

# 银河系自转曲线

向德琳 唐沅

(中国科学院紫金山天文台)

## 提 要

银河系自转曲线给出银面上的圆周自转速度对银心距关系的信息,它反映银河系运动学特征,是研究银河系结构的基本工具。

本文评述了确定银河系自转曲线的原理、方法和结果,并分别对太阳圈以内、以外和银心三个部分作了介绍。最后对这个领域的研究进展,确定曲线中的误差来源以及尚待观测验证和理论分析的有关银河系运动学问题作了总结。

## 一、引 言

在用射电天文方法研究银河系大尺度结构的工作中,例如要得到原子或分子物质在银面上的分布,所遇到的主要困难是我们不能由观测到的谱线轮廓直接得到它们相应的距离,射电天文观测只给出物质运动速度的信息。为解决观测对象的距离问题,我们必须借助于银河系的自转曲线。

银河系很扁平的盘状形态以及对银河系大尺度观测的一些分析,使我们很容易设想绕银心的较差自转可能是银河系运动最主要的形式。因此,为了得到自转曲线,我们假设银河系只作纯自转运动。

设想我们所在的银河系是一个没有任何速度弥散度的、进行着较差圆周自转的盘状星系。如果角速度是半径的单调递减函数,那么在第一象限\*中谱线轮廓的正极限速度或第四象限中谱线轮廓的负极限速度,对应着视线上离星系中心最近的点的自转速度。这个点称作视线上的心下点。自转曲线就是由心下点圆周上的点的视向速度减去本地静止标准(定义作相对于 $\alpha_{1900}=18^h$ ,  $\delta_{1900}=+30^\circ$ 的点,速度为 $20\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ 的标准太阳运动)LSR的自转速度分量后推出来的。所以,银河系的自转曲线反映了银河系有限部分的运动学特征。在银河系内任何非圆周运动的影响必然引起误差,因为这时极限视线速度既未必对应沿视线自转速度的极大值,也未必能归因于心下点附近区域的运动学特征。忽略这些可能的误差源的、由观测推出的自转曲线将称为视自转曲线。在那种无湍动弥散度,无轴对称偏离的情况下推出的自转曲线则称为基本自转曲线。所以银河系的基本自转曲线就对应于银河系质量分布的轴对称分

1984年12月20日收到。

\* 以太阳位置为坐标原点,太阳到银心方向为银经起算点,建立银面直角坐标系,则 $l$ (反时针方向度量) $=0^\circ-90^\circ$ 为第一象限,  $90^\circ-180^\circ$ ,  $180^\circ-270^\circ$ ,  $270^\circ-360^\circ$ 分别为第二、三、四象限。

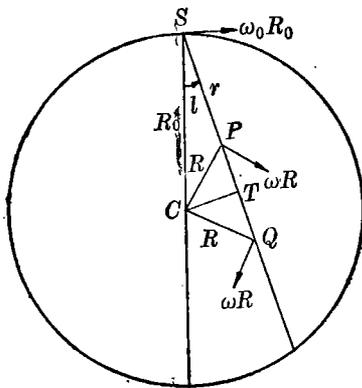


图1. 视向速度和自转速度的关系。

其中  $\theta(R) = \omega(R) \cdot R$  是银心距为  $R$  处的圆运动的线速度， $\theta_0 = \theta(R_0)$  是太阳处的圆运动速度。

对太阳圈内(即  $R < R_0$  范围)，如图1所示，在  $l$  方向，有一个  $R$  为极小值的点  $T$ 。因为  $\omega(R)$  是  $R$  的递减函数，由(1)式可见，这时  $T$  点附近物质相对于太阳的视向速度为极大。通常称  $T$  点为切点即心下点，切点速度为

$$V_T = \theta(R) - \theta_0 \sin l \quad (2)$$

这时有  $R = R_0 \sin l$ 。由此可见，如果我们知道  $R_0$  和  $\theta_0$  的值，再通过在  $l$  方向的射电谱线观测取得终端速度  $V_T$ ，由(2)式就可确定  $\theta(R)$ 。若在  $0^\circ < l < 90^\circ$  这一经度范围上进行多次观测，就可得到  $R < R_0$  的银河系自转曲线，即  $\theta(R)$  随  $R$  变化的曲线。对  $270^\circ < l < 360^\circ$ ，情况也类似。

对太阳圈外，即  $R > R_0$  处，因为这时不再有切点存在，所以必须直接由(1)式来确定自转曲线。

由上述可知，推求银河系的自转曲线首先要确定一些有关的常数，然后分别在  $R < R_0$  和  $R > R_0$  的范围上进行。下面我们依次讨论这些问题。

## 二、银河系有关常数的确定

### 1. $R_0$ 的确定

Baade (1953)<sup>[1]</sup> 在 NGC6522 附近一个吸收相当小的区域内对天琴座 RR 变星进行了直接测量，他得到  $R_0 = 8.2 \text{ kpc}$ ，这一值被作为标准值用了好多年。但后来的一些观测表明  $R_0 > 8.2 \text{ kpc}$ 。到 1966 年，IAU 采用  $R_0 = 10 \text{ kpc}$  作为标准值。有趣的是，近年来新的观测又倾向于  $R_0$  的值小于  $10 \text{ kpc}$ ，在  $7-11 \text{ kpc}$  之间。这些新的测量一般是采用如下一些方法。

(1) 晕星族质心确定法 Shapley 最早通过测定到球状星团总体的中心的距离，证明太阳离银心有几个 kpc。近来球状星团分布的讨论分别得出如下有关  $R_0$  的不同结果：Harris (1976)<sup>[2]</sup> 得到  $R_0 = 8.5 \pm 1.6 \text{ kpc}$ ；Frenk, White (1982)<sup>[3]</sup> 得到  $R_0 = 6.8 \pm 0.8 \text{ kpc}$ 。Oort, Plaut (1975)<sup>[4]</sup> 由测定在向着银心遮蔽少的方向上的天琴座 RR 型变星的距离给出  $R_0 = 8.7 \text{ kpc}$ 。Glass, Feast (1982)<sup>[5]</sup> 将天琴座 RR 型变星的资料 and 同一范围内药蕪变星资料相结合给出  $R_0$ 。

$= 9.0 \pm 0.6 \text{ kpc}$ 。

(2) 到  $b=0^\circ$  附近的 OB 星的距离 Crampton, Bernard, Harris, Thackeray (1976)<sup>[6]</sup> 通过对 OB 星的观测得到  $R_0 \sim 8 \text{ kpc}$ , 而 Balona, Feast (1974)<sup>[7]</sup> 得到  $7.7 \text{ kpc} < R_0 < 10.9 \text{ kpc}$ 。在用这种方法确定  $R_0$  时, OB 星的涌流运动对  $R_0$  值的确定有很大影响。

(3) 运动距离和分光距离的比较 这一方法与方法(2)相似, 将 H II 区的激发星的分光距离和 H II 区的运动距离相比较, H II 区的速度是由和这一区域成协的冷、热气体的光谱测量得到的。Quiroga (1980)<sup>[8]</sup> 将这一方法用于第四象限的观测, 由 H II 区资料得到  $R_0 = 8.4 \pm 1 \text{ kpc}$ 。

Knapp (1983)<sup>[9]</sup> 对 Blitz, Fich, Stark (1982)<sup>[10]</sup> 第一象限的观测也进行了类似的分析, 得到  $R_0$  值为  $8 \pm 2 \text{ kpc}$ 。

由以上所述可见,  $R_0$  值是相当不确定的, 现在一般都赞成采用  $R_0 = 8.5 \text{ kpc}$ 。

## 2. $\theta_0$ 的确定

确定  $\theta_0$  的唯一直接方法是用 Oort 公式  $\theta_0 = R_0(A - B)$ , 其中  $A, B$  是银河系自转常数, 定义如下:

$$\left. \begin{aligned} A &= \frac{1}{2} \left[ \frac{\theta_0}{R_0} - \left( \frac{d\theta}{dR} \right)_{R_0} \right] = -\frac{1}{2} R_0 \left( \frac{d\omega}{dR} \right)_{R_0} \\ B &= -\frac{1}{2} \left[ \frac{\theta_0}{R_0} + \left( \frac{d\theta}{dR} \right)_{R_0} \right] \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

由 Oort 公式得到  $150 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} < \theta_0 < 340 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ 。

其他估计  $\theta_0$  的方法包含测量 LSR 相对于某些非常不同的天体群的运动, 这些天体的运动相对于 LSR 来说各不相同, 以至它们的平均速度为零或某个可限定的值。Oort (1965)<sup>[11]</sup>, Woltjer (1975)<sup>[12]</sup>, Hartwick, Sargent (1978)<sup>[13]</sup> 与 Frenk, White (1980)<sup>[14]</sup> 将这一方法用于球状星团系统, 得到  $\theta_0$  的值为  $180 - 230 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ 。

Knapp, Tremaine, Gunn (1978)<sup>[15]</sup> 用来自银盘遥远边缘处的 H I 发射估计了  $\theta_0$  的值, 得到  $200 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} < \theta_0 < 230 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ 。

Mathewson, Cleary, Murray (1974)<sup>[16]</sup> 对麦哲伦流资料的分析指出  $\theta_0 \approx 220 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ 。

Gunn, Knapp, Tremaine (1979)<sup>[17]</sup> 用  $R < R_0$  的 H I 资料所得到的  $2AR_0$  值, 结合  $R > R_0$  处的观测, 得到  $\theta_0 = 220 \pm 10 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ 。

一个直接和较好的方法近来已用于银河系速度椭球体。这一方法是利用如下事实: 如果速度椭球体的各分量的运动是各向同性的, 而且圆周运动速度不随半径快速变化, 那么  $\theta_0 = \sqrt{3} \sigma$ ,  $\sigma$  是速度椭球体的一维速度弥散度。这一关系适用于 M31 的全部球状星团 (Tremaine, 1982)<sup>[18]</sup> 和许多旋涡星系的核球部分 (Knapp 等人, 1982)<sup>[19], [20]</sup>。用银河系核球部分的速度弥散度资料, Einasto, Hand, Jöeveer (1979)<sup>[21]</sup> 得到  $\theta_0 = 225 \pm 10 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ 。而 Lynden-Bell, Frenk (1981)<sup>[22]</sup> 分析了球状星团的视向速度, 得到  $\theta_0 = 212 \pm 16 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ 。

这样, 近来大部分资料给出  $\theta_0 \approx 220 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ , 可能有约  $20 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$  的不确定性。而 1966 年 IAU 所采用的标准值是  $\theta_0 = 250 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ , 由新近的测定来看, 这显然是偏高了。

## 3. 自转常数 $A, B$ 的确定

如前所述, 当用 Oort 公式来确定  $\theta_0$  时, 必须知道自转常数  $A, B$  的值。

对那些在银面上作圆周运动的天体,如B型星、造父变星和银河星团,我们可以测得它们的距离和视向速度,再应用(1)式就可得到 $\omega$ 与 $R$ 的函数关系。而我们由 $A$ 的定义(3)式知道原则上我们就可以由 $\omega(R)$ 在 $R_0$ 处的斜率来求得 $A$ 。为了用最小二乘法来解,可将(1)式线性化,即在 $R_0$ 附近作Taylor展开,忽略 $\omega(R)$ 的二次和高次导数,可得到

$$V_r = -2A(R - R_0)\sin l \quad (4)$$

假如天体很靠近太阳,可用到太阳的距离 $r$ 来表示 $R - R_0$ ,有

$$V_r = A r \sin 2l \quad (5)$$

如果所考虑的天体的 $R$ 范围大,则在将(1)式作展开时可保留 $\omega(R)$ 的二次导数项。

Feast, Thackeray(1958)<sup>[23]</sup>由B型星得到 $A = 17.5 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{kpc}^{-1}$ ,考虑到对他所用距离的修正, $A$ 值应为 $16.0 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{kpc}^{-1}$ 。Johnson, Svolopoulos(1961)<sup>[24]</sup>由银河星团得到 $A = 15 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{kpc}^{-1}$ 。Kraft, Schmidt(1963)<sup>[25]</sup>由造父变星也得到 $A = 15 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{kpc}^{-1}$ 。

另一方面,对(2)式求导可得

$$\frac{dV_T}{d(\sin l)} = R_0 \frac{d\theta(R)}{dR} - \theta_0 \quad (6)$$

所以

$$AR_0 = -\frac{1}{2} \left[ \frac{dV_T}{d(\sin l)} \right]_R \quad (7)$$

这样可通过 $R_0$ 处 $V_T$ 对 $\sin l (l=90^\circ)$ 的斜率来得到乘积 $AR_0$ 的值。Gunn, Knapp, Tremaine(1979)<sup>[17]</sup>由第1, 4象限HI的资料给出 $AR_0 = 110 \pm 3 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ 。若我们取 $R_0 = 8.5 \text{ kpc}$ ,则得到 $A = 13 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{kpc}^{-1}$ 。

唯一直接获得有关 $B$ 值的途径是通过自行,

$$4.74\mu_t = B + A \cos 2l \quad (8)$$

这样所确定的 $B$ 值依赖于所用的基本系统,在GC系统其值约为 $-13 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{kpc}^{-1}$ ,在FK3和N30系统约为 $-7 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{kpc}^{-1}$  [Morgan, Oort(1951)<sup>[26]</sup>, Mohr, Mayer, Stohl(1957)<sup>[27]</sup>]。Oort(1962)<sup>[28]</sup>给出 $B = -7 \pm 1.5 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{kpc}^{-1}$ ,但这依赖于一个小的空间区域和为数不多的恒星。这样,它将受到局部运动不规则性的影响。

1966年IAU采用的 $A$ 和 $B$ 的标准值是 $A = 15 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{kpc}^{-1}$ ,  $B = -10 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{kpc}^{-1}$ 。而近来都倾向于要修改这两个值。Gunn, Knapp, Tremaine(1979)<sup>[17]</sup>认为应当采用 $A = 13 \pm 2 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{kpc}^{-1}$ ,  $B = -13 \pm 2 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{kpc}^{-1}$ 。而Bok(1983)<sup>[29]</sup>认为应该取 $A = -B = 12 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{kpc}^{-1}$ 。

$A$ 的不确定性和我们现在的距离尺度的误差很有关系。 $A$ 和 $R_0$ 的误差倾向是相反的,和信息 $AR_0$ 相联系,期望它们的不确定性在10%以内,而 $B$ 的不确定性约为20%。

综上所述,可以看到,这些在确定银河系自转曲线中有重要作用的常数都有着相当大的不确定性。这也是比较准确地描绘银河系较差自转的一个主要困难。

### 三、银河系自转曲线的确定

一般说来, 在太阳圈内我们可以通过切点速度的观测来确定自转曲线。而要确定太阳圈外的自转曲线, 则不仅要测得天体的视向速度  $V_r$ , 还需要测得它对太阳的距离  $r$ , 再通过方程 (1) 来得到自转曲线。另外, 在  $R < 1\text{kpc}$  的银河核心部分, 物质的运动很复杂, 很多气体在非圆轨道上作非圆周运动, 且不在银面上。所以, 在这一区域不易用自转曲线来描绘物质的运动状态。下面我们分别讨论在不同区域对自转曲线的确定。

#### 1. 太阳圈以内 ( $1\text{kpc} < R < R_0$ ) 的自转曲线

在这个区域自转曲线的测定从原则上讲是简单的。在每一个银经  $l$  方向, 可以由 H I (或 CO) 的谱线轮廓得到一个终端速度, 在我们的模型下, 这一速度就是切点速度  $V_T$  (对  $l=0^\circ-90^\circ$  是正的, 对  $l=270^\circ-360^\circ$  是负的)。利用 (2) 式我们就可得到自转曲线  $\theta(R)$ 。但是在实际应用这一方法时, 我们还会遇到不少困难。首先, 确定终端速度  $V_T$  就不是很容易的, 这是由于 H I (或 CO) 轮廓的边缘由于湍动而被加宽了; 在每一个经度上, 速度最大的气体不一定总是位于  $b=0^\circ$  的银面上; 另外, 沿着旋臂存在涌流运动等等。这样为了决定在谱线轮廓的哪一点取作切点来求切点速度, 必须对涌流运动和湍动运动作分析。主要的要求是, 应使在  $l=90^\circ$  时切点速度为零。

Gunn, Knapp, Tremaine (1979)<sup>[17]</sup> 进行了这一工作。他们由 Weaver, Williams (1974a, b)<sup>[30], [31]</sup> 所作的  $l=10^\circ-90^\circ$  的 H I 巡视, 取强度为 1K 的最大正速度为  $V_x$ , 而  $V_x = V_T + \Delta V$ , 其中  $\Delta V$  是湍动等造成的加宽。如果我们假定  $\Delta V$  是与  $R$  无关的, 则我们可通过  $\sin l=1$  时  $V_T=0$

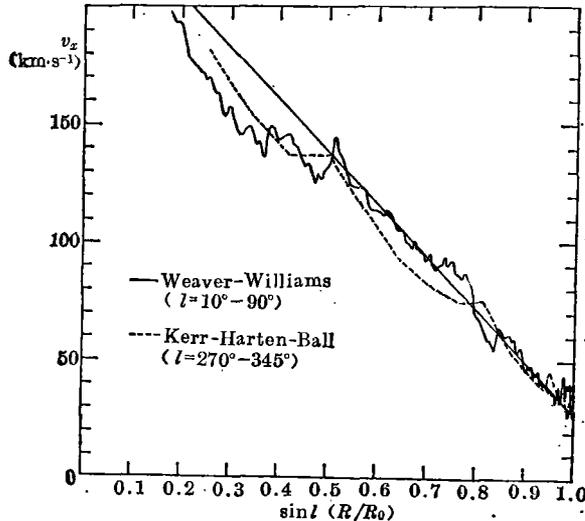


图2. 观测的切点速度对  $\sin l (=R/R_0)$  的曲线。绘出的是谱线轮廓对应 1K 亮温度的极限速度  $V_x$ 。同时也给出了在  $\sin l=0.5$  和  $1.0$  间的对观测资料的直线拟合, 即  $V_x - 28 = 220(1 - \sin l)$ 。

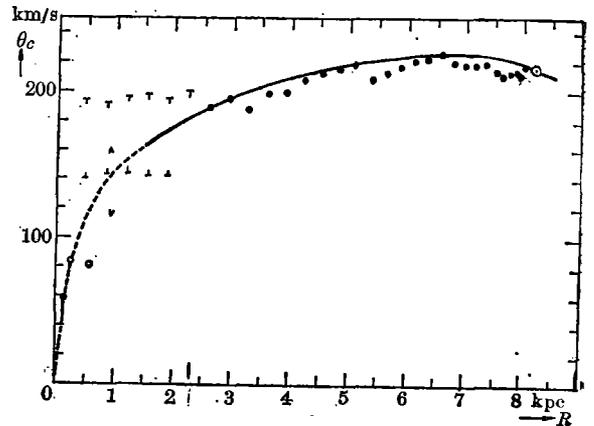


图3. 自转曲线。即作为银心距函数的圆速度曲线。点和符号  $\nabla$  分别表示  $\theta_c$  的值和经度在  $327.5$  以上的  $\theta_c$  的上下限。圆圈和符号  $\nabla$  表示银心另一面的观测。太阳附近的  $\theta_c$  用  $\odot$  表示。

(见公式(2))这一条件,由 $V_x(\sin l)$ 来得到 $\Delta V$ 和 $V_T(\sin l)$ ,见图2。因为 $V_x-\sin l$ 曲线在 $\sin l=0.5-1$ 之间差不多是线性的,我们可以用下式来拟合这条曲线

$$V_x = (220 \pm 3 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1})(1 - R/R_0) + (28 \pm 1 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}) \quad (9)$$

在 $R=R_0$ 处的截距是 $\sim 28 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ ,这就是局部湍动等的加宽。

由中性氢21cm观测所确定的第一条银河自转曲线是Kwee, Muller, Westerhout(1954)<sup>[32]</sup>作的,见图3。他们用Koolwijk-Radio的7.5米射电望远镜,在 $l=352^\circ-77^\circ$ 范围上,以 $2^\circ.5$ 的间隔作了HI 21cm的观测。在推导自转曲线时,他们取 $\theta_0=216 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ ,  $R_0=8.2 \text{ kpc}$ 。他们取极限速度处谱线轮廓的峰值速度为终端速度。图3中各点是由观测推得的自转速度 $\theta(R)$ ,而Kwee, Muller, Westerhout(1954)<sup>[32]</sup>认为图中的曲线是实际的自转曲线。因为他们认为观测点的凹陷是由于在那个方向上切向点区域附近缺少HI气体,所以在那一方向我们所测得的终端速度是来自离切向点较远,即较大 $R$ 处的HI气体。而这就导致了在那一方向所得到的 $\theta(R)$ 值偏低。但是Shane, Bieger-Smith(1966)<sup>[33]</sup>已经证明这是不太可能的,因为要由星际气体的密度差来解释这一现象则需要密度比为50:1或100:1,而在切向点附近这样大的区域内几乎没有HI气体是不大可能的。

Kerr(1962)<sup>[34]</sup>用他们在南半球 $l=252^\circ-348^\circ$ 对HI观测,采用 $R_0=8.2 \text{ kpc}$ ,  $\theta_0=216 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ ,也得到了 $R < R_0$ 的自转曲线(见图4)。他并将这条由第4象限资料得到的自转曲线(由澳大利亚Sydney巡视所得)和Kwee, Muller, Westerhout(1954)<sup>[32]</sup>由第一象限资料得到的自转曲线(由荷兰Leiden巡视所得)作了比较。Kerr认为这两条自转曲线的不同是由于采用了LSR向外以约 $7 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ 的速度运动。这一假定因为和光学确定的本地太阳运动相矛盾而受到质问[见Shane, Bieger-Smith(1966)<sup>[33]</sup>]。Kerr(1962)<sup>[34]</sup>曾对银河系具有这一普遍膨胀运动的假定提出过一个观测检验的方法。Braes(1963)<sup>[35]</sup>进行了这一检验,但结果是否定的,他认为只可能有局部的向外运动。

图5给出了Kerr(1964)<sup>[36]</sup>所得到的南、北两条自转曲线(实线)和Shane, Bieger-Smith(1966)<sup>[33]</sup>的一条自转曲线(圆点)。Kerr在推导中用了尽可能多的观测资料( $\Delta l=0^\circ.1$ )以取得曲线的细节。图中速度对应于银道面谱线轮廓的极限特征速度峰陡边的半峰值点的速度,粗线和细线分别由第一和第四象限观测所得。计算中取 $R_0=10 \text{ kpc}$ 和 $\theta_0=250 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ 。这一结果证实了相对于银心有明显的不对称,它给我们提供了一个银河系存在着大尺度不对称的图象。图中黑点是由Shane和Bieger-Smith用在Dwingeloo的25米射电望远镜观测了50条HI 21cm谱线( $b=0^\circ$ ,  $l=22^\circ.3-70^\circ.0$ ,  $\Delta l=1^\circ$ )所得的结果。为了和Kerr第一象限的结果比较,Shane等人尽可能用了和Kerr相同的方法处理观测结果。考虑到他们观测的分辨率不同,两组结果应当认为是符合得很好的。Kerr第4象限的结果同样也被Varsavsky(1967)<sup>[38]</sup>所证实。

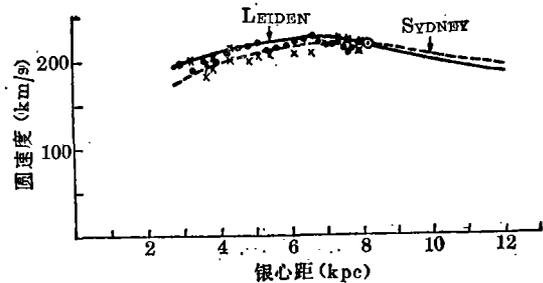


图4. 由切点速度推出的自转速度曲线。点和实线由Leiden观测给出, ×和虚线由Sydney观测给出。

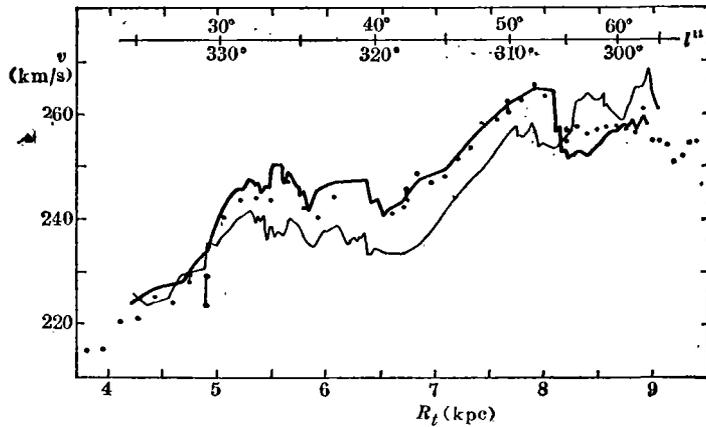


图5. Kerr(1964, 1965)<sup>[56], [57]</sup> 推出的银河自转曲线。速度对应于银道面谱线轮廓的陡边的半峰值点。粗线和细线分别对应于银心的东和西侧的观测。

Sinha(1978)<sup>[39]</sup>所给出的自转曲线示于图6。他使用的H I 巡视资料有: Sinha(1979)<sup>[41]</sup>, Kerr, Harten, Ball(1976)<sup>[42]</sup>, Westerhout(1973)<sup>[43]</sup>和Kerr(1969)<sup>[44]</sup>的。为了便于和其他工作比较, 他用了IAU1966 开始采用的标准值:  $R_0=10\text{kpc}$ ,  $\theta_0=250\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ 。终端速度取为极限特征速度峰陡边的半峰值点的速度。在同一经度上所有  $b=\pm 2^\circ$  内的谱线轮廓都被用来确定最大的终端速度。这也就是认为终端速度特征峰可能对应于切点附近区域气体的集合, 而它们并不一定严格局限在银道面上。在银盘厚度内, 各处极限特征速度峰是很相似的, 这样得到的1, 4象限的两条自转曲线也是很相似的, 它们之间的差异可能是由局部的不规则性产生的。因此, Sinha 认为以前认为第四象限的自转曲线一般都低于第一象限的, 可能是由于忽略了使用银道面两边的谱线资料, 而且是限制在较小的经度范围内进行分析所造成的。他认为这两条自转曲线的不同, 应当寻找一个和银河系旋涡结构(如果有的话)协调的图象有关的问题结合起来分析。他得到的曲线在4—10kpc范围和 Schmidt 的曲线很一致。

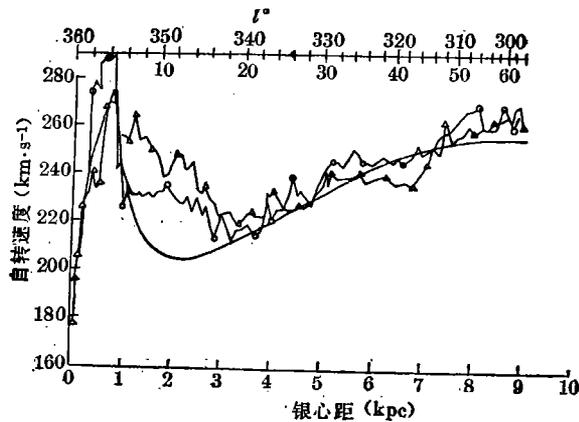


图6. ○和△分别表示第一和第四象限的视自转曲线。平滑曲线是 Sanders, Lowinger(1972)<sup>[40]</sup> 给出的、用非均匀椭圆代替点质量模型所得出的修改的 Schmidt 自转曲线。

Burton, Gordon (1978)<sup>[45]</sup>把由 CO 2.6mm 谱线和 H I 21cm 谱线观测所得到的第一象限的自转曲线作了比较(见图 7),所用的 CO 资料除了他们在 1975 年 5 月和 1976 年 3 月自己观测所得的外,还包括了 Bania (1977)<sup>[47]</sup>和 Liszt, Burton, Sanders, Scoville (1977)<sup>[48]</sup>的资料(均用 NRAO 11m 射电望远镜观测);而所用的 H I 资料是 Westerhout (1976)<sup>[49]</sup>和 Bania (1977)<sup>[47]</sup>的。CO 和 H I 观测的经度间隔都是  $\Delta l = 0^\circ.2$ , 速度分辨率都为  $2.6 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ 。为了验证 CO 和 H I 是否有相同的运动状态,在图 7 中分别给出了 CO 和 H I 的  $\theta(R)$ 。由图 7 可看出 CO 和 H I 总的运动特征是相似的(只是 CO 资料弥散大)。这两种示踪物的运动特征都显示出相对于银河自转的不规则性。这些差不多是正弦曲线的扰动振幅约达到  $7 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ , 经度尺度是  $5^\circ - 10^\circ$ , 或约 1kpc 的银河径向尺度。这样大尺度的扰动不可能是无关的局部机制所造成,而一些小尺度的扰动可能是一些局部现象产生的。Barbanis, Woltjer (1967)<sup>[50]</sup>, Yuan (1969)<sup>[51]</sup>,

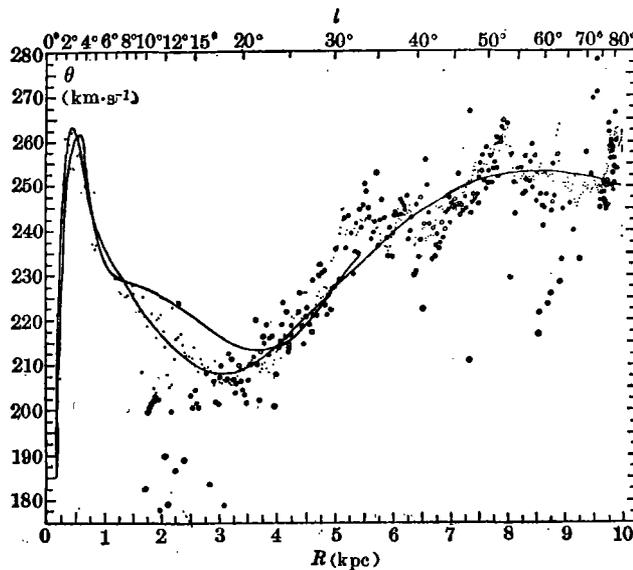


图7: 作为银心距(下标)和经度(上标)函数的银河系较差自转线速度的变化。黑点对应 H I 终端速度, 圆圈对应 CO 终端速度。实线表示 H I 点的平滑近似。虚线表示 Simonson, Mader (1973)<sup>[46]</sup>的银河自转曲线。

Burton, Shane (1970)<sup>[52]</sup>和 Burton (1971, 1972)<sup>[53], [54]</sup>认为, 这种大尺度的扰动是由于银河质量分布中密度起伏的引力矩引起的涌流运动造成的。如图 7 所示。CO 和 H I 的扰动有相似的振幅和位相, 这表明, 在大尺度上这两种成分是很均匀地混合在一起的, 并且它们的运动是受相同的动力学原因支配的。在推导自转曲线时, Burton 等采用了  $R_0 = 10 \text{ kpc}$  和  $\theta_0 = 250 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ 。他们给出的确定终端速度的公式如下

$$V_x = V_m + \frac{1}{T_m} \sum \frac{V_i}{V_m} T(V) \Delta V - \frac{\Delta V}{2} \quad (10)$$

$V_m$  是极限特征速度峰的最大温度处的速度,  $T_m$  是这一最大温度,  $V_i$  是这个速度峰辐射截止端的速度。Burton 等人假定在切点附近区域的速度分布(除了圆运动外)是具有弥散度  $\sigma$  的简单高斯分布, 这时修正后的终端速度为

$$V_T = V_x - \frac{\sqrt{2\pi}}{2} \sigma \quad (11)$$

他们取

$$V_T = \begin{cases} V_x - 2.5 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}, & \text{用于 CO,} \\ V_x - 5.0 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}, & \text{用于 HI.} \end{cases}$$

Burton 等人用一多项式拟合了相继的三段 HI 资料, 得到无扰动自转曲线的表达式:

$$\theta(R) = \sum_{i=0}^5 C_i R^i \quad (12)$$

见图 7。用最小二乘法所确定的系数列在表 1。这一自转曲线和 Schmidt(1965)<sup>[55]</sup> 的自转曲线相比, 在  $4 \text{ kpc} < R < 16 \text{ kpc}$  范围内要小  $1 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ , 而在  $R < 4 \text{ kpc}$  内则有显著的不同。图 7 也给出了 Simonson, Mader(1973)<sup>[46]</sup> 的自转曲线。这条曲线和观测符合得不太好, Burton 等人认为这是因为这条曲线只是根据第 1, 4 象限测得的互相抵触的 HI 资料而分别作出的两条自转曲线的简单折衷所致。

表1 在  $b=0^\circ$ ,  $2^\circ < l < 90^\circ$  的银河系自转曲线  $\theta(\text{km} \cdot \text{s}^{-1}) = \sum_{i=0}^5 C_i R^i$  的系数

| R(kpc) 范围       | 系 数   |        |         |          |         |           |
|-----------------|-------|--------|---------|----------|---------|-----------|
|                 | $C_0$ | $C_1$  | $C_2$   | $C_3$    | $C_4$   | $C_5$     |
| $R < 0.8$       | 0.0   | 1573.4 | -3543.6 | 3893.5   | -2283.9 | 595.4     |
| $0.8 < R < 4.0$ | 284.6 | -70.11 | 31.387  | -10.2669 | 1.96392 | -0.142639 |
| $R > 4.0$       | 266.3 | -63.31 | 20.574  | -2.4789  | 0.12820 | -0.002437 |

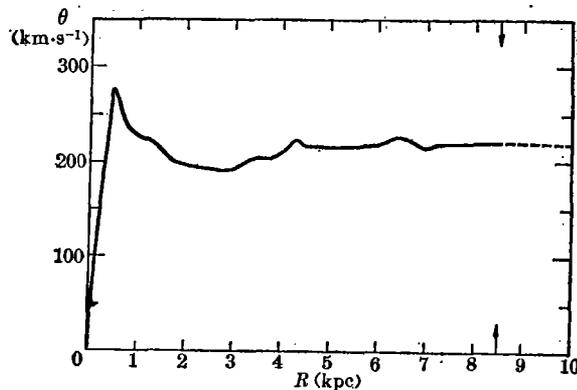


图8.  $l=0^\circ-90^\circ$  的  $\theta(R)$  对  $R$  的银河系自转曲线。在  $R < 1.5 \text{ kpc}$  的点根据 Simonson, Mader(1973)<sup>[46]</sup>; 取修正值  $\theta_0 = 220 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ ,  $R_0 = 8.5 \text{ kpc}$ 。

Gunn, Knapp, Tremaine(1979)<sup>[17]</sup> 给出的自转曲线如图 8 所示。其中  $R < 1.5 \text{ kpc}$  的部分是用 Simonson, Mader(1973)<sup>[46]</sup> 的结果, 只是所用常数进行了修正, 取  $\theta_0 = 220 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ ,  $R_0 = 8.5 \text{ kpc}$ 。而  $1.5 \text{ kpc} < R < 8.5 \text{ kpc}$  部分的曲线是用图 2 中的资料所得。这一自转曲线和许

多其他星系的自转曲线相似(Bosma, 1978<sup>[56]</sup>; Rubin, Ford, Thonnard, 1978<sup>[57]</sup>)。这条曲线和那些选取 $\theta_0=250\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ 的自转曲线相比有很大的不同。有意思的是这条曲线和Kwee, Muller, Westerhout(1954)<sup>[32]</sup>给出的曲线很相似,那时他们所取常数为 $\theta_0=216\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ ,  $R_0=8.2\text{kpc}$ 。

## 2. 太阳圈外( $R>R_0$ )的自转曲线

Lindblad(1926)<sup>[58]</sup>和Oort(1927)<sup>[59]</sup>发现银河系自转,从此确定银河系的总质量和质量分布的研究才有了可能性。通过21cm星际原子氢的视向速度的测量(Kwee, Muller, Westerhout, 1954)<sup>[32]</sup>,得到了有关银河系自转的信息。但是由于21cm资料推出的圆速度只限于太阳圈以内的部分,在 $R>R_0$ 区域不再有如图1所示的切点T存在,这时有两种方法来确定自转曲线。一种方法是根据圆速度曲线的已知部分(太阳圈以内部分)和其他资料建立一个质量模型,再由这一质量模型得到太阳圈外的自转速度。

下面介绍的就是Schmidt(1965)<sup>[55]</sup>给出的适合于银河系总质量并用以推导太阳圈外的自转曲线的银河系质量模型:

$$\rho = \begin{cases} 3.930R^{-1} - 0.02489R & (R < a_s) \\ 1449.2R^{-4} & (R > a_s) \end{cases} \quad (13)$$

表2 Schmidt(1965)<sup>[55]</sup>由质量模型推出的银河系自转圆速度

| R (kpc) | $\theta$ (km·s <sup>-1</sup> ) | R (kpc) | $\theta$ (km·s <sup>-1</sup> ) | R (kpc) | $\theta$ (km·s <sup>-1</sup> ) |
|---------|--------------------------------|---------|--------------------------------|---------|--------------------------------|
| 1       | 200                            | 11      | 244                            | 22      | 185                            |
| 2       | 187                            | 12      | 238                            | 24      | 177                            |
| 3       | 198                            | 13      | 231                            | 26      | 171                            |
| 4       | 213                            | 14      | 225                            | 28      | 165                            |
| 5       | 227                            | 15      | 218                            | 30      | 160                            |
| 6       | 238                            | 16      | 213                            | 40      | 139                            |
| 7       | 247                            | 17      | 207                            | 50      | 125                            |
| 8       | 252                            | 18      | 202                            |         |                                |
| 9       | 253                            | 19      | 197                            |         |                                |
| 10      | 250                            | 20      | 193                            |         |                                |

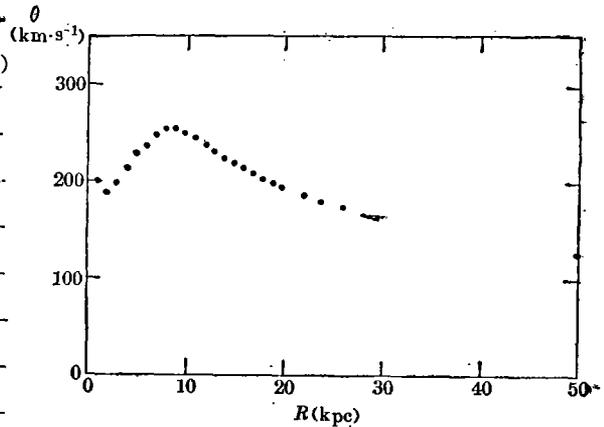


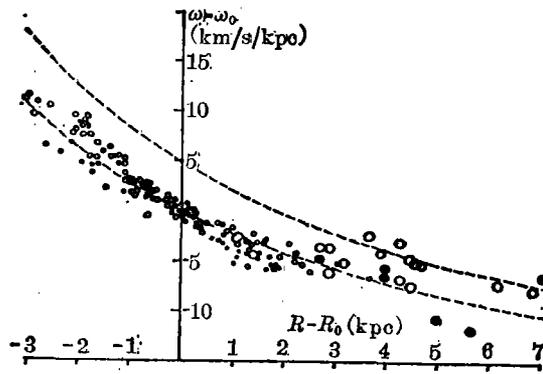
图9. Schmidt(1965)<sup>[55]</sup>由银河系质量模型建立的银河系圆自转速度和银心距的关系曲线(包括 $R=1-50\text{kpc}$ 范围)。

其中 $a_s$ 是有限银河扁球体的长轴外边界。所用参数包括 $A=+15\text{km}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{kpc}^{-1}$ ,  $B=-10\text{km}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{kpc}^{-1}$ ,  $R_0=10\text{kpc}$ ,  $\theta_0=250\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ , 椭率 $\sqrt{1-e^2}=0.05$ ,  $a_s e=9.72$ 。由这个模型推得的圆运动速度包括了 $R=1-50\text{kpc}$ 范围的银河系内部和外部区域的值,如表2所列。现绘出 $\theta\sim R$ 依赖关系如图9曲线所示。

另一种方法由方程(1)可知是通过直接的观测在大银心距范围里精确和独立测定一组天体的距离和视向速度,从而推出自转曲线。过去在这方面的主要障碍是,没找到一组使用有效方法可测得上述两个参量的天体。近年来,用分光光度测量方法获得H II区的激发星的可靠

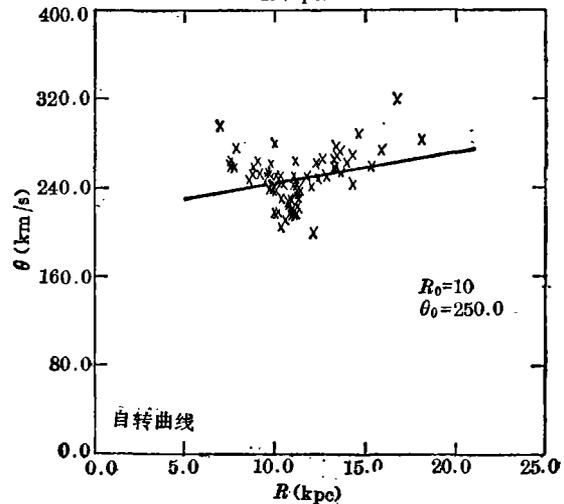
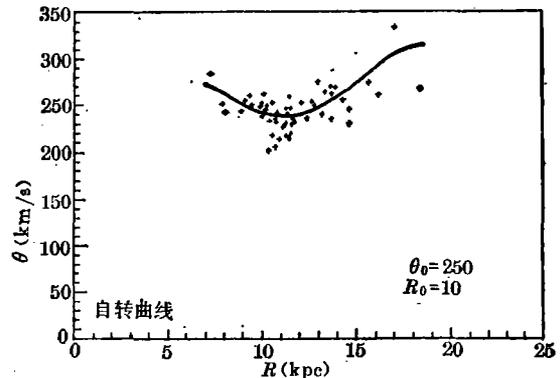
距离, 以及认识到H II区和分子云成协, 从而通过CO的射电观测精确测定了大量和分子云成协的H II区的速度, 改变了前述的困境, 使确定太阳圈外的银河系自转曲线的研究, 在新发展的观测方法的基础上向前迈进了一步。

由于H II区本身光度高以及它们对于银河系圆自转运动的弥散小( $\sim 8\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ ), 它们对于研究银河系自转曲线是最好的天体。Jackson, FitzGerald, Moffat(1979)<sup>[60]</sup>用Georgelin(1975)<sup>[61]</sup>提供的H II区的 $H_\alpha$ 视线速度, 结合他们自己由ZAMS拟合和分光光度测量确定的分光距离给出的银河系外部区域自转曲线在图10示出。常数采用的值是IAU所建议的值。看来, 在大银心距上自转曲线保持平坦, 大尺度区域偏离约达 $15\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ 。



↑ 图10. H II区的 $\omega - \omega_0$ 对 $R - R_0$ 的曲线。H II区的距离由Jackson, FitzGerald, Moffat(1979)<sup>[60]</sup>确定的用大圆表示, 由Georgelin(1975)<sup>[61]</sup>提供的用小圆表示。其中实心黑点代表I的第一、二象限, 空心圆代表第三、四象限。虚线(下)代表 $250\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ 的常数自转速度。(上)代表 $300\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ , 取 $R_0 = 10\text{kpc}$ ,  $\omega_0 = 25\text{km}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{kpc}^{-1}$ 。

→ 图11. CO自转曲线,  $R_0 = 10\text{kpc}$ ,  $\theta_0 = 250\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ 。曲线分别是四次拟合(上) 线性拟合(下)。



Blitz, Fich, Stark(1980, 1982)<sup>[62, 10]</sup>; Blitz, Fich(1983)<sup>[63]</sup>通过射电观测精确测得184个和H II区成协的CO云的速度, 40个最远的H II区激发星的分光光度距离(Moffat, FitzGerald, Jackson, 1979)<sup>[64]</sup>和92个分子复合体的距离(Georgelin, Georgelin, Roux, 1973; Georgelin, Georgelin, 1976; Crampton, Georgelin, Georgelin, 1978; Humphreys, 1978)<sup>[65-68]</sup>, 推出了太阳圈外7—18kpc范围的CO自转曲线, 见图11。最佳的对观测点的拟合是在圆运动和 $R_0 = 10\text{kpc}$ ,  $\theta_0 = 250\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ 的假定下得到的。由此图可见曲线在 $\sim 12\text{kpc}$ 处开

始上升,到  $R=18\text{kpc}$  处,上升了约  $50\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ 。Schneider, Terzian(1983)<sup>[69]</sup> 由行星状星云观测所得到的太阳圈外的自转曲线也证实了 Blitz 等人的结果。Knapp, Tremaine, Gunn(1978)<sup>[15]</sup> 也给出了  $R>R_0$ , 用 H I 资料作出的作为  $l$  函数的观测速度  $V_{LSR}$  曲线(对应 1K 谱线轮廓)。

Rubin(1979)<sup>[70]</sup> 结合 Bosma(1978)<sup>[56]</sup> 的 21cm H I 谱线观测和自己的光学观测, 得出了银河系附近的高光度旋涡星系自转曲线平坦延伸到  $R=49\text{kpc}$  的结果, 并由此类推, 他认为我们的银河系具有一条从太阳邻近区域平坦延伸直至  $R=60\text{kpc}$  的自转曲线。

图12是Rubin(1979)<sup>[70]</sup>综合了Sinha(1978, H I 的终端速度)<sup>[99]</sup>, Burton, Gordon(1978,  $R<10\text{kpc}$ , H I 和 CO 的终端速度)<sup>[45]</sup>, Georgelins(1976,  $8<R<12\text{kpc}$ , H II 区的距离)<sup>[66]</sup>, Rubin(1965,  $R\sim 12\text{kpc}$ , OB 星的距离)<sup>[71]</sup>, Walborn(未发表,  $R\sim 12\text{kpc}$ , OB 星的距离), Silverplate, Terzian(1978,  $R\sim 12\text{kpc}$ , H II 区复合线速度)<sup>[72]</sup> 和 Jackson, FitzGerald, Moffat(1979,  $13<R<17\text{kpc}$ , 和 Sharpless 区域成协的恒星聚集体的复合线速度)<sup>[60]</sup> 的资料给出的  $0<R<18\text{kpc}$  的银河系自转曲线, 它显示出在  $12<R<18\text{kpc}$  范围速度大体平坦或上升, 在  $R\sim 11\text{kpc}$  有一浅极小。

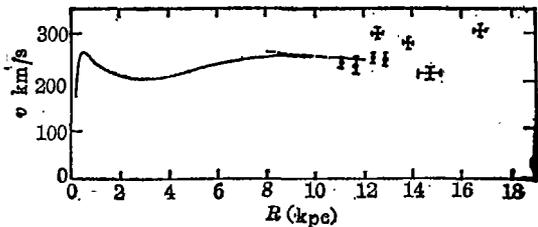


图12. Rubin(1979)<sup>[70]</sup>综合的银河系( $0<R<18\text{kpc}$ )自转曲线。

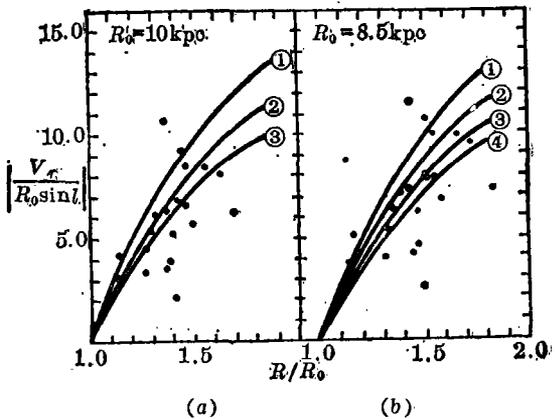


图13. 太阳圈外H I 区的  $\omega - \omega_0$  对  $R/R_0$  图。

总之, 上述三个组各自得到的结果和 Rubin(1979)<sup>[70]</sup> 的推断, 都显示出银河系的自转曲线在离银心较远处接近平坦。JFM(1979)<sup>[60]</sup> 和 BFS(1982)<sup>[10]</sup> 两个组给出的证据指出在太阳圈外曲线可能上升到  $50\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ 。企图由其他星系的观测得到自转曲线上升的信息, 结果是矛盾的; Rubin, Ford, Thonnard 1980<sup>[73]</sup> 得到的  $\text{H}_\alpha$  自转曲线连续上升到最后一个测量点, 而 H I 自转曲线总的来说相当平坦(Bosma, 1978)<sup>[56]</sup>。不仅曲线本身形状的细节是有趣的, 更主要的是它对大质量晕的密度分布形式提供了唯一有用的观测证据。

Knapp(1983)<sup>[9]</sup> 用 Jackson, FitzGerald, Moffat(1979)<sup>[60]</sup> 的一组 H II 区的分光距离和 Blitz, Fich, Stark(1982)<sup>[10]</sup> 的 H II 区的 CO 视向速度, 取  $R_0=8.5\text{kpc}$ ,  $\theta_0=220\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ , 得到太阳圈外 7kpc 范围的自转曲线。图13中各点显示出  $|V_r/R_0 \sin l| = |\omega(R) - \omega(R_0)| \sim R/R_0$  的关系。图13(a)中曲线(1)是 Schmidt 自转曲线, (2), (3) 分别代表自转速度  $\theta_0$  为常数  $250\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$  和  $220\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$  的曲线。图13(b)中, 曲线(1), (2) 分别表示  $\theta_0$  为常数  $250\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$  和  $220\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$  的曲线, 曲线(3), (4) 分别表示自转速度随离银心距离增加而增加的关系:  $\theta_0=220(R/R_0)^{0.1}$  和

$\theta_0 = 220(R/R_0)^{0.2}$ 。在  $R = 17\text{kpc}$  处, 自转速度分别达到  $235$  和  $253\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ 。图 13 所示的观测结果弥散很大, 但和各种可能的自转曲线相比较, 可看出符合得最好的是那些  $\theta_0 < 250\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ 、自转速度  $\theta$  随  $R$  缓慢增加的曲线。

综上所述, 除 Schmidt(1965)<sup>[55]</sup> 由质量模型推出的自转曲线在太阳圈外到  $R = 20\text{kpc}$  左右有下降  $\sim 50\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$  的趋势外, 近年来由观测所得的太阳圈外的银河系自转曲线至少是大体平坦, 也可能上升  $\sim 50\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ 。

### 3. 银河系中心区域( $R < 1\text{kpc}$ )的自转曲线

在银河系中心区域物质的运动是很复杂的(Oort, 1977)<sup>[74]</sup>, 很多气体不是作圆周运动, 且不在银面上。显然, 这样简单的以银心为中心作较差自转的运动图象, 不再能代表真实的物质运动。这一区域内物质的运动是以圆运动为主还是以非圆运动为主? 很可能在这个区域根本就不可能得到一条可靠的自转曲线。Knapp(1983)<sup>[9]</sup> 对这些问题进行了探讨, 图 14 中的曲线是对一个核半径  $R_c = 200\text{pc}$  的球状质量分布

$$\rho(R) = \rho_0 / [1 + (R/R_c)^2]^{3/2} \quad (14)$$

所预期的圆周速度分布。图中各点是在银河系中心区域作较差自转的假定下, 取  $R_0 = 8.5\text{kpc}$ ,  $\theta_0 = 220\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ , 由各种观测资料所得到的圆周速度。由图可见, 观测点和模型曲线之间符合得还是不错的。这也就表明, 即使在银河系中心区域物质运动的诸分量中也还是以圆周运动为主。因此, 虽然这时所得到的自转曲线和真实的银河系中心区域的物质运动有很大偏离, 但仍然还是可以将圆运动自转曲线作为其运动的粗略近似。

Simonson, Mader(1973)<sup>[46]</sup> 主要用 Kerr(1969)<sup>[44]</sup> H I 巡视 ( $l = 325^\circ - 12^\circ$ ,  $\Delta l = 1^\circ.0$  或  $0^\circ.5$ ,  $b = -2^\circ - +2^\circ$ ) 和 Westerhout(1969)<sup>[75]</sup> H I 巡视 ( $l = 11^\circ - 35^\circ$ ,  $\Delta l = 0^\circ.1$ ,  $b = -1^\circ.2 - +1^\circ.2$ ) 资料得到  $R = 0 - 5.7\text{kpc}$  范围内的银河系中心区域的自转曲线(图 15)。他们取  $\theta_0 = 250\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ ,  $R_0 = 10\text{kpc}$ 。因为南半球和北半球自转曲线的差异, 他们取一平均曲线作为银河系自转曲线, 并用如下多项式拟合了这条平均曲线:

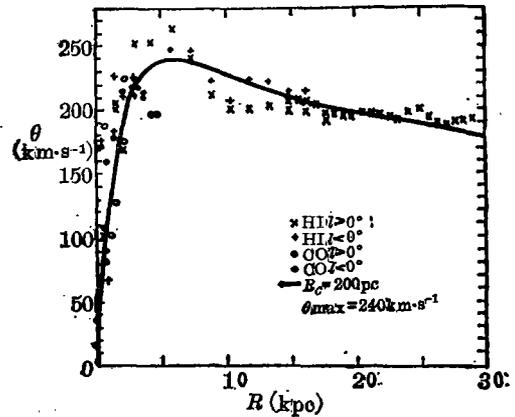


图 14. 银河系 3kpc 以内的自转曲线。

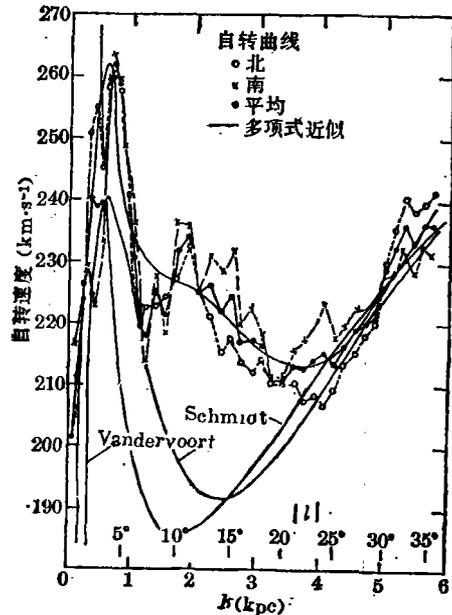


图 15. 由 21cm 观测推出的自转速度 [ $l = 325^\circ - 360^\circ$  (“南”点),  $l = 0^\circ - 35^\circ$  (“北”点)], 方程 (15) 给出的对平均曲线的多项式逼近(粗线), 图中同时给出 Schmidt(1965)<sup>[55]</sup> 以及 Vandervoort(1970)<sup>[76]</sup> 的自转曲线, 以便比较。

$$\theta^2(R) = \begin{cases} a_1 R + a_2 R^2 & (R < 0.7 \text{ kpc}) \\ b_{-1} R^{-1} + b_0 + b_1 R + b_2 R^2 + b_3 R^3 + b_4 R^4 & (0.7 \leq R \leq 5.7 \text{ kpc}) \end{cases} \quad (15)$$

其中 $\theta(R)$ 单位取 $\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$ ,  $R$ 单位取 $\text{kpc}$ 。其系数值如下:

|                      |                       |                    |                    |
|----------------------|-----------------------|--------------------|--------------------|
| $a_1$                | $a_2$                 | $b_{-1}$           | $b_0$              |
| $228574 \pm 24000$   | $-190470.5 \pm 38000$ | $60433 \pm 15000$  | $-80051 \pm 42000$ |
| $b_1$                | $b_2$                 | $b_3$              | $b_4$              |
| $111370.6 \pm 40000$ | $-43804.96 \pm 17000$ | $7558.87 \pm 3200$ | $-459.645 \pm 220$ |

$R < 0.7 \text{ kpc}$ 的观测点和 Sanders, Lowinger(1972)<sup>[40]</sup>由近红外 $2.2 \mu\text{m}$ 观测所得到的自转曲线没有很大偏离。另外,图15中还将所得自转曲线和 Schmidt(1965)<sup>[55]</sup>, Vandervoort(1970)<sup>[76]</sup>的自转曲线作了比较。

另外, Sinha(1978)<sup>[39]</sup>, Burton, Gordon(1978)<sup>[45]</sup>分别给出的银河系自转曲线(图6, 7)包含了银河系中心区域的部分。而前者曲线的 $R < 1 \text{ kpc}$ 区段和 Sanders, Lowinger(1972)<sup>[40]</sup>的相应部分非常一致。

#### 四、结 语

银河系自转曲线是研究银河系结构的重要基础。自从 Kwee, Muller, Westerhout(1954)<sup>[32]</sup>由中性氢 $21\text{cm}$ 观测确定了第一条银河系自转曲线以来,许多人做了这方面的工作(详见表3)。

总的来说,在银河系中从几百 $\text{pc}$ 到 $100 \text{ kpc}$ ,自转速度大体是常数,在约 $220 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ 左右,有大、小尺度的10%左右的起伏。 $\theta$ 随 $R$ 近似不变,可作为存在一个看不见的大质量晕 $\rho \sim R^{-2}$ 的证据。详细的质量模型见 Ostriker, Caldwell(1983)<sup>[77]</sup>。已知银河系的质量分布可分为三

表3 银河系自转曲线表

| 年 代  | 作 者                         | R 范围 (kpc) | $R_0$ (kpc) | $\theta_0(\text{km} \cdot \text{s}^{-1})$ | 参考文献 |
|------|-----------------------------|------------|-------------|---|------|
| 1954 | Kwee, Muller, Westerhout    | 0—8.2      | 8.2         | 216                                       | 32   |
| 1962 | Kerr                        | 3—8.2      | 8.2         | 216                                       | 34   |
| 1964 | Kerr                        | 4.2—9      | 10          | 250                                       | 36   |
| 1965 | Schmidt                     | 1—50       | 10          | 250                                       | 55   |
| 1966 | Shane, Bieger-Smith         | 3.8—9.5    | 10          | 250                                       | 33   |
| 1973 | Simonson III, Mader         | 0—5.7      | 10          | 250                                       | 46   |
| 1978 | Burton, Gordon              | 0—10       | 10          | 250                                       | 45   |
| 1978 | Sinha                       | 0—9        | 10          | 250                                       | 39   |
| 1979 | Gunn, Knapp, Tremaine       | 0—8.5      | 8.5         | 220                                       | 17   |
| 1979 | Jackson, FitzGerald, Moffat | 7—17       | 10          | 250                                       | 60   |
| 1979 | Rulin                       | 0—18       |             |   | 70   |
| 1983 | Blitz, Fich                 | 7—18       | 10          | 250                                       | 63   |
| 1983 | Knapp                       | 0—3        | 8.5         | 220                                       | 9    |

个主要的分量,即前述的中心椭圆 $\rho \sim R^{-3}$ ,银盘 $\sim \exp(-R/\lambda)$ 和看不见的晕。三个分量各自的自转曲线如图 16 所示(Knapp, 1983)<sup>[9]</sup>。事实上,三个分量相结合才能得到 $\theta$ 随 $R$ 近似不变的结果。 $\theta$ 值首先由中心椭圆决定,在中等距离银盘起作用,大距离上是由晕控制。观测指出,在银心1kpc以内自转速度就上升到 $200\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ (Lacy等人, 1980)<sup>[78]</sup>。银河系和其他星系的平滑自转曲线,是不能由已有的各分量分布的叠加而得到(旋涡星系的自转速度范围为 $50-350\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ );在引力影响下两个分量自转速度间的大的差异是不会有。换句话说,星系中的质量分布在它形成过程中已经确定了。而且,看来主要是由各分量间的相互引力作用所决定的。

除了用自转曲线由速度信息取得天体的距离参数外,由自转曲线还可导出银河系的质量分布和总质量,它是研究银河结构和银河运动学特征的重要工具。同时,银河系自转曲线和其他星系自转曲线的比较研究,还提供了支持把银河系定为 Sbc II 型星系的证据(de Vaucouleurs, 1979)<sup>[79]</sup>。

确定自转曲线的误差来自以下几个方面:(1)测量误差,包括测量 H I 和 CO 的速度(这是测量中最精确测定的值)的误差和测定恒星距离的误差(Blitz, Fich, 1983)<sup>[63]</sup>。(2)模型误差,这包括本地静止标准的误差(分子云取样对于 LSR 在视向存在一个运动分量, Blitz, Fich, Stark, 1980)<sup>[62]</sup>,圆运动偏离误差(实际上存在的非圆运动所产生的扰动, Roberts, 1972; Burton, 1974)<sup>[80], [81]</sup>,取样不完全误差[已经观测到的银河系 H II 区(Georgelin, Georgelin, 1976)<sup>[66]</sup>以及 H I 辐射(Henderson, Jackson, Kerr, 1982)<sup>[82]</sup>分布不对称和观测中银河系覆盖不完全之间的不协调的误差]。(3)银河系自转常数的采用值误差, $R_0$ 和 $\theta_0$ 改变 20% 会严重地改变自转曲线。原则上,在确定恒星距离以及由于非圆运动和 H I 分布的不对称且取样覆盖不完全所引起的系统误差可能是重要的,但有证据说明它们对自转曲线的影响不很大,而最大的不确定性来自 $R_0$ 和 $\theta_0$ 的采用值。结论是:除非 $\omega < 20\text{km}\cdot\text{s}^{-1}\text{kpc}^{-1}$ (这超出了大多数观测者所采用的值的范围),银河系自转曲线从银心上升直到太阳圈外 $\sim 18\text{kpc}$ (Blitz, Fich, 1983)<sup>[63]</sup>。

由于运动学方面的许多问题,如(1)LSR的非圆剩余运动(如 Shuter, 1982)<sup>[83]</sup>,(2)本地恒星系统 Gould's Belt 的局部速度场的扰动(Lindblad, 1983)<sup>[84]</sup>,(3)银盘各不同部分间运动学特征的差异,(4)银盘的非对称性(翘曲、棒状和耀变结构等)和(5)非圆运动(涌流运动和云-云湍动)(Knapp, 1983)<sup>[9]</sup>等,自转曲线的确定还是非常复杂的,有待进一步的观测验证和理论分析。

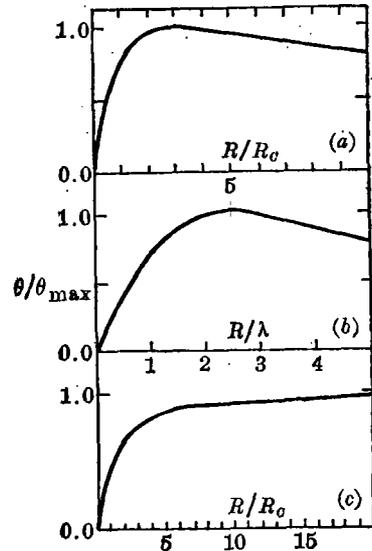


图16. 分别对于(a) $\rho \sim R^{-3}$ 的球状质量分布、(b)面密度 $\sim \exp(-R/\lambda)$ 的薄盘的质量分布、(c) $\rho \sim R^{-3}$ 的球状质量分布的自转曲线。

## 参 考 文 献

- [1] Baade, W., in *Symposium on Astrophysics*, p.25, Ann. Arbor, Mich: Univ., Michigan,(1953).
- [2] Harris, W. E., *Ap. J.*, 81 (1976), 1095.
- [3] Frenk, C. S. and White, S. D. M., *MNRAS*, 198 (1982), 173.
- [4] Oort, J. H. and Plaut, L., *A. Ap.*, 41 (1975), 71.
- [5] Glass, I. W. and Feast, M. W., *MNRAS*, 198 (1982), 199.
- [6] Crampton, D., Bernard, D., Harris, B. L. and Thackeray, A. D., *MNRAS*, 176 (1976), 683.
- [7] Balona, L. A. and Feast, M. W., *MNRAS*, 167 (1974), 621.
- [8] Quiroga, R. J., *A. Ap.*, 92 (1980), 186.
- [9] Knapp, G. R., in *Kinematics, Dynamics and Structure of the Milky Way*, ed. by W. L. H. Shuter, p.233, D. Reidel Co., (1983).
- [10] Blitz, L., Fich, M. and Stark, A. A., *Ap. J. Suppl.*, 49 (1982), 183.
- [11] Oort, J. H., in *Galactic Structure*, ed. by A. Blaauw and M. Schmidt, Univ. of Chicago Press, (1965).
- [12] Woltjer, L., *A. Ap.*, 42 (1975), 109.
- [13] Hartwick, F. D. A. and Sargent, W. L. W., *Ap. J.*, 221 (1978), 51.
- [14] Frenk, C. S. and White, S. D. M., *MNRAS*, 193 (1980), 295.
- [15] Knapp, G. R., Tremaine, S. D. and Gunn, J. E., *A. J.*, 83 (1978), 1585.
- [16] Mathewson, D. S., Cleary, M. N. and Murray, J. D., *Ap. J.*, 190 (1974), 291.
- [17] Gunn, J. E., Knapp, G. R. and Tremaine, S. D., *A. J.*, 84 (1979), 1181.
- [18] Tremaine, S. D., in preparation, (1982).
- [19] Knapp, G. R., Shane, W. W., van der Berg, G., Bajaja, E., Gallagher, J. S. and Faber, S. M., in preparation, (1982).
- [20] Knapp, G. R., Stark, A. A. and Wilson, R. W., in preparation, (1982).
- [21] Einasto, J., Hand, U. and Joveer, M., in *The Large-Scale Characteristics of the Galaxy*, IAU Symposium No.84, p.231, ed. by W. B. Burton, D. Reidel Co., (1979).
- [22] Lynden-Bell, D. and Frenk, C. S., *Observatory*, 101 (1981), 200.
- [23] Feast, M. W. and Thackeray, A. D., *MNRAS*, 118 (1958), 125.
- [24] Johnson, H. L. and Svolopoulos, S. N., *Ap. J.*, 134 (1961), 868.
- [25] Kraft, R. P. and Schmidt, M., *Ap. J.*, 137 (1963), 249.
- [26] Morgan, H. R. and Oort, J. H., *B. A. N.*, 11 (1951), 379.
- [27] Mohr, J. M., Mayer, P. and Stohl, J., *B. A. C.*, 8 (1957), 5.
- [28] Oort, J. H., *Trans. IAU*, 11B (1962), 397.
- [29] Bok, B. J., in *Kinematics, Dynamics and Structure of the Milky Way*, p.1, ed. by W. L. H. Shuter, D. Reidel Co., (1983).
- [30] Weaver, H. and Williams, D. R. W., *A. Ap. Suppl. Ser.*, 17 (1974a), 1.
- [31] Weaver, H. and Williams, D. R., *A. Ap. Suppl. Ser.*, 17 (1974b), 251.
- [32] Kwee, K. K., Muller, C. A. and Westerhout, G., *B. A. N.*, 12 (1954), 211.
- [33] Shane, W. W. and Bieger-Smith, B. A. N., 18 (1966), 263.
- [34] Kerr, F. J., *MNRAS*, 123 (1962), 327.
- [35] Braes, L. L. E., *B. A. N.*, 17 (1963), 132.
- [36] Kerr, F. J., in *The Galaxy and the Magellanic Clouds*, p.81, ed. by F. J. Kerr and A. W. Rogers, Australian Acad. Sci., (1964).
- [37] Kerr, F. J., *Aust. J. Phys.*, 18 (1965).
- [38] Varsavsky, C. M., in *Radio Astronomy and the Galactic System*, p.181, ed. by van Woerden, H., Academic Press, London, (1967).
- [39] Sinha, R. P., *A. Ap.*, 69 (1978), 227.
- [40] Sanders, R. H., and Lowinger, T., *A. J.*, 77 (1972), 292.
- [41] Sinha, R. P., *A. Ap. Suppl., Ser.*, 37 (1979), 403.

- [42] Kerr, F. J., Harten, R. H. and Ball, D. L., *A. Ap. Suppl.*, 25 (1976), 391.
- [43] Westerhout, G., *The Maryland-Green Bank Galactic 21 cm Line Survey*, 3rd edition, University of Maryland, (1973).
- [44] Kerr, F. J., *Australian J. Phys. Astrophys. Suppl.*, (1969), No.9.
- [45] Burton, W. B. and Gordon, M. A., *A. Ap.*, 63 (1978), 7.
- [46] Simonson III, S. C. and Mader, G. L., *A. Ap.*, 27 (1973), 337.
- [47] Bañia, T. M., *Ap. J.*, 216 (1977), 381.
- [48] Liszt, H. S., Burton, W. B., Sanders, R. H. and Scoville, N. Z., *Ap. J.*, 213 (1977), 38.
- [49] Westerhout, G., *Maryland-Bonn Galactic 21 cm Line Survey*, University of Maryland, College Park, Md., (1976).
- [50] Barbanis, B. and Woltjer, L., *Ap. J.*, 150 (1967), 461.
- [51] Yuan, C., *Ap. J.*, 158 (1969), 871.
- [52] Burton, W. B. and Shane, W. W., in *The Spiral Structure of Our Galaxy*, IAU Symp. No.38, p.397, ed. by W. Becker and G. Contopoulos, D. Reidel Co., (1970).
- [53] Burton, W. B., *A. Ap.*, 10 (1971), 76.
- [54] Burton, W. B., *A. Ap.*, 19 (1972), 51.
- [55] Schmidt, M., in *Galactic Structure*, p.513, ed. by A. Blaauw and M. Schmidt, Univ. of Chicago Press, Chicago, (1965).
- [56] Bosma, A., Ph. D. dissertation, Univ. Groningen, Holland, (1978).
- [57] Rubin, V. C., Ford, Jr., W. K. and Thannard, N., *Ap. J. Lett.*, 225 (1978), L107.
- [58] Lindblad, B., *Uppsala Meddelanden*, No.3, (1926).
- [59] Oort, J. H., *B. A. N.*, 3 (1927), 275.
- [60] Jackson, P. D., FitzGerald, M. P. and Moffat, A. F. J., in *The Large Scale Characteristics of the Galaxy*, p.221, ed. by W. B. Burton, D. Reidel Co., (1979).
- [61] Georgelin, Y. M., *Thèse de Doctorat*, Marseille, (1975).
- [62] Blitz, L., Fich, M. and Stark, A. A., in *Interstellar Molecules*, p.213, ed. by B. H. Andrew, D. Reidel Co., (1980).
- [63] Blitz, L. and Fich, M., in *Kinematics, Dynamics and Structure of the Milky Way*, p.143, ed. by W. L. H. Shuter, D. Reidel Co., (1983).
- [64] Moffat, A. F. J., FitzGerald, M. P. and Jackson, P. D., *A. Ap. Suppl.*, 38 (1979), 197.
- [65] Georgelin, Y. M., Georgelin, Y. P. and Roux, S., *A. Ap.*, 25 (1973), 337.
- [66] Georgelin, Y. M. and Georgelin, Y. P., *A. Ap.*, 49 (1976), 57.
- [67] Crampton, D., Georgelin, Y. M. and Georgelin, Y. P., *A. Ap.*, 66 (1978), 1.
- [68] Humphreys, R. M., *Ap. J. Suppl.*, 38 (1978), 309.
- [69] Schneider, S. E., Terzian, Y., *Ap. J. Lett. Ed.*, 274 (1983), L61.
- [70] Rubin, V. C., *The Large-Scale Characteristics of the Galaxy IAU Symp. No.84*, p.211, ed. by W. B. Burton, D. Reidel Co., (1979).
- [71] Rubin, V. C., *Ap. J.*, 142 (1965), 934.
- [72] Silverglate, P. R. and Terzian, Y., preprint, (1978).
- [73] Rubin, V. C., Ford, W. K. and Thonnard, N., *Ap. J.*, 238 (1980), 471.
- [74] Oort, J. H., *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 15 (1977), 295.
- [75] Westerhout, G., *Maryland-Green Bank Galactic 21cm Line Survey*, 2nd ed., Univ. Maryland, College Park, Md., (1969).
- [76] Vandervoort, P. O., *Ap. J.*, 161 (1970), 67.
- [77] Ostriker, J. P. and Caldwell, J. A. R., in *Kinematics, Dynamics and Structure of the Milky Way*, p.249, ed. by W. L. H. Shuter, D. Reidel Co., (1983).
- [78] Lacy, J. H., Townes, C. H., Geballe, T. R. and Hollenbach, D. J., *Ap. J.*, 241 (1980), 132.
- [79] de Vaucouleurs, G., in *The Large Scale Characteristics of the Galaxy*, IAU Symp. No.84, p.203, ed. by W. B. Burton, D. Reidel Co., (1979).
- [80] Roberts, W. W., *Ap. J.*, 173 (1972), 259.

- [81] Burton, W. B., in *Galactic and Extragalactic Radio Astronomy*, p.82, ed. by G. L. Verschuur and K. Kellerman, Springer: New York, (1974).
- [82] Henderson, A. P., Jackson, P. D. and Kerr, K. J., *Ap. J.*, 263 (1982), 116.
- [83] Shuter, W. L. H., *MNRAS*, 199 (1982), 109.
- [84] Lindblad, P. O., in *Kinematics, Dynamics and Structure of the Milky Way*, p.55, ed. by W. L. H. Shuter, D. Reidel Co., (1983).

(责任编辑 谢应地)

## The Rotation Curve of Our Galaxy

Xiang Delin    Tang Yuan

(Purple Mountain Observatory, Academia Sinica)

### Abstract

This paper gives a general review on the principle, methods and results of determining the rotation curve of our Galaxy. The topic is broken down into three subtopics: the rotation curves inside, beyond the solar circle and round the galactic center. In the last part, progress of the study, error sources in the determinations, as well as some aspects of kinematic problems which need further observational examinations and theoretical analyses are summarized.