终积分光谱再次呈现可接受状态。