第 24 卷 第 3 期
2006 年 9 月

天 文 学 进 展
PROGRESS IN ASTRONOMY

Vol.24, No.3
Sep., 2006

文章编号:1000-8349(2006)03-0244-16

星系的恒星速度弥散度的归算方法

傅承启,侯金良

(1. 中国科学院 上海天文台,上海 200030; 2. 中国科学院 上海天文台 – 中国科学技术大学星系和宇宙学联合实验室,上海 200030)

摘要:星系的恒星视向速度分布是星系动力学模型的重要观测约束,其特征参数包括速度弥散度、分布轮廓以及红移。这些参数对研究星系的动力学、结构和演化以及中央黑洞的质量等都具有重要的价值。该文全面总结了从星系光谱归算星系的恒星视向速度分布及其弥散度的各种方法,以及对观测和处理的一些要求。这些方法都假设星系谱线可看作是模板星光谱经多普勒位移并加宽后的线性叠加。提取尽可能多的星系内部恒星运动信息、减少模板星失配的影响、简化误差分析,是这些方法追求的目标。

关 键 词:天体物理学;星系;综述;速度弥散度;视向速度分布;计算方法

中图分类号:P157 **文献标识码**:A

1 引 言

恒星的本动速度或剩余速度是指一群恒星相对其形心 (几何中心) 的运动速度 [1],速度弥散度反映了恒星系统内部恒星本动的弥散情况。仿此定义,对星系而言,星系的恒星速度弥散度应当是星系中恒星相对星系形心本动的弥散情况。然而,由于距离遥远,我们无法测量到星系内部恒星的自行,只能观测到星系成员星的视向速度分布 (Line–Of–Sight Velocity Distribution, LOSVD),所谓的星系的速度弥散度实际上就是指这种分布的弥散情况。

星系的恒星视向速度分布是研究星系结构和演化的重要观测约束。在星系动力学的建模工作中有两类重要的观测约束参数:一是星系的面亮度分布,另一个就是 LOSVD。刻划星系 LOSVD 的特征参数有三个:一是星系的整体运动,即红移,第二个是星系中恒星视向速度的弥散度,即星系的速度弥散度,第三是 LOSVD 的轮廓形状,它反映了星系内部的结构或层次。从观测导出星系 LOSVD 对理解星系特别是早型星系的演化非常重要,这表现在三个方面:一是早型星系特别是大光度早型星系内部的运动主要表现为随机运动。观测表明,早型

收稿日期:2005-11-15; **修回日期**:2006-04-10

基金项目:国家自然科学基金资助项目 (10573028, 10133020)

星系的转动比维持星系形状需具有的转动慢得多，正是速度弥散度维持了早型星系的椭球形状。其次，从星系的初始坍缩开始，在星系的演化过程中速度弥散度是不变的，所以速度弥散度犹如古老的“化石”，保留了星系形成初期的信息 [2,3] 。例如，在早型星系的速度弥散度、有效半径和星系面亮度空间存在某种基本面，它可能与早型星系形成时发生的某种过程有关。 SDSS 数据的分析也表明，早型星系的颜色和星等都与速度弥散度相关 [4] 。早型星系的 Faber–Jackson 关系 (光度正比于速度弥散度的四次方) 可以用来确定星系的光度和距离，另外还可以根据位力定理估计早型星系的质量。例如 Pisani *et al.*(2003) 用一群星系的视向速度分布导出了质量的分布 [5] 。三是完整的 LOSVD 是了解早型星系复杂结构的有效途径。因此， LOSVD 及其速度弥散度确是研究早型星系的关键参数之一。

对于旋涡星系，速度弥散度是星系盘恒星较差自转和随机运动的综合表现。但是，旋涡星系的核球与早型星系较为类似，只是转动得更快些，转动速度与速度弥散度之比通常近似为 1 。可以用类似早型星系的方法研究它们。近年来，根据核球速度弥散度确定 AGN 中央超大质量黑洞的质量已成为一种新的独立方法，可以用它来检验动力学方法、谱线发射区与光度关系、反射成图技术 (reverberation mapping technique) 测定的结果 [6,7] 。

近几年来，人们不再仅仅满足于导出星系的速度弥散度，而是着眼于获得 LOSVD 。新的观测技术和高观测信噪比已允许人们可以从星系光谱中提取更多的运动信息。为此，发展了更多的星系光谱处理方法。我国即将建成的大视场多目标光纤光谱天文望远镜 (LAMOST) 也将成为星系光谱观测的重要设备。因此，研究星系光谱的处理技术将具有重要的现实意义。本文将简单总结从星系光谱导出速度弥散度和 LOSVD 的方法以及所需的各种改正和注意事项。

2 基本原理

一群恒星的速度弥散度可以根据每颗成员星的空间速度或者自行或者视向速度确定 [1] 。但对于星系，通常无法分辨各颗成员星，不能沿用类似方法确定速度弥散度。此外，遥远的距离也使得所有的星系运动信息全部来自于光谱，因此，只能够根据星系的光谱来研究星系的视向速度分布以及它们的速度弥散度。星系光谱是待测星系视线方向上所有的成员星按其视向速度作多普勒位移后的光谱的叠加，它们又受到了地球大气和观测仪器的污染和致宽，星系谱线的形状及宽度主要是由视线上星系内部恒星的 LOSVD 、地球大气视宁度和观测仪器综合致宽的结果，这也成为可以从星系谱线中提取有关星系内部恒星运动的信息、计算星系速度弥散度乃至 LOSVD 的基础。

但是，根据谱线定量估计速度弥散度的过程存在很大的困难，一是星系的谱线常常混杂在一起，当速度弥散度很大时，没有一条谱线能有足够的精度可以单独确定其轮廓。其次是观测噪声的存在，在数据处理时常常需要利用各种平滑或滤波技术滤去高频噪声，其结果使导出的速度弥散度存在系统差，并抹去了反映星系真实情况的谱线高频特征，使最后结果的误差分析十分复杂。要解决这些困难，各种用星系谱线计算星系速度弥散度的方法应运而生。

从星系光谱解算星系的运动参数已有 50 多年的历史, 前苏联 Pulkovo 天文台的 Minkowski 在 1954 年提出了从星系光谱解算星系速度弥散度的方法 [8] ， 20 世纪 70 年代以后， Sargent *et al.* (1977), Tonry & Davis(1979)， Franx, Illingworth & Heckman(1989), Bender(1990)， Rix & White(1992) 都提出了许多改进方法 [9~14] 。这些方法都有些基本的假定。首先，假定星系的光谱主要由它们的基本成员星所产生，这些基本成员星称为模板星 (template star) 。模板星产生的光谱经各种多普勒频率漂移并加宽后叠加成星系的光谱。其次，在早期的工作中还常常假设模板星的视向速度分布是完全随机的、对称的，因此通常假设 LOSVD 呈高斯分布。事实上，观测到的 LOSVD 也确实接近于高斯分布。有了以上这两个基本假设，只要选定合适的模板星，在观测星系光谱的同时进行模板星光谱的观测，然后，对模板星的谱线进行人工加宽和移动，合成出模拟的星系光谱，将它与实际观测到的星系光谱进行比较和拟合，就可获得视向速度和速度弥散度。整个过程的基本原理如下：

假设 $G(\lambda)$ 、 $S(\lambda)$ 、 $B(\lambda)$ 分别为像素空间里星系光谱、模板星光谱与致宽函数，则模拟的星系光谱可表为后两者的卷积：

$$G(\lambda) = S(\lambda) \otimes B(\lambda) \tag{1}$$

通常假定致宽函数具有弥散度为 σ 的高斯轮廓。适当地调整 σ 和视向速度，使模拟光谱最符合观测的星系光谱，从而获得速度弥散度 σ 和视向速度。这种比较可以在像素空间进行，也可以在傅里叶频率域空间进行。

方程 (1) 的解算成为获得速度弥散度的关键。早期的解算方法主要有两种：傅里叶商法 (Fourier Quotient Method， FQM) 和互相关法 (Cross-Correlation Method, CCM)，它们都假定 LOSVD 呈高斯型分布，因此，高斯函数的平均位置和方差即为星系的红移和速度弥散度。但是有些星系核 (如 M 31， M 32) 的谱线展得很宽而且可能不对称，有的星系如 M 87 还会产生非高斯型峰或者双峰，对于这些星系采用高斯函数假设将会丢失内部很重要的运动结构信息。 20 世纪 80 年代后，观测的信噪比大大提高，观测数据质量得到了很大改善，使从观测的谱线分离出 LOSVD 成为可能。另外，计算机容量和速度的快速的增长，也允许从星系光谱中提取更多的运动信息，特别是可以抛弃高斯分布的假设，以得到更接近真实的视向速度分布。近 10 多年来随着观测技术和星系光谱信噪比的提高，各种新的方法被发展起来，如直接拟合法、傅里叶相关商法等，这些方法除了能解算出速度弥散度和视向速度以外，还能同时解算出 LOSVD ，得到谱线的轮廓。它们按处理方法的不同可以分为两类： (1) 无参数的 LOSVD 或是有参数的 LOSVD； (2) 在傅里叶频率空间拟合或是直接在像素空间拟合。在高信噪比数据的情况下，无参数 LOSVD 能给出无偏的估计，原则上可以拟合出任何形状的 LOSVD 并获得所有的运动信息，但是它需要进行某种平滑处理，譬如加滤波器或采用平滑因子。因此，无参数 LOSVD 方法不能简单地分析误差，并会丢失高频信息，使获得的速度分布可能是有偏的。至于在傅里叶频率域空间处理能有最快的速度，但是噪声分析困难，极点的影响依然存在。而有参数法的优点在于分析误差容易，但是其应用的范围受到限制，要求模型根据观测系统仔细调整。

考虑到星系谱线通常受到仪器轮廓的致宽影响，受到星系本身的连续谱背景及地球大气的影响，数据处理中通常还假定： (1) 相比仪器致宽，模板星和待测星系成员星吸收线的本征宽度可忽略不计；这一假设对早型星系可成立，因为它们的光谱特征类似 GIII~K0 III 恒星的光谱特征，后者的谱线宽度比观测使用的典型仪器分辨率要小得多。 (2) 在光谱仪的波长范围

内，仪器轮廓没有很大的变化； (3) 星系的连续谱已经完全消除。

下面介绍近几年常采用的各种解算方法。这些方法我们归纳为 5 种类型，其中 3.1 、 3.2 节介绍傅里叶频谱求商的方法， 3.3 、 3.4 节介绍拟合光谱的方法， 3.5 、 3.6 节介绍光谱互相关的方法， 3.7 、 3.8 节介绍分量拟合的方法， 3.9 、 3.10 节介绍概率论的方法。

3　计算星系运动参数的各种方法

3.1　傅里叶商法

根据 (1) 式，将观测到的星系光谱和模板星光谱进行傅里叶变换，于是在傅里叶频率域里很容易得到致宽函数的傅里叶变换 $\widetilde{B}$ ，即：

$$\widetilde{B}=\widetilde{G}/\widetilde{S} \tag{2}$$

考虑到仪器轮廓 $L(x)$ 的致宽作用，模板星和星系的光谱为：

$$\begin{aligned} S(x) &= \sum_n \alpha_n L(x-x_n) \\ G(x) &= \int B(x-y)\left[\sum_m \beta_m L(y-x_m)\right]\mathrm{d}y \end{aligned}$$

其中 x_n 和 α_n 分别是模板星第 n 条谱线的位置 $(x=\ln\lambda)$ 和谱线强度， β_m 是星系第 m 条谱线的谱线强度。由以上 3 式可以得到致宽函数的频谱：

$$\frac{\widetilde{G}(f)}{\widetilde{S}(f)}=\frac{\sum\limits_m \beta_m \mathrm{e}^{\mathrm{i}fx_m}}{\sum\limits_n \alpha_n \mathrm{e}^{\mathrm{i}fx_n}}\widetilde{B}(f)\approx\widetilde{B}(f) \tag{3}$$

当 $\beta_m\approx\alpha_n(m=n)$ 时，右端的近似等式成立，这就是早期经典的傅里叶商法的基本原理 [9] 。

由上可见，傅里叶商法属于傅里叶空间的无参数方法，它的计算速度快，能可靠地消除仪器致宽影响，并得出可靠的结果。但是这种方法有两个严重缺点：一是商的误差强烈相关，使严格的误差分析相当复杂；二是由于拟合在傅里叶空间完成，各种谱特征的频谱在傅里叶空间混杂一起，相互影响，致使获得的结果对模板星光谱与星系光谱失配 (即 β_m 与 α_m 并非近似相等) 非常敏感。而且由于在频率域进行除法，模板星光谱的极点使得失配情况更加严重，为此不得不对模板星光谱进行平滑或滤波以消除这种极点，结果损失了有关的谱线特征信息，并造成系统差 [11,14] 。另外，傅里叶商法受金属丰度的影响很大，有人证明，用 G8 III 模板星代替 K0 III 得到的速度弥散度的误差可达 10% 以上 [15,16] 。

3.2　傅里叶相关商法

傅里叶相关商法 (Fourier Correlation Quotient method ， FCQ) 是 Bender (1990) 对傅里叶商法的改进 [21~23] ，将相关方法揉进了傅里叶频率域的商中，其与互相关法的主要区别在于它只用到了互相关函数峰值附近一个小的范围。它属于傅里叶空间的无参数法。近年来 Onken *et al.*(2004)[24] ， Nelson *et al.*(2004)[5] ， NOAO 的巡天 (Smith *et al.* ， 2004)[25] 等都采用这

种 FCQ 方法。根据 FCQ 方法，模板星与星系的相关函数及模板星自相关函数之商即为方程 (3) 中间的式子：

$$\frac{\widetilde{K}_{\mathrm{s,g}}(f)}{\widetilde{K}_{\mathrm{s,s}}(f)}=\frac{\sum\limits_m \beta_m \mathrm{e}^{\mathrm{i}fx_m}}{\sum\limits_n \alpha_n \mathrm{e}^{\mathrm{i}fx_n}}\widetilde{B}(f) \tag{4}$$

其中 $\widetilde{K}_{\mathrm{s,g}}(f)$ 为模板星与星系的相关函数的频谱， $\widetilde{K}_{s,s}(f)$ 为模板星自相关函数的频谱：

$$\begin{aligned}\widetilde{K}_{\mathrm{s,g}}(f)= &\sum_m\sum_n \alpha_m\beta_n \mathrm{e}^{\mathrm{i}f(x_n-x_m)}\widetilde{B}(f)\widetilde{L}^*(f)\widetilde{L}(f)\\ \widetilde{K}_{\mathrm{s,s}}(f)= &\sum_m\sum_n \alpha_m\alpha_n \mathrm{e}^{\mathrm{i}f(x_n-x_m)}\widetilde{L}^*(f)\widetilde{L}(f)\end{aligned}$$

上式中的 $\widetilde{L}^*(f)$ 是 $\widetilde{L}(f)$ 的复共轭。

模板星与星系的相关函数及模板星自相关函数可以分为两部分：一部分是 $m=n$ 的各项之和，它对应峰值位置处的相关函数，另一部分是 m ， n 不相同的各项之和，它们对应峰值位置之外处的相关函数。而相邻两个相关函数峰值之间的距离取决于光谱中吸收线 x_m 、 x_n 之间的最小距离 $d_{\min}=\min|x_m-x_n|$ ，它与致宽函数无关。如果致宽函数与仪器轮廓的宽度分别用弥散度 σ_B,σ_L 表征，那么只要挑选满足 $d_{\min}\geq 4\sqrt{\sigma_B^2+2\sigma_L^2}$ 的吸收线，即去卷积区间仅限于峰值位置附近 $[-d_{\min},+d_{\min}]$ 范围之内时，相关函数的峰值不会受第二个峰值的影响。 m ， n 不等的各项之和只影响这个间隔之外的相关函数，而不影响间隔之内的去卷积。这样对于相关函数峰值，在此间隔内 (4) 式可改写为：

$$\frac{\widetilde{K}_{\mathrm{s,g,peak}}(f)}{\widetilde{K}_{\mathrm{s,s,peak}}(f)}=\frac{\sum\limits_m \alpha_m\beta_m}{\sum\limits_n \alpha_n\alpha_n}\widetilde{B}(f)=A\widetilde{B}(f) \tag{5}$$

其中， A 为常数。显然， FCQ 方法能够完整地得到致宽函数，而不受失配的影响。这种方法对于分母中极点的影响也小于傅里叶商法，因为 $\widetilde{K}_{\mathrm{s,g,peak}},\widetilde{K}_{\mathrm{s,s,peak}}$ 与高斯函数更类似，并且前者始终小于后者。

在有噪声的情况下， (5) 式右侧将增加与 $\dfrac{\widetilde{N}(f)}{\widetilde{L}(f)}$ 成正比的一项，这里 $\widetilde{N}(f)$ 为白噪声。因为 $\widetilde{L}(f)$ 主要限于低频范围，所以在高频处噪声影响将放大。通常采用 Wiener 滤波器来消除噪声的高频影响。 FCQ 方法能得到轮廓不对称的致宽函数，如自转或速度弥散度多成分结构造成的轮廓不对称。 Bender(1990) 证明了 NGC4621 的谱线轮廓的不对称性，不过他在去卷积时使用了 Wiener 滤波。正如 Rix and White(1992)[14] 指出，这使误差的严格计算复杂化，并可能引进系统差，这样获得的不对称轮廓是否有价值尚需探讨。另外，互相关函数中相邻的像素强烈相关，也使噪声很难处理 [26] 。

3.3 傅里叶拟合法

直接拟合比较模拟光谱与观测光谱，通过调整模拟光谱的参数找出最佳拟合模拟光谱。直接拟合的方法在 FQM 方法提出前就已被采用过，但在计算机落后的时代，因计算工作量太大，只能选择少量参数进行拟合试验，所以后来为傅里叶变换方法所取代。在计算机技术发达的今天，这种方法再次得到应用。傅里叶拟合法 (Fourier Fitting Method ， FFM) 是 Franx

等人 (1989)[10] 改进的一种直接拟合方法，为了保证计算速度，拟合还是在傅里叶频率域中进行。这种方法属于在傅里叶空间完成的有参数法，通过致宽函数 B 的各项参数 (谱线红移、强度和形状) 的调整，在傅里叶频率域用最小二乘法求模拟光谱与观测光谱的最佳拟合，并得到 LOSVD ：

$$\widetilde{\chi}^2 = \sum_n \left[\widetilde{S}\widetilde{B} - \widetilde{G}\right]\left[\widetilde{S}^*\widetilde{B}^* - \widetilde{G}^*\right] \tag{6}$$

Franx 等人指出，在分析误差上这种方法比 FQM 更为方便，因为后者的误差是非高斯型的。当模板星光谱中的噪声可以忽略时， FFM 与傅里叶商法的结果差不多。应当提及 Dressler 在 1979 年曾发表过类似 (6) 式的方法 [19]，只是增加了由平滑 $\widetilde{S}$ 得到的权重因子 $\langle\widetilde{S}\rangle_n$, 于是有：

$$\widetilde{\chi}^2 = \sum_n \left[\widetilde{S}\widetilde{B} - \widetilde{G}\right]\left[\widetilde{S}^*\widetilde{B}^* - \widetilde{G}^*\right] \Big/ \left\langle\widetilde{S}\right\rangle_n$$

有人将这种方法称为傅里叶差分法 (Fourier Difference Method， FDM)[20] 。

3.4　直接拟合法

真正的直接拟合法 (Direct Fitting Method, DFM) 是 Rix & White(1992) 提出的 [14]， 它直接在像素空间进行模拟光谱与观测光谱的拟合。其优点为：一是连续谱的拟合与谱线的拟合相互影响很少，容易严格处理噪声；二是不需要在频率域滤波；三是光谱中不同特征的频谱不再相互影响，大大减小了模板星的失配效应。在像素空间用最小二乘法求解可获得模拟光谱与观测光谱平方差 χ^2 最小的 LOSVD 。这种方法属于像素空间的有参数拟合法。

设星系的光谱 $\widehat{\boldsymbol{G}}$ 可用三种成分的模型来模拟：一套 (M 个) 幅度为 $b_i(i = 1, 2, \cdots, M)$ 并相互位移一个像素的模板星光谱 $\widehat{T}$ 、一套 (L 个) 幅度为 $\delta_j(j = 1, 2, \cdots, L)$ 的低频成分连续谱 $\widehat{C}$ 、噪声。每个光谱总长度 (取波长的对数) 均为 N 个间隔。于是模拟的星系光谱可写成矩阵：

$$\widehat{\boldsymbol{m}} = \widehat{\boldsymbol{C}} \cdot \boldsymbol{\delta} + \widehat{\boldsymbol{T}} \cdot \boldsymbol{b} \tag{7}$$

其中 $\boldsymbol{\delta}$， $\boldsymbol{b}$ 为一阶矩阵， $\widehat{\boldsymbol{C}}$ 是 $N \times L$ 二阶矩阵， $\widehat{\boldsymbol{T}}$ 是 $N \times M$ 二阶矩阵。于是问题转换为求解模拟星系光谱与观测光谱之间差别 χ^2 最小的问题：

$$\chi^2(\delta, b) = \left\|\boldsymbol{\sigma}^{-1} \cdot (\widehat{\boldsymbol{C}} \cdot \boldsymbol{\delta} + \widehat{\boldsymbol{T}} \cdot \boldsymbol{b} - \widehat{\boldsymbol{G}})\right\|^2 \tag{8}$$

其中 $\boldsymbol{\sigma}$ 是噪声加权的对角矩阵，其元素的值为每个像素噪声的倒数。 Rix 和 White 首先通过最佳拟合解出连续谱 $\widetilde{\boldsymbol{C}} = \boldsymbol{\sigma}^{-1} \cdot \widehat{\boldsymbol{C}}$ ，在模板星光谱和星系光谱中减去连续谱，然后重新解算使 $\chi^2(b) = \|\boldsymbol{T} \cdot \boldsymbol{b} - \boldsymbol{G}\|^2$ 最小的 $\boldsymbol{b}$ ，即致宽函数。为了克服致宽函数出现负值的问题，他们采用了两种方法：一是按噪声给致宽函数加权，这等价于增加了 Wiener 滤波器；二是上述方程不是在 b 域上使 χ^2 最小，而是在某个参数族上使 χ^2 最小。

3.5　互相关法

用互相关法 (Cross–Correlation Method, CCM) 分析星系光谱最早见于 Simkin (1974)[17] 与 Tonry & Davis(1979)[12] 。该方法是将星系光谱与模板星光谱作为波长相对位移的函数直接作相关分析，得到互相关峰，从中解出星系的红移、速度弥散度及谱线强度。星系光谱 $G(x)$ 与模板星光谱 $S(x)$ 的互相关为：

$$C(x) = G(x) \star S(x) \tag{9}$$

其中 $\star$ 表示互相关乘积， $x=\ln\lambda$ 。该式得到的互相关函数将在 $x=\delta$ 处 (对应于星系平均视向速度) 出现最大峰值，该位置即对应于星系的红移。通常用一个光滑对称函数 (常假定为高斯函数) 去拟合该互相关最大峰。 Tonry 和 Davis 证明，互相关最大峰的宽度是速度弥散度与两倍模板星宽度之和。因此，互相关最大峰的宽度减去模板星自相关峰的宽度 (等于两倍的模板星宽度) 就可以得到速度弥散度。假如星系与模板星受到相同的仪器轮廓的影响，那么仪器致宽也将得到完全的改正。另外，最大峰的峰值对应于谱线的强度。这种方法的另一个优点是失配对结果的影响小于傅里叶商法，但要求数据有更高的信噪比。在有高信噪比数据的情况下，误差主要来自有重叠的光谱特征之间的失配。

3.6 改进的互相关法

Statler(1995) 提出的改进的互相关算法 (Cross-Correlation method Update, UXC) 属于像素空间的参数法 [28] 。一些无参数法只能用于高信噪比情况，否则需要对谱线进行平滑或者加滤波器；而别的参数拟合法结果都差不多，都取决于模板星光谱的失配情况。 Statler 认为互相关法介于无参数法与其它的参数拟合法之间，能够拟合非高斯型的 LOSVD 。他将 (9) 式中的互相关函数表示为模板星光谱自相关函数 $A(x)=S(x)\otimes S(x)$ 与致宽函数 $B(x)$ 的卷积，即：

$$C(x)=A(x)\otimes B(x). \tag{10}$$

从而以互相关函数的拟合取代与星系光谱的拟合，且只需在最大峰附近的一个小区域 (范围从峰值处至极小位置) 中拟合。试验表明，这种改进后的互相关法大大降低了误差分析的复杂性，只要谱线不弯曲，所得到的谱线轮廓对失配不敏感。

3.7 高斯分量合成法

Kuijken & Merrifield(1993) 在分析了有参数和无参数两种方法的基础上提出了高斯分量合成法 (Unresolved Gaussian Decomposition, UGD)[26] ，这种方法属于像素空间方法，据称兼有无参数和有参数法的优点而无缺点。这种方法的主要原理是，任何一个在 Δv 尺度内平滑的函数都可以分解成若干个间隔为 Δv 的高斯分量之和。因此 LOSVD 可看作是在速度空间里一系列间隔均匀的高斯函数之和 $F(v)$ ，选择各高斯分量的间隔 Δv ，使它们在叠加时按瑞利准则不出现可分辨的情况，这样用 $F(v)$ 可以模拟任何尺度小于 Δv 时平滑的 LOSVD ，于是通过该函数与模板星的卷积，并与观测光谱比较，可用最小二乘法解出各高斯分量的幅度。令高斯函数之和为

$$F_j=\sum_{i=1}^{N}x_i\frac{\exp\left\{-(j-\mu_i)^2/2\Delta v\right\}}{\sqrt{2\pi}\Delta v}\ , \tag{11}$$

这里 x_i 为高斯分量的幅度。星系的模拟光谱为 F_j 与模板星 S 的卷积： $G_{mj}=\sum\limits_{i=1}^{N}x_i\Delta\overline{S}_{j-\mu_i}$ ，其中 $\overline{S}_{j-\mu_i}$ 是经宽度为 Δv 的高斯函数卷积平滑的模板星光谱。类似 (8) 式可有：

$$\chi^2=\sum_j\left[G_j-G_{mj}\right]^2\ , \tag{12}$$

其中 G_j 为星系的观测光谱。现在问题归结为求解使 χ^2 最小的一组 x_i ，其中约束条件为 $F_j\geq0$ 。作者给出了估计 LOSVD 的误差公式。

高斯分量的宽度 Δv 取决于分析的对象。对于信噪比高的观测，可以选择较窄的宽度，以便能导出 LOSVD 中更多的结构。相反，对于信噪比较低、LOSVD 可能较宽的情况 (如大椭圆星系的中心、有大旋转速度的盘星系的老年星族)，需采用较阔平的宽度。为了能从星系光谱中提取 LOSVD，所要求的信噪比取决于光谱的分辨率和光谱覆盖范围。Kuijken & Merrifield 指出，在光谱仪分辨率为 2 Å 、覆盖范围为 800 Å 和高斯分量宽度为 90 km/s 与 140 km/s 的情况下，每 Å信噪比为 50 的数据导出 LOSVD 的典型误差为 6% 。他们选择了一个有很大旋转速度的 S0 或 Sa 星系 UGC1259，用 UGD 方法进行处理，发现即使模板星与星系的谱线强度失配，得出的谱线轮廓也具有一定的置信度。

3.8 高斯–埃尔米特傅里叶拟合法

Marel 和 Franx(1993) 提出了一种修正高斯轮廓的方法 [32]，称为高斯–埃尔米特傅里叶拟合法 (Gauss-Hermite Fourier Fitting method， GHFF)。其基本思想是将高斯轮廓视为 LOSVD($L(v)$) 很好的低阶近似，为了得到不对称轮廓或者更真实的速度弥散度分布，可以将 LOSVD 分解为 Gauss 函数和 Hermite 多项式这两个正交函数的乘积，即在高斯函数基础上作 Hermite 多项式的修正，其中奇数项系数反映不对称偏离的程度，偶数项系数反映对称偏离的程度，即：

$$L(v) = [\gamma\alpha(w)/\sigma]\sum_{j=0}^{N} h_j H_j(w) \tag{13}$$

其中，高斯函数 $\alpha(w)=(2\pi)^{-1/2}\exp(-1/2w^2)$， $w=(v-V)/\sigma$， h_j 为 Hermite 多项式 $H_j(w)$ 的系数，这样共有 $N+1$ 个参数 $(\gamma, V, \sigma, h_3, \cdots, h_N)$, 与观测比较可获得这些参数，从而构成速度弥散度分布 $L(v)$ 。

这些参数的计算方法基于傅里叶拟合法，即解算 (6) 式。为此在作若干假设后， (6) 式中的 $\widetilde{\chi}^2$ 正比于下面的量

$$\chi^2 = \int_{-\infty}^{\infty} [\gamma_0 L_0(v) - L(v)]^2 \, \mathrm{d}v \tag{14}$$

其中 $L_0(v)$ 为真实的归一化 LOSVD， γ_0 是星系与模板星谱线强度之比。为了加快收敛，通常先用 FFM 法求出最佳拟合观测的高斯轮廓 LOSVD 的谱线强度、平均视向速度和速度弥散度，作为参数真值的初步估计，然后计算 h 参数的估计值和所有估计参数的修正量。通常只需计算到 $N=4$ 。

van der Marel[33] 用 GHFF 方法计算 M 31 等星系核的中心黑洞，但作了 3 个改变，一是在像素空间直接进行 χ^2 拟合，而不是在傅里叶频率域拟合；二是计算到 $N=6$；三是 $N+1$ 个系数不是同时拟合，而是将高斯参数与 Hermite 参数分别拟合。Pinkney *et al.* (2003)[31] 则在用 MPL 及 FCQ 方法求得 LOSVD 后，用 Gauss-Hermite 多项式拟合 LOSVD，求得前 4 个 Hermite 系数，他的目的只是为了比较 MPL 及 FCQ 这两种方法。

3.9 贝叶斯法

Saha & Williams(1994) 考虑到有两个因素影响 LOSVD 的导出：一是星系外部光谱观测的信噪比很低，通常每个像素上的信噪比 ≈ 1；二是星系的恒星成分并不真正清楚，造成模

板星与星系光谱的失配。因此他们引入了贝叶斯参数拟合法 (Bayesian Method, BM)，它属于像素空间方法，可以无参数也可以有参数 [27] 。

这种方法的原理如下：如果致宽函数是正确的，那么模拟光谱与观测光谱之差必定是噪声，于是可以用概率论上的统计方法计算致宽函数真实性的概率。若数据为 D，模型为 M，模型参数为 ω，问题可写成：假如模型 M 是正确的，计算在已知参数 ω 情况下出现观测数据 D 的概率分布 $P(D|\omega,M)$。其典型情况是高斯分布噪声，即

$$P(D|\omega,M) \propto \exp\left(-\frac{1}{2}\chi^2\right) , \tag{15}$$

于是可以计算使数据点 D_i 与模型预计点 $\widetilde{D}_i$ 之间 χ^2 最小。

$$\chi^2 = \sum_i \sigma_i^{-2}\left[D_i - \widetilde{D}_i(\omega)\right]^2 , \tag{16}$$

其中 σ_i 表示第 i 个像素上的噪声。实际上 ω 是未知的，而 D 是已知的。所以问题是倒过来的：假如模型 M 是正确的，计算在观测数据 D 下出现参数 ω 的概率，即求后验概率分布 $P(\omega|D,M)$。这两种概率之间由贝叶斯定理联系：

$$P(\omega|D,M) = \frac{P(D|\omega,M)P(\omega|M)^2}{P(D|M)} , \tag{17}$$

其中 $P(\omega|M)$ 称作先验概率， $P(D|M)$ 为全概率， $P(D|\omega,M)$ 为似然函数。因为致宽函数的非负特点，可设先验概率 $P(\omega|M)$ 在产生非负致宽函数的 ω 域为常数，其它地方为 0 。在模型是线形的、先验概率是平的、信噪比很好的情况下，后验概率与先验概率无关，并可用高斯函数 $P(\omega|D,M) \propto \exp(-\frac{1}{2}\chi^2)$ 表示，这里的 χ^2 为

$$\chi^2 = \sum_i \sigma_i^{-2}\left[d_i - \sum_m R_{im}B_m\right]^2 , \tag{18}$$

其中 d_i 表示第 i 个像素上的星系光谱值。实际运算是采取迭代的方法：根据互相关方法计算得到初始的一套参数 ω，用这套 ω 参数计算相应的 $P(\omega|D,M)$，然后将参数 ω 增加一个小量 $\delta\omega$，再计算 $P(\omega+\delta\omega|D,M)$，如果 $P(\omega+\delta\omega|D,M) > P(\omega|D,M)$，则接受参数的改变 $\delta\omega$，以此类推重复迭代，直至后验概率 $P(\omega|D,M)$ 不再增加为止。最后将各次迭代得到的参数进行平均并计算协方差。

3.10　最大补偿似然法

最大补偿似然法 (Maximum Penalized Likelihood, MPL) 由 Merritt(1997) 提出 [29] 。他指出，在高信噪比情况下，这种方法与无参数法难分上下，但在低信噪比情况下能显示出其优点。 MPL 方法的思想是寻找一种视向速度分布 $B = \widehat{B}(V)$，使观测数据 Y_i 的似然函数 $\sum\limits_i L(Y_i, B(V))$ 最大。由于观测噪声的存在，通常不得不对数据进行平滑。但是平滑会引进系统偏差，所以 Merritt 认为最好的办法就是找到一种算法使这种偏差最小。这样他给似然函数添加了一项补偿项 $P(B)$，构成所谓补偿对数似然函数：

$$\log L_{\rm p} = \sum_i L(Y_i; B(V)) - \alpha P(B) \tag{19}$$

其中取补偿函数 $P_{\mathrm{g}}(B)=\int\limits_{-\infty}^{\infty}\frac{\mathrm{d}^3}{\mathrm{d}V^3}\left[\ln B(V)\right]^2\mathrm{d}V$ 。当 $B(V)$ 是噪声时 $P_{\mathrm{g}}(B)$ 很大，当 $B(V)$ 是高斯函数时 $P_{\mathrm{g}}(B)$ 为 0 。星系光谱是视线上所有按自身速度作多普勒位移的成员星光谱的积分，因此对于星系，补偿似然函数可写为：

$$\begin{aligned}-\log L_{\mathrm{p}}&=\sum_i\left[G(\lambda_i)-(B\otimes S)_i\right]^2+\alpha P_{\mathrm{g}}(B)\\&=\sum_i\left[G(\lambda_i)-(B\otimes S)_i\right]^2+\alpha\delta^{-5}\sum_{j=2}^{m-2}\left[-\log B_{j-1}+3\log B_j-3\log B_{j+1}+\log B_{j+2}\right]^2\end{aligned}\tag{20}$$

于是，要寻找一种分布 $B=\widehat{B}(V)$ ，使上式最小。不同的 α ，相当于取不同的平滑系数， α 越大越平滑，当 α 无穷大时，分布趋向于高斯函数。 Merritt 给出了旋涡星系盘和球状星系晕的视向速度分布形式。

Merritt 认为这种方法即使在 $B(V)$ 严重偏离高斯函数时也可获得很好的结果。 Ferrarese *et al.*(2001) [30] 用这种方法处理了 AGN 。 Pinkney *et al.*(2003) [31] 用这种方法同时解出 AGN 的 LOSVD 和模板星的组合权重。

4 星系光谱观测的要求

星系的恒星速度弥散度的测定对星系光谱的观测中模板星、光谱范围、狭缝长度和宽度、光谱分辨率等的选取都有一定的要求。

4.1 模板星的选取

模板星光谱的失配对计算速度弥散度有很大的影响，因此选取模板星是测定速度弥散度最主要的问题之一。概括起来，模板星光谱有三种取法：一是选取一颗合适恒星 (星系主要成员星) 的光谱，其谱线宽度窄于光谱仪的谱分辨率；二是采用不同恒星组合的光谱；三是采用具有高信噪比的、已知速度弥散度的星系光谱。

可以选择晚型 K 巨星光谱作为模板星光谱，因为早型星系主要由这类恒星组成。更多情况是选择晚型 G 巨星 $\sim$ 晚型 K 巨星的组合光谱。表 1 列出了部分作者处理用的模板星。如前所述，在傅里叶商法中 G 型巨星可能存在较大的误差。

在组合光谱的情况下，各种恒星成分的光谱按权重叠加，在拟合过程中，权重可作为输入参数，通过调整它使残差最小 [31] 。

不论哪种方法，很重要的是应当使用同一架摄谱仪并在同一夜晚拍摄星系光谱与模板星光谱。在有条件的情况下，还应当考虑拍摄模板星时应与星系的观测时间、大气质量相近，使模板星光谱与星系光谱受到大气视宁度和仪器的影响基本相同，在拟合比较过程中它们的影响能基本相消。

4.2 拟合的光谱范围及谱线

用于模型拟合的光谱范围由星系光谱的混淆情况确定。在色散率很低的情况下，不易清楚分辨吸收线，这时只能根据整段光谱来确定速度弥散度。如果色散率比较高、能够分清吸收线的情况下，可以根据几条谱线来确定速度弥散度。

中心波长位于 5000～5300Å及近红外 8500Å附近的两个光谱区常被用于速度弥散度的确定。前者包含镁的三重线 Mgb(5167.5， 5172.7， 5183.6Å)、MgH 带 (5071～5135Å) 和中性铁 FeI 线 (5269.6， 5326.6Å)，后者包含电离钙 CaII 的三重线 (8498.0， 8542.1， 8662.1Å)[21]。一般说来，这些谱线受到谱线弯曲以及强谱线的影响较小，混淆也不太严重。常用 Mg_1 表示 MgH 带， Mg_2 表示 MgH+Mgb[34]。

在色散率较高时可以用 CaII 三重线进行拟合，见表 1。如 Nelson *et al.*(2004)[6] 用的是高色散光栅 (0.46Å/pixel) 和窄狭缝 ($1''$)，拟合时只用 CaII 三重线附近很小一段光谱 (8460～8716Å)。

上述光谱区常混有地球大气产生的和 AGN 核区产生的发射线或吸收线，例如 Mgb 三重线附近的 [OIII]4959， 5007， H_β， [NI]5197， 5200， [FeVII]5158， [FeVI]5177 等谱线，近红外区域的 OI8446， [FeII]8616， MgI8808， [SIII]9069 线， Paschen 线等， OH 分子的转动 - 振动发射带也在这个区域。它们会影响拟合结果，并使误差分析复杂化。所以，在计算 LOSVD 前必须将它们去除。当色散率足够高时，可以简单地将它们截去[35]。在色散率很低的情况下，吸收线的分离很不容易，只能根据整段光谱来确定速度弥散度。

4.3 狭缝大小选择及孔径改正

狭缝的长度与宽度要根据星系的距离作适当的选择，不能过长或过短。过短的狭缝受星系局部的影响太大，过长会将星系盘的光谱包括进来，降低信噪比[30,36]。例如 Nelson *et al.* 观测的是 Seyfert I 星系，他们选择狭缝的长度，使得获得的光谱宽度至少覆盖星系 1 kpc 的范围，少数达到星系的有效半径 R_e 处[6]。不同宽度的狭缝的观测则需要作孔径改正。

早型星系的速度弥散度存在径向梯度，随径向距离增大而减少，因此得到的速度弥散度与星系的距离和所用的孔径大小有关，大孔径观测或对远距离星系观测得到的速度弥散度通常较小。因此，不同孔径的观测、同一孔径不同距离星系的观测都需要作孔径改正。通常将所有的参数归算到八分之一有效孔径 r_e 处。可以用简单的内插加以改正[20]，一般情况可取 $\sigma(r) \propto (r/r_\mathrm{e})^d$, $-1 < d < 0$；也可以用模型改正，如 Jorgensen *et al.*(1995)[38] 建立了两维面亮度模型、投影在天空上的速度弥散度模型和转动模型，最后得出速度弥散度与孔径的经验关系，再用模型值归算到八分之一有效半径处。

4.4 仪器轮廓

观测到的星系光谱是星系本征光谱与大气视宁度、仪器轮廓的卷积。后者使星系的谱线变浅变宽，起了平滑星系光谱的作用。

在处理观测资料时通常将地球大气视宁度和仪器轮廓合并为一个因子考虑，用高斯函数近似表示。为了将它们的影响降到最小，除了要求用同一望远镜和同一摄谱仪并在同一夜晚观测星系和模板星光谱外，还要求仪器轮廓的宽度与测量的最小速度弥散度要相配。

4.5 大气谱线和大气吸收

地球大气发射线和吸收线对星系光谱有严重的影响，在观测和处理中需要考虑减弱它们的影响并加以消除。这种影响在光谱的红端 (6000～10000 Å) 特别严重，特别是羟基 (OH) 发射带的污染。

Glarzebbrook & Bland-Hawthorn(2001)[37] 提出“ nod-and-shuffle ”观测模式来消除天空发射，这种模式类似红外观测中的副镜调制，对星系与天空进行交替观测。利用漂移扫描 CCD 可以同时存储两个像的功能进行两次曝光：一次星系，一次夜天空。其优点一是两者有相同的

表 1　近年来由星系光谱导出速度弥散度的若干观测速度弥散度的若干观测

文献	观测对象	望远镜	光谱范围 /Å	谱线	光谱分辨率 /Å·pixel^{-1}	狭缝大小 /(″)	模板星	最小速度弥散度	归算方法
Davies *et al.*	椭圆星系	Lick 3.0	4100～6300	G 带，Mg_2	1.25	1.5×4		70	CCM
(1987)[20]		LCO(Lo)	4200～4700		1.1	2×4			CCM
		LCO (Hi)	4900～5400		0.6	4×4			FCQ
		AAT 3.9	4200～6100		1.0	2×7			FDM
		KPNO 2.1	4500～6300		1.76	2.3×4.2			CCM
Jorgensen *et al.*	早型星系	ESO 1.5	4700～5700	Mg_2	1.24	2.77×2.5	K III	68～77	FFM
(1995)[38]			4265～6260		1.32				
		ESO 3.6	5000～5620		1.17	2.6			
Nelson *et al.*	AGN	KPNO 2.1	4670～5700	CaII 三重线	1.29		G0 III～K5 III	156～230	CCM
(1995)[35]			8370～9420	Mgb 三重线			K III		
		AAT 3.9	4700～5700	Mgb 三重线	0.48		G0 III～K5 III	80	CCM
		INT 2.5	8265～9160	CaII 三重线	1.55		K III	123	CCM
Franx *et al.*	椭圆星系	KPNO 4.0	3700～4700	CaII～H, K, G 带	1.3	1～1.53		110	FFM
(1989)[10]		CTIO 4.0	4100～5700	Mgb 三重线，G 带	1.1			90	
		ESO 2.2	4750～5610	Mgb 三重线	1.7			200	
		ESO 3.6	4740～5620	Mgb 三重线	0.9			50	
Wegner *et al.*	早型星系	10 架 *	5126～5603	Mgb	0.45～3.1	长缝 1.5～5.0	G8 III～K5 III	80～170	CCM
(1999)[40]				FeI 5207,5269		圆孔 1.9～2.6			
Treu *et al.*	早型星系	ESO 3.6	5200～7000	CaH,K, Na	3.5	1.51	G4 III～K0 III		DFM
(2001)[41]			4700～6700	D	2.0				GHFF
Ferrarese *et al.*	AGN 中央黑洞	KPNO 4.0	8150～9660	CaII 三重线	1.8	5′×2	G8 III～K6 III		FCQ
(2001)[30]									MPL
Pinkney	早型星系	HST	8275～8847	CaII 三重线	1.1	52×0.1,0.2	G8 III～K3 III		MPL
(2003)[31]			6295～6867	Mgb 三重线					FCQ
		MDM 2.4	7580～9420	CaII 三重线	0.9～1.44	长缝	G8 III～K3 III		MPL
			4680～5661	Mgb 三重线					FCQ
Onken *et al.*	AGN 中央黑洞	KPNO 4.0	8250～9130	CaII 三重线	0.45	2	G8 III～K6 III	60～95	FCQ
(2004)[24]		CTIO 2.4	7500～10060		0.83	2×344			
		MDM 2.4	8465± 700	CaII 三重线	1.43	2			
Nelson *et al.*	AGN 中央黑洞	KPNO 4.0	8460～8716	CaII 三重线	0.46	1		40	FCQ
(2004)[6]									

* 10 架望远镜：CTIO 4.0, ESO 3.6, MDM 2.4, KPNO 4.0, KPNO 2.1, SS 2.3, CA 2.2, LPO 4.2, LPO 2.5, MMT 多镜面。

光学光路和相近的大气视宁度与大气质量；二是两个像的平场是相同的；三是只有一次 CCD 读出噪声。对于高红移天体 ($z > 0.016$) ， CaII 三重线与夜天空的发射线相互重叠，可用这种观测模式来消除夜天空的发射 [5] 。

当波长大于 8900 Å时，大气吸收带对高红移天体影响很严重。 Nelson *et al.*(2004) 指出有时大气吸收改正相当关键，可选择大气质量和观测时间都与观测目标星系相似的夜晚拍摄标准白矮星光谱，将它作为标准大气光谱。他们的实验表明，通过将大气吸收带的等值宽度当作参数附加到模板星并归一化有时就能获得较好的结果。

4.6 AGN 核发射的污染

在观测 AGN 时常常受到 AGN 核的各种辐射污染，在归算速度弥散度之前需要认真消除这些污染。 AGN 核本身发射的连续谱就是个噪声源，还有 AGN 核产生的宽发射线和窄发射线，如 OI 8446 ， [FeII] 8616 ， Paschen 线，以及核本身发射的 CaII 三重线等。这种发射线即使对 CaII 三重线没有直接影响也需要在归算速度弥散度前消除。长缝观测时，中间部位的光谱必须消除 AGN 核的污染。 OI 8446 ， [FeII] 8616 可用单峰或双峰高斯或者高阶多项式进行拟合。在谱线弯曲以及连续谱形状不规则的情形时，需要小心地建立核谱模型，从观测数据中加以扣除 [5,24,36] 。

5 SDSS 测量的速度弥散度

SDSS(Sloan Didital Sky Survey) 采用 3 种方法计算速度弥散度：CCM, FFM 和 DFM[39] 。为了克服不同方法造成的系统误差， SDSS 选择了两种模板星：一是选择一颗有高信噪比的恒星光谱作为模板星光谱，用高斯函数加宽并加入高斯噪声。然后进行数值模拟，调整输入的参数 (高斯函数的宽度) ，并与最后算出的速度弥散度进行比较，以测试三种方法的偏离情况；二是采用组合模板星，选 M 67 中 32 颗 K 、 G 型巨星的光谱作模板星光谱，结果表明，典型系统误差小于 3% ，当速度弥散度大于 100km/s 时，系统误差要大些。由于 SDSS 的观测信噪比不高，仪器分辨率为 90 km/s ，可以取 70 km/s 作为无重大系统偏离的下限值， SDSS 得出 CCM 方法在低噪声时的速度弥散度偏小的结论。

SDSS 对各种拟合光谱区域进行了比较，采用的光谱区有：(A) 4000~5800 Å ； (B) 包括 CaII HK 线的 3900~5800 Å ； (C) 包括 NaD 线的 4000~6000 Å ； (D) 4000~7000 Å ； (E) 4000~9000Å 。结果发现光谱区 (B) 的速度弥散度比 (A) 大 2% ，三种方法的系统弥散增大 7% ；包括 NaD 线的光谱区 (C) 比不包括的速度弥散度大 3% ，系统弥散也增大；光谱区 (D) 比 (A) 的结果增大 3% ，但是不同方法之间的弥散最小，比 (A) 小 8% ；光谱区 (E) 得到的速度弥散度要比 (A) 增大 7% ，弥散也增大 15% ，这可能是星系光谱中出现分子带的结果。SDSS 最后采用光谱区 (D)4000~7000 Å拟合速度弥散度，并取 FFM 和 DFM 两种方法的平均作为最后的速度弥散度。其误差满足： $0.02\mathrm{dex} \le \Delta\lg\sigma \le 0.06\mathrm{dex}$ 。

SDSS 测光谱用的光纤半径为 $1.5''$ ，假定样本中的星系的速度弥散度径向分布轮廓都是相同的，可采用他人的 $\sigma(r)$ 作改正，并取幂律指数 $d = 0.04$ 改正到八分之一有效半径处 (见 4.3 节) 。不过， SDSS 得到的速度弥散度随红移增大而增大，假如 SDSS 样本中的演化效应很小，那么这种变化就是孔径效应，并可用来进行孔径改正。

SDSS 在导出速度弥散度之前，曾详细研究了仪器色散率随像素的变化。结果发现，在 4000～7000 Å范围内这个关系基本呈线性，因此可以简单地用线性拟合来消除这种变化。

中国科学技术大学的李成等人 (2005)[42] 利用“基本成分分析法” (Principle Component Analysis, PCA) 模拟星系恒星光谱，速度弥散度是该方法的副产品。他们从 59136 个用高斯轮廓加宽的、已知速度弥散度、星族和信噪比的星系光谱中用 PCA 方法提炼出 9 个模板星系光谱，这些模板星系光谱的组合可以很好地描述 SDSS DR1 中的所有星系光谱。他们用类似 DFM 方法计算了 SDSS 处理过的 4.6×10^4 个早型星系以及另外 8.8×10^4 个星系的速度弥散度，发现 SDSS 得到的速度弥散度数值系统地偏大，他们认为，原因在于他们的模板星光谱失配情况比 SDSS 的小，而且在处理过程中将发射线抛弃的缘故。不过，这种系统差究竟如何造成，哪个更符合真实情况也还难以肯定。另外，他们建立的模板谱系由统计获得，其中包含的是大气质量、视宁度以及仪器轮廓的平均影响，也就不能完全消除个别星系谱中这些因素的影响，有可能使导出的速度弥散度本身就存在系统偏差。不过，李成等人的方法对速度弥散度的统计研究还是很有用的工具，只是由于作了高斯轮廓的假设而缺少视向速度分布的结果，不能给出星系的内部结构。最近，中国科学技术大学的 LU(2006) 利用一种新的统计分析技术——“Ensemble Learning Independent Component Analysis(EL-ICA)” 对大量的星系光谱进行综合处理 [43]，有效地将综合星系光谱库压缩成 6 个非负独立分量，用这些分量作为模板光谱可以模拟大量的正常星系光谱，除了能获得 PCA 的结果外，还能决定一些重要的光谱参数，如星光红化、恒星速度弥散度、恒星质量和恒星形成史等。这种方法可看作是 PCA 的扩展，而比 PCA 功能更强大，在 PCA 失效时 EL-ICA 方法还能找到基本成分。从原理上讲， EL-ICA 方法是本文提到的高斯分量合成法和高斯 – 埃尔米特傅里叶拟合法的延伸，将特定的独立分量函数 (高斯函数或高斯 – 埃尔米特函数) 延伸到非特定的函数，并直接从大量的星系光谱观测数据中统计获得，因此，从统计上讲， EL-ICA 方法更适宜快速处理大规模的巡天光谱数据，且更少受个别星系所特有的情况的影响，但它也因此同样具有 PCA 方法的缺点。

6　结　　论

近十多年来，许多新的归算速度弥散度的方法被发展起来，这些方法有下述特点：

(1) 所有方法都是基于星系光谱是模板星光谱经多普勒位移和加宽后的叠加的假设，因此模板星的选择及其光谱的观测应当是解算 LOSVD 的关键；

(2) 除了能克服早期归算方法模板星失配影响较大、误差分析困难、采用高斯轮廓近似以及采用滤波平滑技术等缺点外，新的方法还将解算 LOSVD 分布作为目标，尽可能多地提供星系内部运动和结构的信息；

(3) 同时采用多种算法以消除可能存在的系统误差；

(4) 更多地利用高速计算机，直接在像素空间进行拟合。

参考文献：

[1] 容建湘. 《恒星天文学》，北京：高等教育出版社， 1986, 318

[2] Faber S M, Jackson R E. ApJ, 1976, 204: 668

[3] Loeb A, Peebles PJ E. ApJ, 2003, 589: 29

[4] Bernardi M *et al.* AJ, 2005, 129: 61

[5] Pisani A, Ramella M, Geller M J. AJ, 2003, 126: 1677

[6] Nelson C H *et al.* ApJ, 2004, 615: 652

[7] Ferrarese L, Merritt D. ApJ, 2000, 539, L9

[8] Minkowski R. In: McVittie C G ed. Problems of Extra–Galactic Research, IAU Symposium 15, 1962, 112

[9] Sargent W L W *et al.* ApJ, 1977, 212: 326

[10] Franx S M, Illingworth GD, Heckman T. ApJ, 1989, 344: 613

[11] Bender R. A&A, 1990, 229: 441

[12] Tonry J, Davis M. AJ, 1979, 84: 1511

[13] Sagent W L W *et al.*ApJ, 1977, 212: 326

[14] Rix H, White SDM. MNRAS, 1992, 254: 389

[15] Schechter P L, Gunn J E. ApJ, 1979, 229: 472

[16] Kormendy J, Illingworth G D. ApJ, 1982, 256: 460

[17] Simkin S M. A&A, 1974, 31: 129

[18] Franx S M, Illingworth G D, Heckman T. ApJ, 1988, 327； L55

[19] Dressler A. ApJ, 1979, 231: 659

[20] Davies R L *et al.* ApJSS, 1987, 64: 581

[21] Bender R. A&A, 1990, 229:441

[22] Bender R. ApJ, 2004, 615: 645

[23] Bender R. ApJ, 2004, 615: 652

[24] Onken C A *et al.* ApJ, 2004, 615: 645

[25] Smith R J sl et al. AJ, 2004, 128: 1558

[26] Kuijken K, Merrifield M R. MNRAS, 1993, 264: 712

[27] Saha P, Williams TB. AJ, 1994, 107: 1295

[28] Statler T S. AJ, 1995, 109: 1371

[29] Merritt D. AJ, 1997, 114: 228

[30] Ferrarese L *et al.* ApJ, 2001, 555: L79

[31] Pinkney J *et al.* ApJ, 2003, 596: 903

[32] van der Marel R P, Franx M. ApJ, 1993, 407: 525

[33] van der Marel R P *et al.* MNRAS, 1994, 268: 521

[34] Faber S M *et al.* ApJSS, 1985, 57: 711

[35] Nelson C H, Whittle M. ApJSS, 1995, 99: 67

[36] Gebhardt K *et al.* ApJ, 2000, 539: L13

[37] Glarzebbrook K, Bland-Hawthorn J. PASP, 2001, 113: 197

[38] Jorgensen I, Franx M, Kjergaard P. MNRAS, 1995, 276: 1341

[39] Bernardi M *et al.* AJ, 2003, 125: 1817

[40] Wegner G *et al.* MNRAS, 1999, 305: 259

[41] Treu T *et al.* MNRAS, 2001, 336: 221

[42] Li C, Wang T G, Zhou H Y *et al.* AJ, 2005, 129: 669

[43] Honglin Lu *et al.* AJ, 2006, 131: 790

Methods of Recovering Stellar Velocity Dispersions of Galaxies

FU Cheng-qi,　HOU Jin-liang

(*Shanghai Astronomical Observatory, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200030, China*)

Abstract: The line-of-sight velocity distributions (LOSVDs), including velocity dispersions, velocity distributions profile and redshift, are the important observational constraints in our understanding of the galactic dynamics, structures and evolution, as well as the nature of supermassive black holes in the center of galaxies. In this paper, we have given a detailed review for all the methods used for recovering LOSVDs of galaxies and the requirements for observations and data processings. Those methods are based on an assumption that a galactic spectrum can be described as if it were generated from some template stellar spectrums which are produced by doppler shifting and line broadening. The ultimate purpose of these new methods is to get galactic dynamical information from its spectrum as much as possible, to minimize the effect of template mismatching, and to simplify the error analysis.

Key Words: astrophysics; galaxy; review; velocity dispersion; line–of–sight velocity distributions; methods