

参赛学生姓名： 赵天

中学： 青海湟川中学

省份： 青海省

国家/地区： 中国

指导老师姓名： 谭宝林

指导老师单位： 中国科学院国家天文台

论文题目： 基于低成本简易天线的中性氢 21cm 谱
线观测对银河系成像

基于低成本简易天线的中性氢 21cm 谱线观测 对银河系成像

青海湟川中学 赵天

摘要

氢是宇宙中最丰富的元素，在星际介质中主要以中性氢（HI）原子形式富集于物质密度较高的区域。我们的地球所在的银河系本身便是一个中性氢丰度极高的棒旋星系。然而我们身处银盘内部，无法像观测河外星系那样直接获取银河系的全貌——旋臂结构，因此只能通过接收中性氢 21 厘米谱线等观测手段间接反演。

基于氢原子基态两个超精细结构能级跃迁所产生的 21 厘米谱线（频率为 1420.406 MHz），本研究利用总成本仅约 55 美元的自制简易抛物面射电望远镜系统，对银河系部分天区进行观测，借助 SDR Sharp 开源软件进行快速傅里叶变换（FFT），并通过 100,000 次积分平均抑制随机噪声，积累了 36 组不同方位中性氢云的巡天数据，再利用切线点法成功绘制了银河系的旋臂结构图与旋转曲线。将实测旋转曲线与基于开普勒定律计算的理论曲线进行对比，观测到在银盘内区外侧旋转曲线并未出现理论曲线所预期的下降，从而为银河系暗物质的存在提供了合理的依据。为进一步检验数据可靠性，我们将实测曲线与 HI4PI 专业巡天数据进行了逐点对比，外区（ $R \geq 7 \text{ kpc}$ ）相对差异小于 6%，在此基础上，通过 NFW 与 Burkert 暗物质晕模型的对比拟合，对银河系暗物质晕质量进行了模型依赖的定量估计，并对内盘旋转曲线的方位不对称性进行了初步分析。

上述结果表明，小型简易射电望远镜系统虽分辨率和灵敏度有限，但在优良电磁环境下仍能有效开展观测，获得具有一定科学价值的观测数据，为低成本射电天文观测提供了可行路径，也为未来组网或扩展为干涉阵列开展低成本多波段天文巡天提供了技术参考。

关键词： 中性氢（HI）；21cm 氢线射电辐射；银河系旋臂动力学建模；射电天文学；银河系旋转曲线；暗物质晕模型

目录

摘要 2

引言 5

1. 理论背景与观测原理 7

 1.1 什么是 21cm 氢谱线? 7

 1.2 为什么是 21cm 氢谱线? 8

 1.3 大气射电窗口与地面观测的可行性 9

 1.4 射电望远镜的基本原理 9

 1.5 银河系旋臂结构与较差旋转 10

 1.6 几何距离公式与旋臂重建 10

 1.7 多普勒效应 12

 1.8 切线点法与银河系旋转曲线 13

2. 实验装置与观测方法 14

 2.1 观测系统设计 14

 2.2 观测地点与条件 14

 2.3 观测数据采集 15

3. 数据处理与结果 16

 3.1 数据后续处理流程与参数提取 16

 3.2 实验结果 17

 3.3 NFW 暗物质晕模型拟合 19

 3.3.1 NFW 模型的理论基础 20

 3.3.2 拟合方法与统计量 21

 3.3.3 拟合结果 21

 3.3.4 关于 r_s 边界值的讨论 22

 3.4 Burkert 模型对比与讨论 22

 3.5 银盘内区旋转曲线的方位不对称性初步分析 24

 3.5.1 观测数据的象限分布 24

 3.5.2 双侧旋转速度的对比 24

 3.5.3 对数据局限性的说明 25

4. 讨论与结论 26

 4.1 暗物质存在推测与讨论 26

 4.1.1 开普勒理论预期与实测旋转曲线的偏离 26

 4.1.2 独立观测与专业巡天数据的交叉验证 26

 4.1.3 暗物质晕模型的定量约束 27

 4.1.4 暗物质存在的多重证据 27

 4.2 误差分析 27

 4.3 局限与展望 29

参考文献 31

致谢	33
附录	34
附录 A 角分辨率的理论估算	34
附录 B 天线增益的理论估算	34
附录 C 观测指向数据表	34
附录 D 本工作与 HI4PI 巡天旋转曲线的逐点对比表	35

2026 S.-T. Yau High School Science Award
 仅用于2026丘成桐中学科学奖论文公示

引言

我们仰望星空，借助可见光、射电等观测手段可以清晰地看到众多河外星系壮丽的旋臂结构。然而，由于太阳系本身就嵌在银河系银盘之中，我们无法像观测河外星系那样直接看到自己所在星系的全貌——正如古诗所云：“不识庐山真面目，只缘身在此山中。”好在银河系的高密度星际区域富集了大量中性氢原子，我们便可通过接收其发出的 21 厘米氢谱线来间接反演银河系的旋臂结构。



图 1 左：仙女座大星系 M31（Credit: R. Gendler, R. Croman, Subaru (NAOJ), Hubble (NASA), Mayall (NOAO)）；图 2 右：地面广角拍摄的银河系银盘面（Credit: Gianni Tumino）。外部旋涡星系可以直观展示旋臂结构，而观测者位于银河系银盘内部，无法直接俯视银河系全貌；因此需要依靠光谱观测等手段反演银河系的旋臂分布与旋转曲线。

这条谱线源于氢原子基态两个超精细能级之间的跃迁。1944 年，荷兰天文学家亨德里克·范德胡斯特（Hendrik C. van de Hulst）在导师扬·奥尔特（Jan Oort）的鼓励下，从理论上预言了中性氢原子在基态能级跃迁时会发出波长约 21 厘米的射电波^[1]。这一预言在 1951 年 3 月 25 日被哈佛大学的哈罗德·艾文（Harold Ewen）和爱德华·珀塞尔（Edward Purcell）利用一台号角形天线首次观测证实^[2]。约六周后，奥尔特领导的荷兰莱顿团队也独立完成了同样的探测^[3]。同年 9 月，双方的成果同期发表于《自然》杂志。范德胡斯特的预言、艾文与珀塞尔的探测、奥尔特团队的证实，共同奠定了 21 厘米谱线射电天文学的基石，也为人类打开了一扇观测银河系的全新窗口。

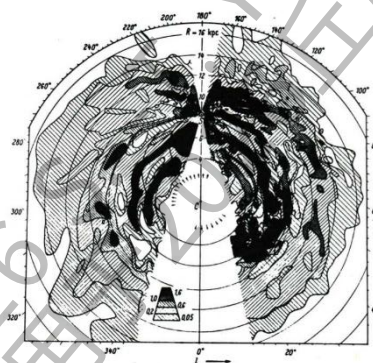


图 3 第一张银河系中性氢气体平面分布图（Oort et al., 1958）

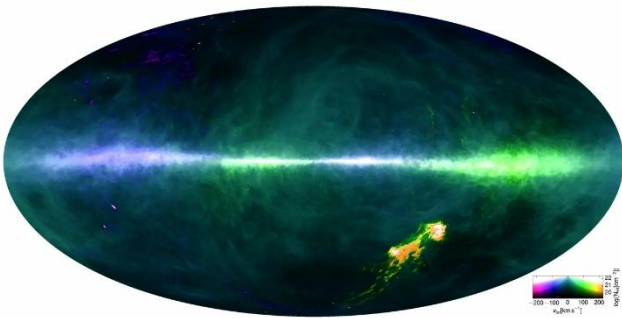


图 4 HI4PI 巡天得到的全天中性氢速度-柱密度综合图（Credit: HI4PI Collaboration）

此后半半个多世纪，21 厘米谱线巡天不断刷新着人类对银河系结构的认知。1954 年，范德胡斯特、穆勒（C. A. Muller）和奥尔特利用 21 厘米谱线数据首次系统绘制了银河系的旋

臂结构图^[4]。1955 年，韦斯特豪特（Gert Westerhout）和施密特（Maarten Schmidt）合作完成了第一张详细的 21 厘米银河系巡天图^[5]，首次在星际气体中确认了旋臂结构的踪迹。进入 21 世纪，以 HI4PI 巡天为代表的高分辨率全天区中性氢巡天项目，以前所未有的精度揭示了银河系中性氢气体的纤维状结构与动力学特征^[6]。近年来，基于“银河画卷”一氧化碳分子气体巡天等最新观测数据，科学家进一步更新了银河系外缘旋臂图像，对旋臂结构的覆盖范围和细节认知得到了持续拓展。由此来看，21 厘米谱线始终是研究银河系结构与动力学的最重要工具之一。

然而，上述里程碑式的观测无一例外依赖专业级大型射电望远镜设备——其造价动辄数百万至数亿美元，对观测环境亦有极严苛的要求，普通研究者或爱好者根本难以企及。

本研究正是在上述背景下展开的。与现有射电望远镜方案相比，本研究的独特之处体现在三个层面：其一，更低的成本门槛——总硬件成本仅约 55 美元，远低于专业级大型射电望远镜设备及现有业余射电方案数千美元的投入；其二，更高的自主完成度——从天线选型、接收机配置到数据采集与处理，全部由研究者独立完成，未依赖现成套件或专业指导；其三，完整的科研闭环——从野外实测 36 组巡天数据，到绘制旋臂结构与旋转曲线，再到通过 NFW 与 Burkert 暗物质晕模型定量约束暗物质质量，与开普勒理论曲线及 HI4PI 专业巡天数据对比，并初步分析内盘旋转曲线的方位不对称性，走完了从观测到科学结论的全流程。

特别值得指出的是，本研究的观测地点位于青海省循化县下滩村（102.530315°E，35.840822°N，1900 m）。该地区远离城市和工业区，射电干扰极低，为探测微弱的中性氢 21 厘米信号提供了优越的电磁环境。某种意义上，正是青海高原这片“射电宁静”的土地，为这套成本仅 55 美元的自制设备提供了最关键的补充——极低的射频本底噪声弥补了设备灵敏度的先天不足，使得有意义的科学观测成为可能。这同时也表明，即使在设备性能有限的条件下，选择适当的观测环境仍然可以获取具有科学价值的科学数据。

1. 理论背景与观测原理

1.1 什么是 21cm 氢谱线？

21cm 氢线射电辐射，即本文的观测对象 21cm 氢谱线，它的产生，是由于氢原子基态的两个超精细能级之间的跃迁^[7]（图 5）。

众所周知，氢原子由一个质子和一个环绕质子的电子组成，在经典图像中，电子围绕质子公转，除了这样的轨道运动之外，质子和电子也都分别存在自转。根据量子力学，基态氢原子的轨道角动量为 0，总角动量完全由自旋贡献：电子自旋角动量为 $1/2$ ，质子自旋角动量也为 $1/2$ ，质子自旋一般稳定，可电子自旋方向通常容易改变，那么根据电子的两种自旋状态，二者耦合后的氢原子就可以分为两种能级，第一个是质子和电子的自旋相互平行的上能级($F=1$)，第二个是质子和电子的自转反平行的下能级($F=0$)。

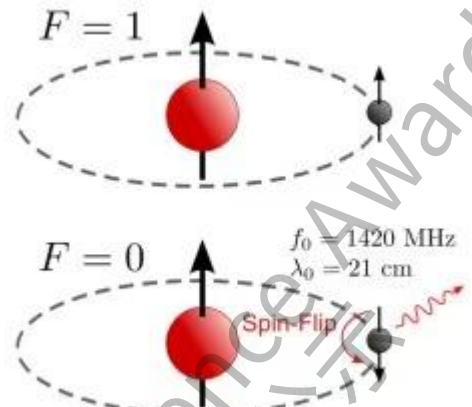


图 5 氢原子跃迁

于是，氢原子基态的两个超精细能级之间的跃迁便是由于电子自旋方向的改变，即氢原子从上能级($F=1$)突变为下能级($F=0$)的过程。

又根据能量守恒定律，氢原子整体的能量减少，相应就会产生电磁辐射，即波长为 21.11cm，频率为 1420.406MHz 的氢谱线。

可是，即使是对于一个仅具有一点点原子物理基础的人来说，在初次接触 21cm 谱线成因的时候，也一定会有的一个疑问是：这条谱线真的能被观测到吗？毕竟，氢原子基态两个超精细能级之间的能量差极小——对应的跃迁频率仅在 1420 MHz 附近，远低于可见光波段。于是，这便引出了一个问题：这个跃迁到底有多微弱？它凭什么能够被如此低成本的射电系统接收？

这个问题的答案，恰好揭示了 21cm 谱线在天文观测中的独特魅力。

氢原子基态的能级超精细分裂源于质子磁矩与电子磁矩之间的磁偶极相互作用。电子作为自旋 $1/2$ 的费米子，具有内禀磁矩（玻尔磁子 μ_B ）；质子虽然质量远大于电子，其磁矩（核磁子 μ_N ）却比电子磁矩小整整约三个数量级（ $\frac{\mu_N}{\mu_B} \approx \frac{1}{1836}$ ）。这两个磁矩的平行排列($F=1$)比反平行排列($F=0$)仅具有稍高的能量——两者相差仅仅约 5.9×10^{-6} eV，对应温度仅约 0.068 K。这正是 21cm 谱线能量极低的根源。

更为重要的是，这个跃迁在量子力学上归属于“磁偶极跃迁”而非“电偶极跃迁”，其爱因斯坦 A 系数仅为 $2.85 \times 10^{-15} \text{ s}^{-1}$ ^[8]，即一个孤立的中性氢原子平均需要约整整 1000 万年才能自发完成一次跃迁。

既然如此，那为什么中性氢信号却可以早在 20 世纪中期就被人类所观测到？直至今天

被我的简易射电系统作为观测对象呢？

那是由于氢作为摩尔质量最小，结构最简单的轻元素，其基数通常是最大的。在银河系当中，中性氢原子的数量也极其庞大（约 10^{67} 个），所以，即使在如此微弱的跃迁和微小的跃迁概率下，仍然有足够多的原子同时发生跃迁，故而使 21cm 谱线成为了银河系射电波段最强的辐射之一。

1.2 为什么是 21cm 氢谱线？

上一节我们已经说明了 21cm 氢谱线的物理起源及其跃迁的微弱特性。然而，在射电天文学诞生之前，天文学家早已有了测量银河系旋臂结构的方法。其中最主要的一种，就是利用造父变星（Cepheid variable stars）。

造父变星是一类脉动变星，其光变周期与绝对星等之间存在严格的对应关系——即周光关系（Period-Luminosity Relation）。这一关系由哈佛大学的天文学家 Henrietta Leavitt 于 1912 年在对小麦哲伦云中造父变星的观测中发现。只要测出造父变星的光变周期，就能推知其绝对星等；再将其与视星等对比，即可准确计算出距离。造父变星因此被称为“量天尺”^[9]。

1923 年，埃德温·哈勃（Edwin Hubble）正是利用造父变星测出了仙女座星系的距离，证明它是一个河外星系^[10]，从而彻底改变了人类对宇宙的认识。

然而，利用造父变星来描绘银河系的旋臂结构存在着几项难以回避的局限。首先，造父变星主要分布于银盘，其数量相对有限，难以覆盖整个银河系。其次，观测造父变星依赖光学波段，而银盘中充满了星际尘埃，会对星光产生严重的消光（extinction），导致远距离的造父变星难以被准确观测。此外，造父变星属于星族 I 天体，主要分布在旋臂附近，但在实际观测中，一些造父变星也会出现在旋臂之间的区域（即“臂间区”），这给旋臂的准确描绘带来了干扰。

相比之下，21cm 氢谱线具有造父变星方法难以替代的优势。首先，21cm 谱线属于射电波段，不受星际尘埃的吸收和散射，能够穿透银盘，探测到银河系深处的气体分布。其次，中性氢在银河系中分布极为广泛，几乎遍布整个银盘，不像造父变星那样只有有限的数量。第三，相比之下，造父变星需要精密光学系统测量光度变化，而 21cm 氢谱线只需一定精度的射电系统测量峰值频率。

正是由于 21cm 氢谱线兼具穿透性、广覆盖和相对低的观测门槛，它成为了研究银河系旋臂结构最有效的手段之一。本研究正是基于这一思路，利用自制的低成本射电系统对银河系 21cm 谱线进行巡天观测。

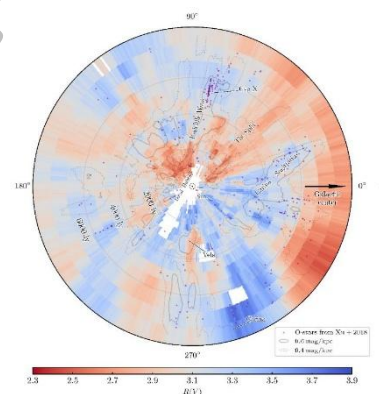


图 6 银河系银盘面红化系数 $R(V)$ 平面分布图。（Credit: NAOC/ Zhang et al., Science (2025)）

1.3 大气射电窗口与地面观测的可行性

众所周知，当天体发出的电磁波在穿过地球大气时，大气层会对多个波段的电磁波产生强烈的吸收或反射，使得人类在地表上观测这些波段的电磁波受到阻碍。这种阻碍并非偶然，它是由大气成分的物理性质决定的。

在可见光波段，大气基本无阻碍——这是人类肉眼和光学望远镜能够工作的基础。但在可见光之外，情况截然不同：紫外线和 X 射线被高层大气吸收，红外线则被水分子和二氧化碳分子的振动-转动跃迁大量吸收。

但幸运的是，人类经过不断地观测研究发现：大气层对可见光波段和波长为 $1\text{cm} \sim 20\text{m}$ 的射电波段几乎没有阻碍，而不受阻碍的波段就被人们命名为大气射电窗口^[11]（图 7）。而这也成为了整个天文学能够发展至今的基础。

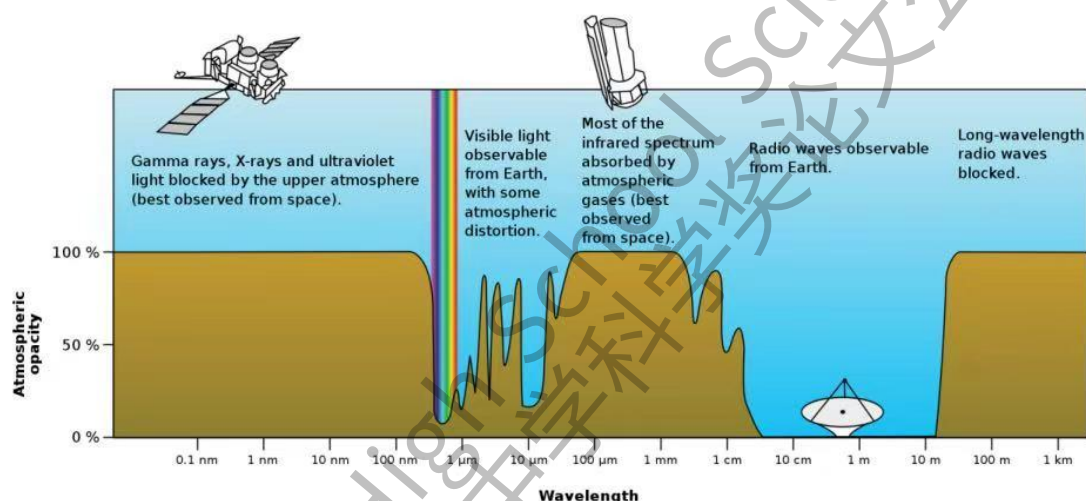


图 7 大气射电窗口

对于大气射电窗口来说，它的两端都有明确的物理边界。短波端 ($<1\text{cm}$) 的限制来自大气中水分子和二氧化碳分子的吸收，这些分子的转动-振动能级跃迁会强烈吸收特定频率的电磁辐射。长波端 ($>20\text{m}$) 的限制则来自地球电离层：电离层中的自由电子会反射低频长波，使其无法到达地面。只有介于这两个窗口边界之间的波段，才可以穿越大气抵达地表。

而我们的观测对象—— 21cm 氢谱线恰好位于射电窗口的中心区域。这就意味着，来自银河系物质聚集区的中性氢 21cm 辐射可以几乎无损地穿过星际尘埃和地球大气，被地面上的设备直接接收。这一事实，使得用一台简易的抛物面天线和 SDR 接收机进行地面观测成为可能——无需将设备发射至太空，也无需依赖超高海拔和超高干燥度。

1.4 射电望远镜的基本原理

射电望远镜(Radio Telescope)指观测和研究来自天体的射电波的一种设备，可以用来测量天体射电的强度、频谱及偏振等量^[12]。它由天线系统，接收机系统和处理、显示系统三

个部分组成^[13]。

射电望远镜的核心功能是接收天体信号源发出的微弱射电信号并将其转化为可分析的数据。与光学望远镜不同的是，射电望远镜不需要光滑的镜面和透镜组成的精密光学系统，对于我们使用的抛物面天线来说，它使用金属面作为汇聚器，将射电波汇聚到馈源处，再由其他元件进行放大和转换。

从物理原理上看，射电望远镜的角分辨率由口径和波长共同决定： $\theta \propto \lambda / D$ 。这意味着在 21cm 波长（约 0.21m）下，要达到与光学望远镜相当的角分辨率，射电望远镜的口径必须大得多，这也正是为什么专业射电望远镜直径往往都达到了数十米甚至上百米。然而，本研究采用的口径仅 0.9m 的栅格抛物面天线，角分辨率远低于专业设备。为什么还能做？因为我们的科学目标不是精细成像，而是对银河系旋臂这种大尺度结构的成像，因此其对分辨率的要求远低于观测单个恒星或星系核（本系统角分辨率的理论估算见附录 A）。换言之，合适的科学目标同样可以补偿设备性能的局限。

1.5 银河系旋臂结构与较差旋转

银河系是一个棒旋星系，但由于我们身在其中，加上银盘中的星际尘埃遮挡了光学波段的视线，其旋臂结构并非肉眼可见，直到射电天文学兴起，天文学家才得以通过 21 厘米谱线，反演揭示了旋臂的全貌。

根据目前的观测结果，银河系已知有五条主旋臂：英仙臂、猎户臂、船底-人马臂、矩尺臂和盾牌-半人马臂。这些旋臂具有典型的螺旋结构，彼此独立，在绕银心旋转的过程中呈现出弯曲的形态^[14]。

但一个看似矛盾的问题是：如果银河系中的恒星和气体云绕银心运动时遵循较差旋转，那么由于这种内快外慢的运动，旋臂在数亿年内就会被卷紧而无法辨认。这一矛盾被称为缠卷问题。目前最主流的解释是密度波理论，它认为旋臂并非由固定的恒星组成，而是一种在星系盘中传播的密度波，因此，物质进入波区时被压缩，离开时恢复，波图案本身却可以持续存在。

就本研究而言，理解密度波理论还有一个更直接的用处：我们的观测对象——中性氢云，正是密度波理论中用来验证旋臂结构的关键手段之一。本研究通过 21cm 谱线绘制的旋臂图，本质上便是在探测密度波理论所预言的气体聚集区域。

而对于我们的观测目的而言，上述理论框架提供了一个重要的简化：我们不需要精确追踪单个恒星的运动，也不需要验证密度波的数学细节，我们需要的仅仅是利用中性氢气体作为示踪剂，通过 21cm 谱线的多普勒频移来测量气体的径向速度，从而反推其空间位置。这正是 1.6—1.8 节即将展开的工作。

1.6 几何距离公式与旋臂重建^[15]

由于我们身处在太阳系，那么在几何推导银河系级别的大尺度结构时，我们便可以近似假设我们是在日心进行观测，如图 8 所示，各参数的定义如下：

S: 太阳

C: 银心

M: 中性氢云

V_0 : 太阳绕银心的转速

R_0 : 太阳到银心的距离

l : 银经

V : 中性氢云的速度

R : 中性氢云到银心的距离

r : 太阳到中性氢云之间的距离

a : 中性氢云轨道速度方向与视线方向的夹角

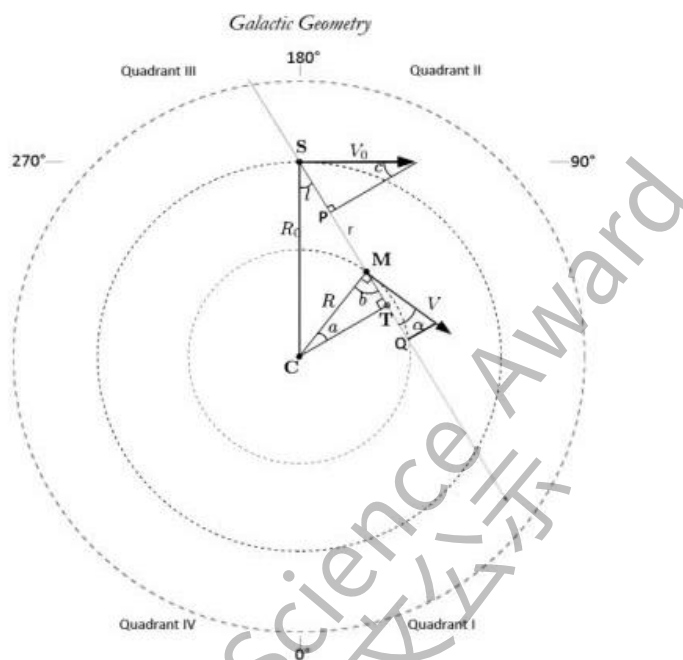


图 8 银河系简化几何

当我们选定一个方位进行观测时，便已经知道中性氢云 M 所在的银经 l 了，所以我们只需要求出太阳到中性氢云的距离 r ，就可以确定中性氢云 M 在银河当中的位置。通过这个方法依次观测各个方位的旋臂中性氢云。即可推测银河系旋臂结构。

以 S M 为视线，我们知太阳绕银心速度 V_0 与视线方向夹角为 l （银经），因此视线方向上的投影为：

$$V_{0,los} = V_0 \sin l$$

我们设中性氢云到银心的距离为 R ，太阳到银心的距离为 R_0 。则从几何关系可得：

$$\cos a = \frac{R_0}{R} \sin l$$

因此中性氢云速度在视线方向上的投影为：

$$V_{los} = V \cdot \cos a = V \cdot \frac{R_0}{R} \sin l$$

则在视线方向上的相对速度（径向速度）为中性氢云与太阳两者速度之差：

$$V_r = V \cdot \frac{R_0}{R} \sin l - V_0 \sin l$$

对于内区外侧 ($R > 2 \sim 4 \text{kpc}$)，可假设中性氢云绕银心速度与太阳相近：

$$V \approx V_0$$

则我们可将相对径向速度式简化为：

$$V_r = V_0 \sin l \left(\frac{R_0}{R} - 1 \right)$$

在上式中，太阳到银心的距离 R_0 ^[16]及其绕银心的转速 V_0 均为已知，分别为

$R_0=8.5kpc$ ， $V_0=220km/s$ ，已知我们要求的是中性氢云到银心的距离 R ：

$$R = \frac{R_0}{1 + \frac{V_r}{V_0 \sin l}}$$

（注意：根据三角形基本原理，当 $\sin l=0$ 时，即银经 $l=0^\circ$ 或 180° 时，公式失效，但我们由于观测地形限制，未覆盖该银经方向，故无需处理。）

另外需特别说明的是，在同一银经方向上，相同的径向速度可能对应两个不同的银心距，一个位于太阳与银心之间（近距解），一个位于银心另一侧（远距解）。这是运动学距离固有的远近二重解（near-far ambiguity），其来源于径向速度与银心距之间的非线性对应关系。本观测主要采用近距解进行旋臂重建。

选择近距解的依据在于：在内银河系方向（ $l < 90^\circ$ ），根据银盘中性氢气体的大尺度分布模型，气体柱密度在近距处通常高于远距处，且远距解所对应的空间位置往往落于相邻旋臂之间的低密度区域。因此，结合银河系旋臂结构的先验认知，采用近距解进行旋臂重建更为合理。对于少数存在明显二义性的方向，我们参考了该方向附近已知旋臂的连续性，优先选取与相邻方向数据衔接更自然的解。

现在，我们只需知道径向速度 V_r 便可以求解中性氢云到银心的距离 R 。

那么问题在于如何知道径向速度呢？下面我们就要引入一个公式。

1.7 多普勒效应

当我们在测量物体在宇宙当中的运动时，我们大多都会使用多普勒效应，其在整个宇宙空间中对任何波都广泛适用，例如，当一辆救护车鸣笛向你驶来时，你听到的鸣笛声相比救护车静止时的鸣笛声更加尖锐，即频率更高；当其远离你时，情况则正好相反。将这种现象总结为公式，即多普勒公式^[17]如下：

$$\frac{\Delta f}{f_0} = \frac{V_r}{c}$$

Δf : 发射源的电磁波频率与接收者接收到的电磁波频率之差

f_0 : 发射源静止时发射的电磁波频率

V_r : 发射源与接收者之间的相对速度

c : 光速

（本研究取 $V_r > 0$ 表示目标远离观测者，此时 $f < f_0$ ）

已知中性氢云静止时发射出的本地静止频率为 1420.406MHz，即 $f_0=1420.406\text{MHz}$ ，又因为光速 c 已知，所以依据多普勒公式，我们便可以通过获取中性氢云氢谱线的实测频率，作差得出电磁波频移量 Δf 。进而求解出径向速度 V_r ：

$$V_r = c \cdot \frac{1420.406 - f}{1420.406}$$

（当 $f < f_0$ 时， $V_r > 0$ ，对应谱线红移，表明该中性氢云正远离我们运动；反之， $f > f_0$ 时， $V_r < 0$ ，对应蓝移，表明中性氢云正朝我们运动）

如此即可得到之前所要求解的中性氢云到银心的距离 R 。

按以上方法重复操作数次得到多个中性氢云的距离参数，最后再通过软件整合作图即可得到银河系旋臂图。

1.8 切线点法与银河系旋转曲线

切线点法（tangent-point method）是射电天文学中利用 21cm 谱线测量银河系旋转曲线的经典方法^[18]。其核心思想是：在内银河方向（银经 $0^\circ < l < 90^\circ$ 和 $270^\circ < l < 360^\circ$ ），视线方向与银河系旋臂自转运动轨道存在一个切线点，在该点上视线与轨道相切，径向速度达到最大值。

为什么切线点处径向速度最大？因为沿该视线方向观测时，气体的轨道线速度在视线方向上的投影在切点处达到极大值。这个几何关系在 1.6 节图 8 中已经体现。

在切线点处，几何关系给出：

$$R_{\min} = R_0 \sin l$$

而该方向上的最大径向速度 $V_{\{r,\max\}}$ 与切线点处旋转速度 $V(R)$ 满足：

$$V(R) = V_{r,\max} + V_0 \sin l$$

由此，对于每个内银河方向的观测，我们只需识别出谱线中的最大径向速度 $V_{\{r,\max\}}$ ，即可由上式直接计算出该切线点处的旋转速度 $V(R)$ ，同时由几何关系得到对应的银心距 $R_{\min}$ 。

实际观测中，我们通过不同赤经纬方向的巡天数据，将各指向转换至银道坐标系，获取一系列银经方向上的 $R_{\min}$ 和 $V_{\{r,\max\}}$ 。将每组 $(R_{\min}, V)$ 绘制在以银心距为横坐标、旋转速度为纵坐标的坐标系中，即得到银河系旋转曲线。

至此，我们已经建立了从实测谱线频率到银河系旋转曲线的完整理论框架：21cm 谱线提供示踪信号，多普勒效应将频率转化为径向速度，切线点法将径向速度映射为银心距和旋转速度。这三步构成了本工作从原始观测到最终物理结论的核心链条。

需要指出的是，上述推导并不预设任何关于银河系质量分布的理论假设，旋转曲线纯粹是运动学的描述。当我们将实测曲线与仅包含可见物质的模型（如开普勒定律和核球修正模型）进行对比时，若出现系统性偏离，则意味着银河系中可能存在超出可见范围的引力源，而这正是暗物质存在的动力学证据。此外，若将银经第一象限与第四象限的旋转曲线分别绘

制并对比，还可进一步检验银盘旋转场的轴对称性，这一检验将为银河系棒等非轴对称结构的存在提供独立的运动学约束。上述两个方向的具体结果将在第 3 章中展开讨论。

2: 实验装置与观测方法

2.1 观测系统设计

本研究的观测系统基于“最低成本、最高便携性”的原则进行设计。整套系统总硬件成本约 55 美元，由天线、低噪声放大器、接收机和数据处理平台四部分组成。

天线选用栅格抛物面天线（900mm × 600mm，厂家标称增益 30 dBi，但按口径估算实际增益约 20 dBi，详见附录 B）。该天线在 1400–1500 MHz 频段完全具有足够的定向收集能力，能够有效接收来自银盘的中性氢信号。需要指出的是，后续所有速度测量和距离计算均以谱线的多普勒频移为依据，不依赖天线增益的绝对数值。另外，我们选择栅格结构而非实体抛物面，主要基于两点考量：其一，栅格结构大幅降低了天线重量和风阻，便于一个人在野外环境中独立架设；其二，栅格天线在 1400–1500 MHz 频段具有足够的增益和方向性，能够有效收集来自银盘的中性氢信号。

在天线馈源之后加装了一个低噪声放大器（增益 20 dB），用于增强微弱的中性氢信号并补偿馈线的传输损耗。在射电观测中，第一级放大器的噪声系数直接决定了整个系统的灵敏度，天线接收到的信号本就微弱，经过馈线传输后会进一步衰减，若不及时放大，信号将淹没在接收机的本底噪声中。该 LNA 的噪声系数仅约 0.4 dB，足以在 1420 MHz 频段提供可用的信噪比。

接收机采用 RTL-SDR（0.1 MHz–1.7 GHz），这是整套系统中成本最低的器件之一（约 10 美元），但其覆盖频段恰好包含 1420.406 MHz。RTL-SDR 基于直接采样和数字下变频架构，将射频信号转换为数字中频后通过 USB 传输至计算机进行软件处理——这正是开源软件 SDR Sharp 能够接管后续信号处理流程的基础。

信号链依次为：天线接收→馈线传输→低噪声放大器→RTL-SDR 接收机→计算机（由 SDR Sharp 完成数据采集与频谱分析）

2.2 观测地点与条件

观测地点位于青海省循化县下滩村（东经 102.530315°，北纬 35.840822°），海拔约 1900 m。该地区远离城市和工业区，电磁环境较为干净，射电干扰极低，为探测微弱的中性氢信号提供了有利条件。

观测时间选择在冬季，银河系在凌晨时段



图 9 青海农村实测

升起，计划目标天区（银经 5° – 90° 与 270° – 355° ）处于可观测位置。我们于凌晨 5:00 出发前往观测点，在低温环境中架设设备，虽然体感极寒冷，但低温环境对射电观测有双重益处：一方面，接收机系统的热噪声与温度直接相关，较低的环境温度可有效降低系统噪声温度，提升信噪比；另一方面，冬季空气较干燥，水汽对 1420 MHz 频段射电信号的吸收也相对较小。

观测地点周围无大型金属构筑物 and 电力设施，天线架设于农田开阔地带，仰角方向无遮挡，确保天线波束能够覆盖目标天区。

2.3 观测数据采集

观测计划的核心是覆盖银河系内盘的主要银经方向。本研究选取 36 组不同银经方向的独立观测，实际观测银经覆盖范围为：

- 第一象限： $l = 3.4^\circ$ 至 89.8°
- 第四象限： $l = 345.3^\circ$ 至 360°

（由于地形和观测条件限制，本研究未能覆盖观测计划中的其余方向）

为什么是 36 组？这个数量是在观测时间与空间覆盖之间权衡的结果。首先，36 组观测保证了相邻观测方向之间有足够的重叠，避免遗漏旋臂结构的关键特征；同时 36 组观测可在一个清晨窗口内完成，不至于因跨夜导致设备状态和环境条件变化过大。银经范围覆盖 3.4° — 89.8° 和 345.3° — 360° ，满足了切线点法适用于内银河区域的前提条件。由于地形遮挡， $l = 0^\circ$ （银心方向）和 $l = 180^\circ$ （反银心方向）无法观测，这两个方向上切线点法公式中的 $\sin l = 0$ ，恰好避开了公式失效点。

实际观测中，我们使用的天线指向系统为赤道仪，而赤道仪指向需要按照赤道坐标（赤经 RA、赤纬 Dec）设置。因此，我们首先将预设的 36 组银经 l 转换为对应的赤经赤纬，再输入赤道仪的控制系统。银经 l 与赤经 α 、赤纬 δ 之间存在确定的坐标转换关系：

$$\begin{aligned}\cos b \sin(l_{\text{NCP}} - l) &= \cos \delta \sin(\alpha - \alpha_{\text{NGP}}) \\ \cos b \cos(l_{\text{NCP}} - l) &= \sin \delta_{\text{NGP}} \cos \delta \cos(\alpha - \alpha_{\text{NGP}}) - \cos \delta_{\text{NGP}} \sin \delta\end{aligned}$$

其中银道坐标系的基准点为：北银极赤经 $\alpha_{\text{NGP}} = 12^{\text{h}}51^{\text{m}}26^{\text{s}}$ ，北银极赤纬 $\delta_{\text{NGP}} = +27^\circ07'42''$ ，北天极银经 $l_{\text{NCP}} = 122.932^\circ$ ^[19]。实际数据处理时，我们根据上述公式将观测指向的赤道坐标转换为银经 l ，用于后续的几何距离计算。

（完整的 36 组观测指向（银经、赤经、赤纬）参数见附录 C。）

设备架设前，赤道仪需完成极轴校准。极轴校准的目的是使赤道仪的赤经旋转轴与地球自转轴平行，这是实现指向跟踪的先决条件。设备就绪后，按以下流程执行数据采集：

首先开启低噪放大器并运行 SDR Sharp 软件，将赤道仪指向地面，在 SDR Sharp 软件中扣除噪声，后将赤道仪指向预设赤经赤纬方向，则天线对准目标天区。随后。SDR Sharp

对接收信号执行快速傅里叶变换（FFT），将时域信号转换为频域频谱。

为从强噪声背景中提取微弱的中性氢信号，我们利用 IF Average 插件进行频谱积分平均。本观测中目标积分次数设定为 100,000 次，但实际记录时，我们不是被动等待积分完成，而是实时监测频谱曲线的演化过程，随着积分次数的累积，随机噪声被持续压制，中性氢信号峰逐渐从本底中浮现。当观察到 1420.406 MHz 附近的信号峰已清晰可辨时，即终止积分并导出数据。因此，最终导出的频谱文件中，第一行记录的数值格式为“实际积分次数（目标积分次数）”，例如“99000（100000）”，表示该组数据在 99000 次积分后即已获得足够信噪比，便停止积分并保存。

这种做法的依据在于：积分平均对信噪比的提升服从平方根关系。当积分次数达到一定量级后（如接近 100,000 次），信噪比的边际改善已不显著，继续积分只会线性增加观测时间，而不会带来同等比例的增益。因此，在实际操作中，我们依据实时频谱判断数据质量，当信号峰稳定可辨时即停止积分，有效平衡了数据质量与观测效率。

本观测中，100,000 次积分的设定足以将随机噪声压制至可接受水平，使氢谱线清晰可辨。实际导出的数据中，积分次数虽不完全遵循设定积分次数，但通常完全满足后续处理的需求。

需要说明的是，SDRSharp 导出的原始频谱数据尚需经过日心速度修正、平滑滤波和谱峰识别等后续处理，方可转换为物理参数。具体的处理流程与算法将在 3.1 节详述。

3. 数据处理与结果

3.1 数据后续处理流程与参数提取

在完成快速傅里叶变换与积分平均后，导出的频谱数据仍需经标准化处理才能提取物理参数。本研究的数据后续处理流程全部通过 Python 程序完成，主要包括以下三个步骤：

- （1）频率-速度转换与日心修正，即将频谱的频率轴转换为相对日心的径向速度轴。首先

根据多普勒公式 $V_r = c \cdot \frac{(f_0 - f)}{f_0}$ 将频率转换为视线方向的相对速度；随后，利用

Astropy 库的径向速度修正函数（`radial_velocity_correction`）^[20]，根据观测时刻与观测地经纬度、海拔，将地球自转和公转引入的速度分量扣除，将速度基准归算至太阳系质心（日心）。该修正项在本研究观测频段（1420MHz）下的输出值约为 2~5 km/s（视观测时刻与天区指向而定），此种误差已然达到与谱线峰值定位的统计不

确定度（约 $\pm \frac{3\text{km}}{\text{s}}$ ）处于同一量级，所以不可忽略。需要说明的是，银河系旋转曲

线研究中通常采用本地静止标准（LSR）作为速度参考系，但本工作的速度修正直接调用 Astropy 库的上述函数，归算至日心基准；日心与 LSR 之间的系统偏差在 3 ~ 8 kpc 范围内不影响旋转曲线的平坦趋势结论。

- (2) Savitzky-Golay 平滑滤波与谱峰识别。由于单次扫描的随机噪声虽经积分压制，但在后续微分或极值搜索中仍可能引入噪声毛刺。本研究的参数提取并未简单读取频谱图峰值点所对应的频率，而是采用 Savitzky-Golay 卷积平滑滤波器^[21]（窗口长度 21，阶数 3）对频谱进行平滑处理。该算法的优势在于：相较于滑动平均，它能更好地保持谱线轮廓的峰值高度和宽度，避免信号畸变。在平滑后的频谱上，我们利用峰值搜索算法（`scipy.signal.find_peaks`）自动识别视线方向上的多个中性氢云团。为避免将同一宽谱峰的随机起伏误判为多个独立云团，算法还设置了大于典型中性氢云的速度展宽（约 10–20 km/s）的最小峰间距为 30 km/s 的判据，只有间隔超过该阈值的局部极大值才被认定为独立的中性氢云信号。对于切线点法所需的关键参数——即该视线方向上的最大径向速度，程序采用如下判据：沿谱线右侧翼（正速度方向）逐点扫描，直至信号强度首次衰减至该侧翼连续谱平均本底水平以下时，记录该点速度作为 $V_{r,\max}$ 。这一标准比单纯取全局最大值更能反映银河系内盘在该视线切点处气体的极端速度，是构建旋转曲线的基础。
- (3) 运动学距离的解算与远近模糊度处理。将识别出的每一处峰值速度 V_r 代入之前推出的几何公式 $R = \frac{R_0}{1 + \frac{V_r}{V_0 \sin l}}$ （其中 $R_0 = 8.5\text{kpc}$, $V_0 = \frac{220\text{km}}{\text{s}}$ ）计算该云团的银心距。针对之前提到的远近二重解问题，本程序在解算时对两种情况进行了分别计算和标记（远距解与近距解）^[22]，在最终重建旋臂图时，结合银河系旋臂大尺度结构的先验分布，采用近距解进行绘图，远距解作为参考一并输出。至此，每一组观测被转化为若干组 (R, V) 数据点，用于后续的旋臂结构重建与旋转曲线绘制。

3.2 实验结果

经上述 3.1 节所述流程处理完 36 组观测数据后，我们将各方向的速度-距离信息映射至银道坐标系（以银心为原点），并叠加绘制成图。具体地，将每一组有效谱峰对应的径向速度代入运动学距离公式，计算相应中性氢云团在以银心为原点的笛卡尔坐标位置；随后对全部 36 个方向的数据点进行合并绘图，得到银河系旋臂结构的俯视投影图（图 11、图 12）。同时，对银经 $l = 3.4^\circ - 89.8^\circ$ 和 345.3° 至 360° 方向的数据，提取每个方向的最大径向速度作为切线点速度，由切线点法计算各切线点的银心距和旋转速度，绘制银河系旋转曲线（图 13）。上述坐标转换与运动学距离解算主要调用 `astropy.coordinates` 和 `SciPy` 库的数值计算接口完成；最终的绘图则基于开源项目 `StarXian_v1.0`，经适配本实验的数据格式与坐标范围后完成。得到的实验结果如下：

1. 中性氢 21cm 谱线的成功探测

经 FFT 频谱分析和 100000 次积分平均后，在 1420.406MHz 附近呈现明显的中性氢信号峰，证明本系统成功探测到了银河系中性氢 21cm 发射线（图 10）。

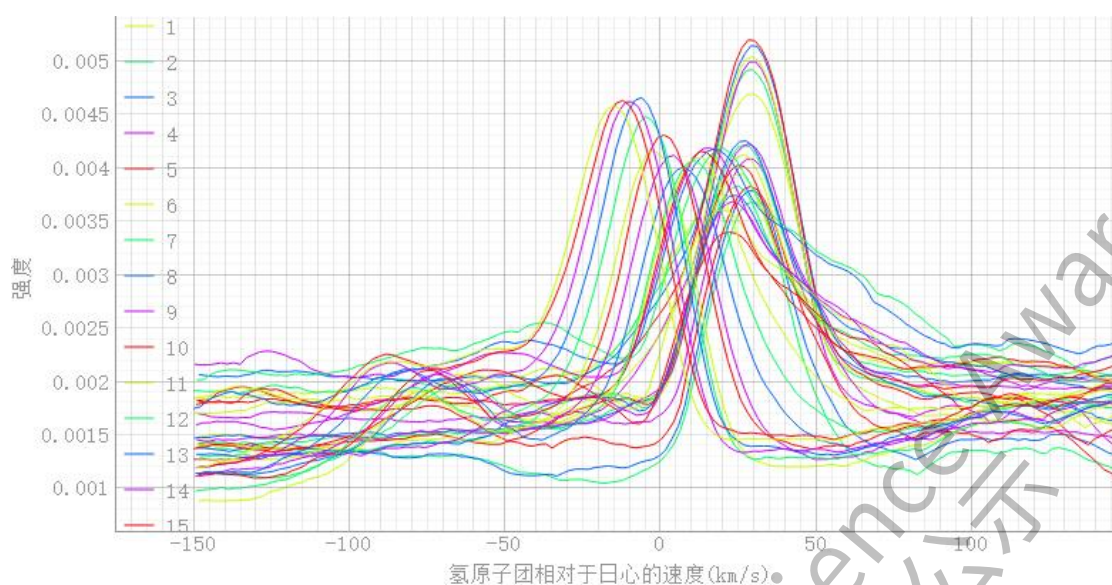


图 10 总频谱图

2. 银河系旋臂结构重建

将 36 组观测所得的中性氢云位置标注在银盘俯视图上（图 11、图 12），可以识别出银河系旋臂结构的片段。虽然设备分辨率和灵敏度有限，但我们也可以看出多个方向的氢云分布呈现沿特定方向聚集的趋势，其大致位置与银河系内盘已知的人马臂、猎户臂走向基本吻合。以上结果表明：即使使用极低成本设备，仍能恢复银河系大尺度旋臂结构的主要轮廓。

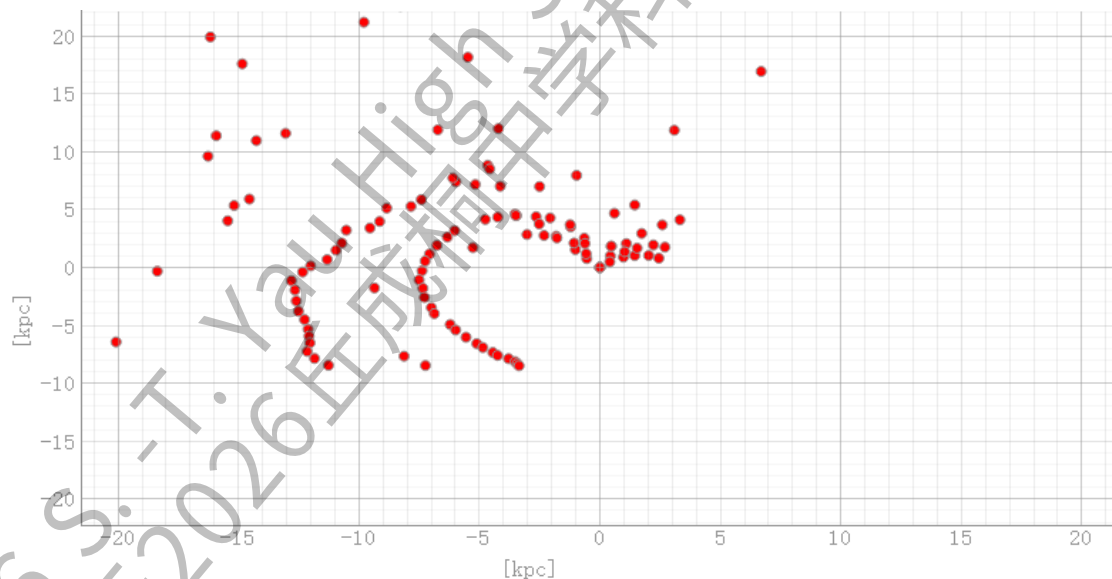


图 11. 银河系旋臂图 1

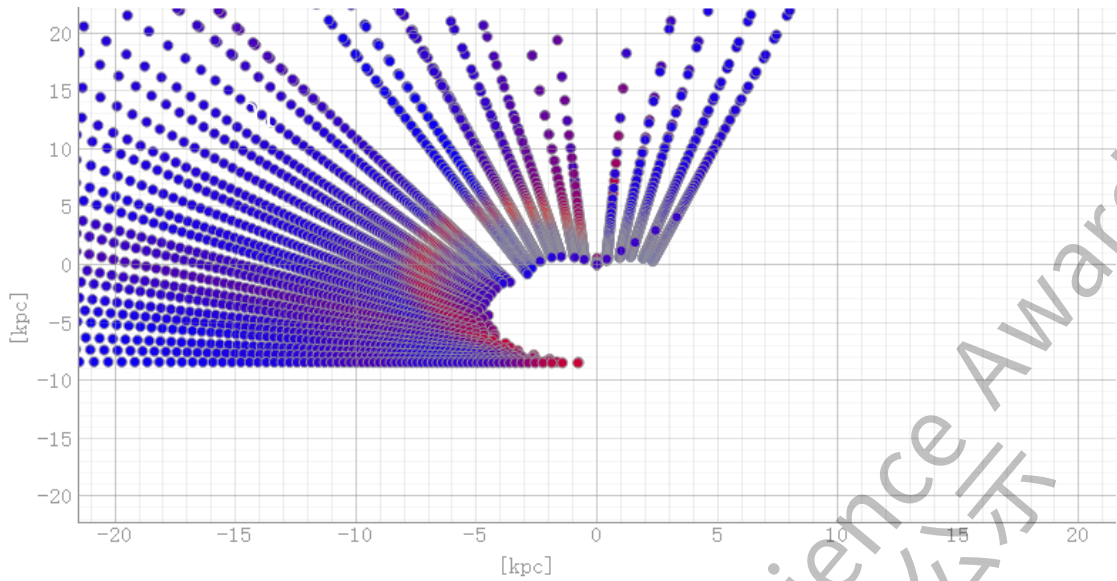


图 12 银河系旋臂图 2

3. 银河系旋转曲线

以距银心距离 R 为横坐标、旋转速度 V 为纵坐标，绘制银河系旋转曲线（图 13）。其在银心距 $R \approx 6 \sim 8.5$ kpc 范围内基本维持在 $230 \sim 240$ km/s，未出现开普勒理论预期的下降趋势。

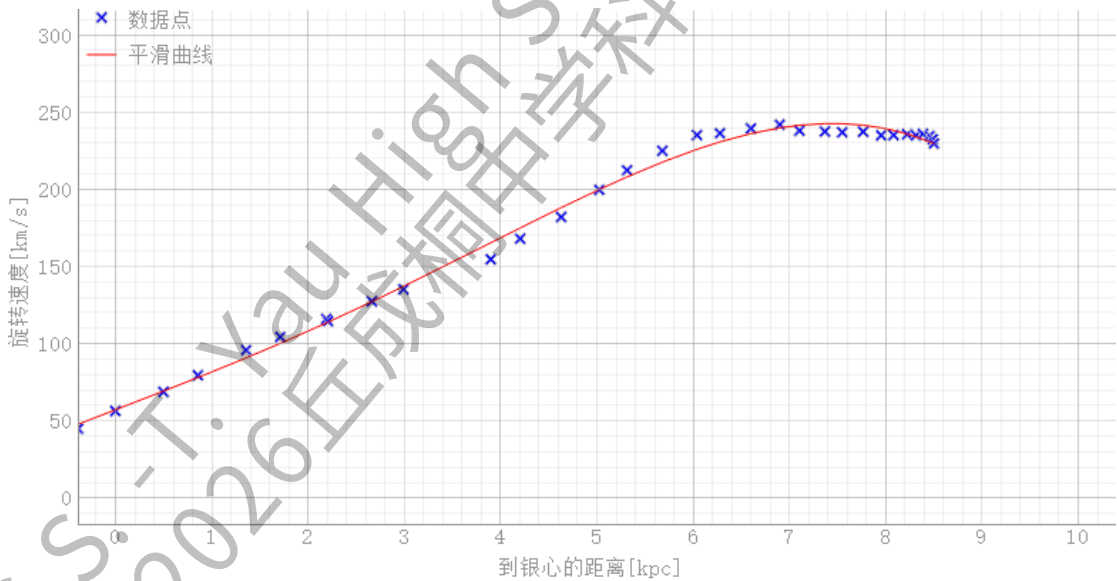


图 13 银河系旋转曲线图

基于上述实测结果，我们进一步引入标准宇宙学框架下的 NFW 暗物质晕模型进行定量拟合，以检验该平坦趋势与暗物质理论的一致性。

3.3 NFW 暗物质晕模型拟合

针对 3.2 节展示的旋转曲线，本节引入标准宇宙学框架下的 NFW 暗物质晕模型，对实

测旋转曲线进行定量拟合，以检验该平坦趋势与暗物质晕理论的一致性。

3.3.1 NFW 模型的理论基础

在标准 Λ CDM 宇宙学框架下，数值模拟一致表明暗物质晕的密度轮廓可用 Navarro-Frenk-White (NFW) 模型描述^[23]:

$$\rho(r) = \frac{\rho_s}{\left(\frac{r}{r_s}\right) \left(1 + \frac{r}{r_s}\right)^2}$$

其中 ρ_s 为特征密度, r_s 为尺度半径。该密度分布在中心区域 ($r \ll r_s$) 近似为 $\rho \propto r^{-1}$, 在外围 ($r \gg r_s$) 近似为 $\rho \propto r^{-3}$ 。需要指出的是, NFW 模型在中心区域的密度发散为 $\rho \propto r^{-1}$, 这一特征被称为“尖点” (cusp)。数值模拟通常预言暗物质晕中心呈尖点结构, 但部分星系旋转曲线观测显示, 中心密度倾向于趋于有限值, 即“核” (core) 结构。这一分歧被称为暗物质晕的“尖点 vs 核”问题, 是当前暗物质研究中的前沿争议之一。为检验本工作数据更倾向于哪一种轮廓, 我们将在 3.4 节中引入具有中心“核”结构的 Burkert 模型, 与 NFW 模型进行对比分析。

由球对称质量分布可得半径 r 内的累积质量为:

$$M_{\text{NFW}}(< r) = 4\pi\rho_s r_s^3 \left[\ln\left(1 + \frac{r}{r_s}\right) - \frac{r}{r_s + r} \right]$$

在球对称引力场中, 旋转速度与质量分布满足:

$$V^2(r) = \frac{GM(< r)}{r}$$

其中 $G = 4.302 \times 10^{-6} \text{ kpc} \cdot (\text{km/s})^2 / M_\odot$ 为引力常数。因此, NFW 暗物质晕贡献的旋转速度为:

$$V_{\text{NFW}}^2(r) = \frac{GM_{\text{NFW}}(< r)}{r}$$

总旋转速度由可见物质与暗物质晕两部分贡献组成 (平方相加):

$$V_{\text{tot}}^2(r) = V_{\text{vis}}^2(r) + V_{\text{NFW}}^2(r)$$

其中 $V_{\text{vis}}(r)$ 为核球与银盘等可见物质的贡献, 沿用前文所述核球修正模型的计算方式。本工作采用经验公式 $V_{\text{vis}}(r) = V_0 \cdot \frac{r}{(r+r_c)}$ 进行近似描述, 其中 $V_0 = 220 \text{ km/s}$ 为太阳轨道速度, $r_c = 2.0 \text{ kpc}$ 为核球特征尺度。该公式为核球+银盘可见物质旋转速度的简化解析近似, 其函数形式与实测可见物质贡献的定性趋势 (内区上升、外区下降) 一致, 参数取值在银河系核球特征尺度的典型范围内^[24]。需要说明的是, 该经验公式仅适用于 $R < 10 \text{ kpc}$ 的内盘区域, 用于近似描述核球主导的上升段与银盘主导的平缓段。更远的外区, 可见物质贡献将逐步下降, 本工作未覆盖该区域, 故不在此讨论。

3.3.2 拟合方法与统计量

本研究采用最小二乘法拟合 NFW 模型参数。拟合中固定可见物质贡献（即核球修正模型），仅将 NFW 暗物质晕的两个自由参数——尺度半径 r_s 和特征密度 ρ_s ——作为待拟合参数。

拟合范围为 $R \geq 3.0$ kpc（避开核球主导的内区，该区域动力学复杂且受棒结构影响较大），共计 22 个有效数据点。初始猜测值设为 $r_s = 8.0$ kpc、 $\rho_s = 5.0 \times 10^7 M_\odot \text{kpc}^{-3}$ ，参数边界设为 $0.5 \leq r_s \leq 50$ kpc、 $10^5 \leq \rho_s \leq 10^9 M_\odot \text{kpc}^{-3}$ 。

拟合优度采用约化卡方统计量评估：

$$\chi^2_v = \frac{1}{N - m} \sum_{i=1}^N \left(\frac{V_{\text{obs}}(R_i) - V_{\text{mod}}(R_i)}{\sigma_i} \right)^2$$

其中 $N = 22$ 为拟合使用的数据点数， $m = 2$ 为自由参数数， σ_i 为第 i 个数据点的速度测量不确定度。根据 4.2 节误差分析，本工作速度总不确定度约为 $\pm 4 \sim 6$ km/s，拟合中统一取 $\sigma_i = 5$ km/s。

3.3.3 拟合结果

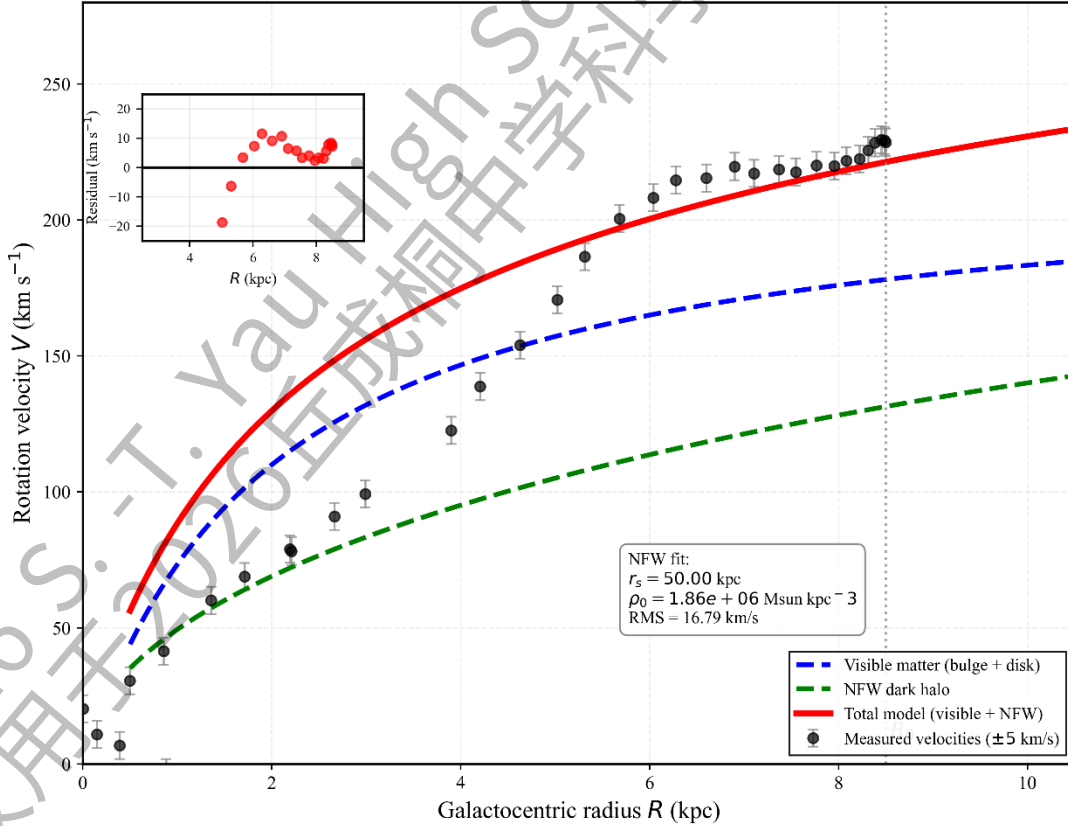


图 14 银河系旋转曲线的 NFW 暗物质晕拟合

图 14 展示了 NFW 模型拟合的结果。拟合得到的最佳参数为：

$$\rho_s = 1.86 \times 10^6 M_\odot \text{ kpc}^{-3}$$

约化卡方为 $\chi^2_\nu \approx 11.3$ ，对应均方根残差为 16.8 km/s。这表明，NFW 模型能够复现实测旋转曲线的平坦趋势；定量拟合残差大于当前测量不确定度，提示误差还包含可见物质模型简化、银盘非轴对称扰动等系统因素。

由拟合参数可计算暗物质晕的累积质量。在 $r = 50 \text{ kpc}$ 内：

$$M_{\text{NFW}}(< 50 \text{ kpc}) = 5.63 \times 10^{11} M_\odot$$

（该值为模型外推结果，受 r_s 参数不确定度影响，应视为量级参考）

但该数值与文献中银河系暗物质晕质量的典型范围（ $\sim 3 \times 10^{11}$ 至 $10^{12} M_\odot$ ）^[25]一致。

3.3.4 关于 r_s 边界值的讨论

拟合中 r_s 触及设定的上限（50 kpc），这反映了本工作数据范围的局限性。NFW 模型的尺度半径 r_s 是暗物质晕密度轮廓由内区 $\rho \propto r^{-1}$ 向外区 $\rho \propto r^{-3}$ 过渡的特征位置，精确确定它需要数据覆盖至 $r \gg r_s$ 的外区（通常 $> 20 \text{ kpc}$ ）。本工作观测仅延伸至 $R = 8.5 \text{ kpc}$ ，远小于典型银河系 NFW 尺度半径（约 15-25 kpc），因此拟合算法无法在有限的内区数据中精确确定出 r_s 的取值——在数据覆盖范围内，不同的大 r_s 值均能给出相近的拟合质量，算法遂将参数推向边界。

因此， $r_s = 50 \text{ kpc}$ 不应被解读为银河系暗物质晕的真实尺度半径，而应理解为在当前数据条件下“无法被有效约束”的指示：它仅仅说明，暗物质晕至少延伸到远超 8.5 kpc 的区域（这与暗物质晕的基本图像一致）。与之相对，暗物质晕的累积质量 $M_{\text{NFW}}(< 50 \text{ kpc})$ 由外区旋转速度直接决定，对 r_s 的具体取值不敏感，是更为稳健的物理量。

3.4 Burkert 模型对比与讨论

为检验暗物质晕密度轮廓的形态，我们以与 NFW 模型完全相同的拟合条件对 Burkert 模型也进行了拟合与对比分析。

Burkert 模型的密度轮廓为：

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{(1 + r/r_0)[1 + (r/r_0)^2]}$$

其中 ρ_0 为中心密度， r_0 为核半径^[26]。与 NFW 模型不同，Burkert 模型在中心区域密度趋于有限值（“核”结构），而非像 NFW 那样发散（“尖点”），因此成为暗物质晕“尖点 vs 核”争议中“核”假设的代表性模型。

我们由球对称质量分布可得 Burkert 模型的累积质量：

$$M_{\text{Burkert}}(< r) = 2\pi\rho_0 r_0^3 \left[\ln\left(1 + \frac{r}{r_0}\right) + \frac{1}{2} \ln\left(1 + \frac{r^2}{r_0^2}\right) - \arctan\left(\frac{r}{r_0}\right) \right]$$

对应的旋转速度为 $V_{\text{Burkert}}^2(r) = GM_{\text{Burkert}}(< r)/r$ ，总旋转速度仍由可见物质与暗物质晕贡献的平方和给出。

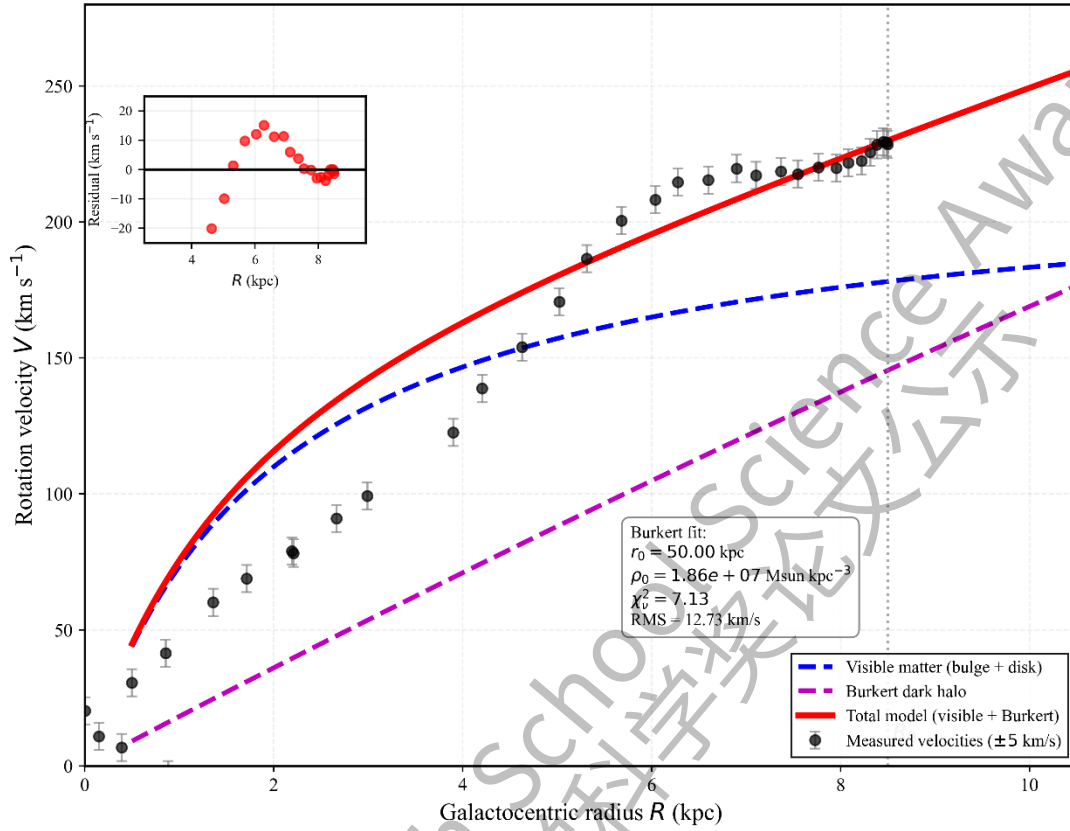


图 15 银河系旋转曲线的 Burkert 暗物质晕拟合

拟合采用与 NFW 完全相同的条件，图 15 展示了 Burkert 模型拟合的结果，具体拟合参数为：

$$r_0 = 50.0 \pm 76.3 \text{ kpc}$$

$$\rho_0 = 1.86 \times 10^7 M_{\odot} \text{ kpc}^{-3}$$

约化卡方 $\chi^2_{\nu} = 7.14$ ，均方根残差 12.73 km/s，50 kpc 内暗物质晕累积质量 $M_{\text{DM}}(< 50 \text{ kpc}) = 3.72 \times 10^{12} M_{\odot}$ 。

在当前数据范围内，Burkert 模型的约化卡方（7.14）和均方根残差（12.73 km/s）均优于 NFW 模型（11.30 和 16.79 km/s），表明具有中心“核”结构的 Burkert 模型能更好地描述实测旋转曲线的平坦趋势。

然而，这一对比结果还是需要谨慎解读。两个模型的尺度参数（ r_s 和 r_0 ）均触及拟合边界（50 kpc），且 Burkert 模型的拟合误差（ $\pm 76.3 \text{ kpc}$ ）远大于参数值本身，表明当前数据完全无法约束尺度半径。

此外，Burkert 模型给出的 50 kpc 内暗物质晕质量（ $3.72 \times 10^{12} M_{\odot}$ ）约为 NFW 结果的

6.6 倍,这一巨大差异反映了模型外推对密度轮廓形态的高度敏感性,即在相同旋转速度下,“核”结构需要比“尖点”结构在更大半径处累积更多质量。

在给定可见物质模型和暗物质晕密度轮廓假设下, 50 kpc 内累积质量可得到模型依赖的量级估计; 但不同晕模型之间的显著差异表明, 该质量并非模型无关的直接测量量

从查阅到的文献来看, 银河系暗物质晕的模型拟合通常以 NFW 模型为主, Burkert 模型更多应用于矮星系等低质量系统。

本工作将 Burkert 模型引入银河系旋转曲线分析, 其拟合优度略优于 NFW, 但受限于数据仅覆盖至 $R = 8.5$ kpc, 无法对暗物质晕的外区轮廓 ($R > 20$ kpc) 进行约束。因此, 本工作的结论应严格限定为: 在当前 3 ~ 8.5 kpc 数据范围内, Burkert 模型比 NFW 模型能更好地拟合实测旋转曲线; 但受限于数据未覆盖暗物质晕外区, 尚无法严格区分“尖点”与“核”的密度轮廓。这一区分需要进一步的外区旋转曲线数据或恒星运动学观测的独立约束。

3.5 银盘内区旋转曲线的方位不对称性初步分析

在完成全局旋转曲线的 NFW 暗物质晕模型拟合后, 我们进一步将观测数据按银道坐标系象限拆分, 检验内盘区域旋转场的轴对称性, 讨论银盘非对称结构可能带来的动力学影响。

3.5.1 观测数据的象限分布

首先, 本观测计划覆盖银经第一象限 ($l = 5^\circ \sim 90^\circ$) 与第四象限 ($l = 270^\circ \sim 355^\circ$) 两个内盘区域。将实际数据按银经象限拆分为两个子样本后, 两个象限的数据分布存在显著差异:

第一象限: 共 31 个数据点 (来源于 36 组独立观测方向中第一象限的观测, 其中部分方向存在多个速度分量), 银经覆盖 $3.4^\circ \sim 89.8^\circ$, 对应银心距范围 $R \approx 0.15 \sim 8.50$ kpc, 覆盖了从核球外围到太阳轨道的完整内盘区域。

第四象限: 共 6 个数据点, 银经覆盖 $345.3^\circ \sim 360.0^\circ$, 对应银心距范围 $R \approx 0.15 \sim 2.16$ kpc, 仅覆盖银心附近区域。

两组数据在 $R \approx 0.15 \sim 2.16$ kpc 范围内存在重叠, 但该重叠区域完全处于核球主导区 ($R < 3$ kpc), 而非银盘区。这一数据分布的不对称性本身已反映出: 本研究在第四象限的观测深度和覆盖范围远不及第一象限, 主要受限于观测系统精度和可观测窗口。

还需要说明的是: 本分析基于切线点数据, 切线点处的银心距 $R = R_0 \sin l$ 由几何关系唯一确定, 不受 1.6 节所述远近二重解问题影响

3.5.2 双侧旋转速度的对比

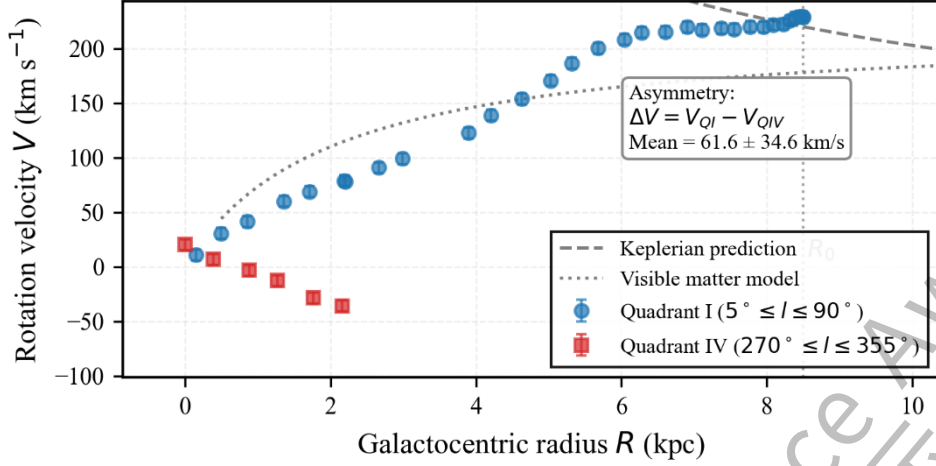


图 16 银河系第一象限、第四象限旋转曲线不对称对比

在 $R \approx 0.15 \sim 2.16$ kpc 的重叠范围内，对两个象限的旋转速度进行对比。结果显示，第一象限与第四象限的旋转速度存在显著差异：

$$\langle \Delta V \rangle = \langle V_{QI} - V_{QIV} \rangle \approx 61.6 \pm 34.6 \text{ km/s}$$

（平均速度差约为 61.6 km/s，样本标准偏差为 ± 34.6 km/s）

最大差异出现在 $R \approx 2.16$ kpc 处，差值约为 114.4 km/s。

需要指出的是，该速度差远大于本工作的速度测量不确定度（ $\pm 4 \sim 6$ km/s），表明这一差异并非统计噪声所致。

然而，这一结果不宜直接外推为“银盘旋转场整体不对称”的证据。本对比所覆盖的 $R \leq 2.16$ kpc 区域位于银河系核球/棒主导区，该区域的气体运动受到棒结构非轴对称引力势的显著影响^[27]，圆轨道运动假设以及切线点法的适用性远弱于银盘外区。而且，在 $R < 3$ kpc 的核球区，银河系棒的引力扰动、非圆形运动以及气体径向流场均可能产生显著的视向速度偏差^[28]。因此，本数据中观测到的双侧速度差更可能反映了方法本身的系统误差以及核球/棒区的非轴对称引力势，而非银盘旋转场的全局本征不对称。

3.5.3 对数据局限性的说明

受限于观测条件，本工作在第四象限的覆盖范围极为有限（仅约 2 kpc），远不足以与第一象限进行全半径范围的对称性检验。因此，本节结果仅作为对银心附近区域运动学不对称性的初步提示，而非对银盘整体轴对称性的确定性结论。未来若能在第四象限补充更多银经方向（特别是 $270^\circ \sim 330^\circ$ 范围）的观测数据，使第四象限的 R 覆盖范围扩展至 4–8 kpc，则可真正开展内盘双侧旋转曲线的系统对比。

4. 讨论与结论

4.1 暗物质存在推测与讨论

4.1.1 开普勒理论预期与实测旋转曲线的偏离

在实验成果图 13 的旋转曲线中,我们得到了银河系物质结构旋转速度与其距离中心的半径长度之间的关系,由此我们不难联想到开普勒三大定律中同样定量描述了半长轴(此处近似为半径)与运动周期之间关系的开普勒第三定律,因此,我们首先采用开普勒型旋转曲线作为无暗物质条件下的基准模型,与实测旋转曲线进行比较。

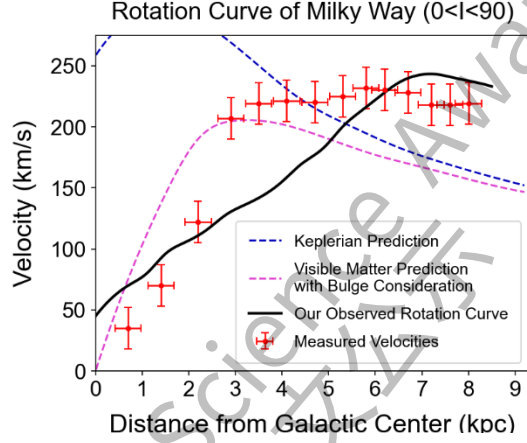


图 17 理论, 实测曲线对比图

根据开普勒第三定律,天体运动在由于高密度物质聚集从而做类刚体运动的核心区之外,也就是边缘区,所观测到的质量天体转速是随远离核心区不断减少的。

因此代入推导式($V \propto \frac{1}{\sqrt{R}}$)作图并使用 python 将各类曲线整合到一张图中,我们发现纯理论推导的旋转曲线应当如图 17 中蓝线所示,转动速度随远离核心区不断下降^[8]。

我们起初考虑此种异常情况可能是由于银心核球引力影响所致,但如图中考虑了核球修正的粉色曲线所示,其仍在约 3kpc 之外下降。而根据我们实际测量的黑色曲线来看,转速在边缘区并没有随着距离的增加而下降,反而保持着平坦不变的趋势,甚至有所上升。同一趋势在另一项独立业余射电观测项目(CtrlShiftSammy, 2022, 图中红色误差棒数据)中也得到了复现。

4.1.2 独立观测与专业巡天数据的交叉验证

为进一步检验该平坦趋势是否为真实物理特征而非设备系统误差,我们将实测旋转曲线与 HI4PI 巡天项目(HI4PI Collaboration, 2016)的内区旋转曲线进行了数据定量对比。需要说明的是,为保证对比的严谨性,此处采用第一象限中 $R \geq 3.0$ kpc 的 22 个有效数据点,该判据与 3.3 节 NFW 拟合一致,避开了核球/棒主导区;第四象限数据仅覆盖至 $R \approx 2.16$ kpc,无法用于外区对比。

HI4PI 参考值取自 Sofue & Kohno (2025) 的内区旋转曲线数据表(Table 2)^[29],先将参考曲线的太阳常数归算至与本工作一致的 $R_0 = 8.5$ kpc、 $V_0 = 220$ km/s,再在对应银心距处进行线性插值,全部 22 个点的逐点对比结果见附录 D。

统计结果显示,本工作实测速度与 HI4PI 参考值的平均差异约为 -30 km/s,但差异随银心距增大而系统性减小:外区($R \geq 7$ kpc)的平均差异约为 -14 km/s,相对差异小于 6%;

内区 ($R < 6 \text{ kpc}$) 平均差异约为 -63 km/s , 相对差异约 28%。外区的良好吻合表明, 本工作 55 美元低成本设备在优良电磁环境下获取的旋转速度数据, 与专业级巡天结果具有定量一致性。内区较大的差异可能源于切线点法在核球/棒区的适用性局限、日心与 LSR 基准差异, 以及设备灵敏度有限导致的高速气体成分探测不足。

4.1.3 暗物质晕模型的定量约束

为进一步从物理模型角度检验观测结果, 我们在 3.3 节中将实测旋转曲线与 NFW 暗物质晕模型进行了拟合。结果显示, NFW 模型可以解释实测旋转曲线偏离开普勒定律的平坦特征。基于拟合参数外推得到 50 kpc 内暗物质晕累积质量约为 $5.63 \times 10^{11} M_{\odot}$, 与文献中银河系暗物质晕质量的典型范围 ($\sim 3 \times 10^{11}$ 至 $10^{12} M_{\odot}$) 一致。拟合中尺度半径 r_s 触及边界, 表明当前数据范围 ($R \leq 8.5 \text{ kpc}$) 尚不足以精确约束该参数, 但暗物质晕质量这一稳健量不受影响。

此外, 我们在 3.4 节中还引入了具有中心“核”结构的 Burkert 模型进行对比拟合。在当前数据范围内, Burkert 模型拟合优度略优于 NFW ($\chi^2_{\nu} = 7.14$ vs 11.30), 但两个模型的尺度参数均触及拟合边界, 尚无法严格区分“尖点”与“核”的密度轮廓。这一区分需要外区旋转曲线数据 ($R > 20 \text{ kpc}$) 或恒星运动学观测的独立约束。

4.1.4 暗物质存在的多重证据

对于上述结果, 目前最可能的解释是: 银盘外围的银晕中可能存在大量不发光的物质, 即暗物质, 其质量足以改变外区的引力场分布, 从而维持旋转曲线的平坦形态。

我们查阅资料, 发现旋转曲线平坦并非暗物质存在的孤立证据。引力透镜观测显示, 星系团的总质量远超其发光物质的贡献, 质量分布与发光物质分布存在显著偏离; 宇宙微波背景辐射的角功率谱独立给出了暗物质约占宇宙总质量 85% 的约束; 子弹星系团的观测则更直观地展示了暗物质与普通物质在碰撞后的分离——暗物质穿越碰撞区域继续前进, 而普通物质因相互作用而滞留在后方。多重证据从不同尺度指向同一结论: 宇宙中存在大量不发光的物质。

关于暗物质本身的粒子属性, 目前尚无定论。标准模型未能提供符合要求的候选粒子; 超对称理论、惰性希格斯二重态模型、轴子等方案均处于理论探索阶段, XENONnT、LZ 等地下实验正在直接搜寻。虽也存在不依赖暗物质的替代理论 (如 MOND), 但其在星系团和宇宙学尺度上难以自治。综合以上证据, 暗物质仍是目前解释旋转曲线最主流、与多波段观测最自治的理论框架。

4.2. 误差分析

众所周知, 任何基于射电观测的动力学测量分析都不可避免地受到多种误差源的影响。对本研究而言, 据我们整体分析, 误差主要来源于以下五个方面:

(1) 速度测量误差

本研究的径向速度来源于对 1420.406 MHz 附近谱线峰值的频率定位。SDRSharp 软件经 100,000 次积分平均后，频谱的理论频率分辨率为 $\Delta f = 0.5$ kHz（对应速度分辨率约为 0.1 km/s），但由于谱线轮廓的展宽以及基线起伏，使峰值定位的实际不确定度大于了该理论值。通过重复观测同一银经方向（ $l = 30^\circ$ ，共 5 次独立测量），并计算速度测量值的标准差，我们得到径向速度的统计不确定度约为 $\sigma_{V_r} \approx \pm 3$ km/s。

该不确定度经公式 $R = \frac{R_0}{(1+V_r/(V_0 \sin l))}$ 传递至银心距。

以 $l = 30^\circ$ 为例， $\sin l = 0.5$ ， $V_0 = 220$ km/s

当 $V_r \approx 100$ km/s 时， $R \approx 5.7$ kpc，

由 $\sigma_{V_r} = \pm 3$ km/s 导致的 $\Delta R \approx 0.15$ kpc，

相对误差约为 2.6%。

（2）银心距的几何传递误差

在切线点法中，银心距由 $R = R_0 \sin l$ 直接给出，其误差主要来源于银经方向的分箱精度。本研究根据预设观测计划在不同银经方向进行采样，典型采样间隔约为 5 度，但实际指向间隔因观测窗口和目标可见条件而有所变化。对于按预设银经方向进行的离散采样，本研究以典型采样间隔估计指向分箱误差，其量级约为 2.5 度，由此导致的银心距不确定度为：

$$\Delta R = R_0 \cos l \cdot \Delta l (\text{弧度})$$

在 $l = 30^\circ$ 处， $\Delta R \approx 8.5 \times \cos 30^\circ \times 0.0436 \approx 0.32$ kpc；

在 $l = 60^\circ$ 处， $\Delta R \approx 8.5 \times 0.5 \times 0.0436 \approx 0.19$ kpc。

由速度测量误差和几何分箱误差合成的综合不确定度约为 $\Delta R \approx 0.3 - 0.5$ kpc。

需要说明的是，切线点法给出的银心距 $R = R_0 \sin l$ 是几何上唯一确定的，不受本工作 3.1 节所述远近模糊度问题影响（该模糊度仅存在于旋臂图中非切线方向的云团定位）。

（3）系统性误差

除上述统计误差外，还存在两类系统性偏差。

其一为日心速度修正误差：本工作采用 Astropy 库的 `radial_velocity_correction` 函数进行日心归算，该修正值与观测时刻、地理位置及目标指向有关，其典型值为 2 ~ 5 km/s。该修正所用地球轨道参数和自转模型的精度优于 0.1 km/s，远小于速度测量的统计误差，可忽略不计。

其二为天线指向误差：本研究采用赤道仪进行目标跟踪，其理论指向精度约为 0.0003° ，由此引入的目标实际指向与标称银经方向的偏差远小于 0.1° ，相应的速度-距离匹配不确定性可完全忽略，不会对旋转曲线的整体平坦趋势产生任何可检测的系统性影响。

(4) 暗物质晕拟合参数的误差

3.3 节和 3.4 节中 NFW 与 Burkert 模型的拟合参数 (r_s 、 ρ_s 、 r_0 、 ρ_0) 由最小二乘法给出, 其不确定度直接来自协方差矩阵的对角元。两个模型的尺度半径 (r_s 和 r_0) 均触及拟合边界 (50 kpc), 且 Burkert 模型的拟合误差 (± 76.3 kpc) 远大于参数值本身, 表明当前数据完全无法约束尺度半径。但暗物质晕累积质量 $M_{DM}(< 50 \text{ kpc})$ 由外区旋转速度直接决定, 对尺度半径的具体取值不敏感, 是更为稳健的物理量。因此本工作以暗物质晕质量作为主要定量结论, 而非尺度半径。

(5) 双侧不对称性分析中的统计误差

3.5 节双侧速度差的样本标准偏差为 $\pm 34.6 \text{ km/s}$, 该数值反映了重叠区域内各数据点相对于平均速度差的离散程度, 而非测量误差本身。由于第四象限仅 6 个数据点, 样本量极小, 该标准偏差的统计意义有限。因此 3.5 节已明确指出: 该不对称性仅作为银心附近区域运动学特征的初步提示, 而非银盘整体轴对称性的确定性结论。

综合上述分析, 本工作所测旋转曲线的速度误差主要来源于谱峰拟合的统计不确定度 (约 $\pm 3 \text{ km/s}$) 和日心修正的系统偏差 (约 $2 \sim 5 \text{ km/s}$), 两者叠加后总速度不确定度约为 $\pm 4 \sim 6 \text{ km/s}$ 。上述速度误差相较于实测曲线与不含暗物质理论模型之间的差异 (约 $40\text{-}50 \text{ km/s}$) 小一个数量级, 因此不影响本工作关于实测旋转曲线偏离不含暗物质理论预言的结论。此外, NFW 与 Burkert 模型的拟合参数误差主要体现于尺度半径无法被约束, 但暗物质晕质量这一量的相对不确定度在可接受范围内; 双侧不对称性分析的样本标准偏差较大, 反映了第四象限数据量不足的客观限制, 其结论已作相应限定。

4.3. 局限与展望

本次观测受低成本设备灵敏度限制, 有效范围仅限于银心距 $R \leq 8.5 \text{ kpc}$ 的区域, 未能覆盖银河系更外围的动力学特征。这一范围限制对本文的两项定量分析产生了直接影响: 其一, 由于数据未覆盖暗物质晕外区 ($R > 20 \text{ kpc}$), NFW 与 Burkert 模型的尺度半径均触及拟合边界, 无法精确约束暗物质晕的密度轮廓形态; 其二, 第四象限数据仅覆盖至 $R \approx 2.16 \text{ kpc}$, 样本量有限, 双侧不对称性分析只能作为银心附近区域运动学特征的初步提示, 尚不足以对银盘整体轴对称性做出确定性判断。此外, 单天线系统的角分辨率有限, 对于旋臂细节的区分能力仍有不足, 这也是后续工作中需要重点改进的方向。

未来将多个此类低成本射电单元扩展为二元干涉仪或干涉阵列, 通过测量干涉条纹可以显著提升角分辨率, 有望在保持低成本优势的同时获取更精细的结构信息。同时, 由于中性氢在宇宙中分布极为广泛, 该系统不仅可用于银河系旋臂结构研究, 未来进一步的组网观测还有望拓展至太阳、邻近星系、恒星形成区等多种天体的较高能力观测, 具有较广的科学应用前景。具体而言, 未来若能扩展观测至 $R > 15 \text{ kpc}$ 的外区并在第四象限补充更多银经方向的观测数据, 将有助于约束暗物质晕的尺度半径、区分“尖点”与“核”密度轮廓, 并系统检验银盘内区的方位不对称性。

本研究验证了总成本约 55 美元的自制射电系统在优良电磁环境下能够获取具有科学价值的银河系动力学数据。这一结果表明，即便在设备资源极为有限的条件下，只要物理思路清晰、观测设计合理、数据处理规范，仍然可以触及天体物理的前沿问题:包括暗物质晕模型的定量约束与银盘方位不对称性的初步检验。本研究为低成本射电天文观测提供了一种可行的技术路径，也为资源受限环境下的科学实践提供了一个真实可复现的参考案例。

2026 S.-T. Yau High School Science Award
仅用于2026丘成桐中学科学奖论文公示

参考文献

- [1] van de Hulst, H. C. Radiogolven uit het wereldruim: II. Herkomst der radiogolven. *Nederlands Tijdschrift voor Natuurkunde*, 1945, 11: 210-221.
- [2] Ewen, H. I., & Purcell, E. M. Observation of a Line in the Galactic Radio Spectrum. *Nature*, 1951, 168(4270): 356-358.
- [3] Muller, C. A., & Oort, J. H. The Interstellar Hydrogen Line at 1420 Mc./sec., and the Galactic System. *Nature*, 1951, 168(4270): 357-358.
- [4] van de Hulst, H. C., Muller, C. A., & Oort, J. H. The spiral structure of the outer part of the Galactic System derived from the hydrogen emission at 21 cm wavelength. *Bulletin of the Astronomical Institutes of the Netherlands*, 1954, 12: 117-149.
- [5] Westerhout, G., & Schmidt, M. A 21-cm survey of the Milky Way. *Astronomical Journal*, 1955, 60: 191.
- [6] HI4PI Collaboration. HI4PI: A full-sky HI survey based on EBHIS and GASS. *Astronomy & Astrophysics*, 2016, 594: A116.
- [7] 向守平, 天体物理概论: 彩色版. 2008: 中国科学技术大学出版社.
- [8] Field, G. B. (1958). Excitation of the Hydrogen 21-CM Line. *Proceedings of the IRE*, 46(1), 240-250.
- [9] Leavitt, H. S., & Pickering, E. C. (1912). Periods of 25 Variable Stars in the Small Magellanic Cloud. Harvard College Observatory Circular, 173, 1-3.
- [10] Hubble, E. (1925). Cepheids in Spiral Nebulae. *The Observatory*, 48, 139-142.
- [11] Burke, B.F., F. Graham-Smith, and P.N. Wilkinson, An introduction to radio astronomy. 2019: Cambridge University Press.
- [12] 黄佑然, 实测天体物理学. 1987: 科学出版社.
- [13] Condon, J.J. and S.M. Ransom, Essential radio astronomy. 2016: Princeton University Press.
- [14] Oort, J. H., Kerr, F. J., & Westerhout, G. (1958). The galactic system as a spiral nebula. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 118, 379-389.
- [15] Santo, T.R. and S.A. Uddin, Mapping the Spiral Structure of the Milky Way Galaxy at 21cm Wavelength Using the SALSA Radio Telescope of Onsala Space Observatory. *International Journal of Astronomy*, 2013,2(3):37-42.
- [16] 赵君亮. 测定太阳的银心距[J]. 自然杂志, 2012, 34(2): 69-73.
- [17] 陈静, 郑春华, 肖萌, 何南燐. 基于相对性原理的多普勒效应公式推导[J]. 大学物理, 2023, 42(1): 11-13.
- [18] Kerr, F. J., & Westerhout, G. (1965). In *Galactic Structure* (Stars and Stellar Systems, Vol. 5), University of Chicago Press, 167.

- [19]Blaauw, A., Gum, C. S., Pawsey, J. L., & Westerhout, G. (1960). The New I.A.U. System of Galactic Coordinates (1958 Revision). *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 121(2), 123–131.
- [20]Astropy Collaboration, Price-Whelan, A. M., Lim, P. L., et al. (2022). The Astropy Project: Sustaining and Growing a Community-oriented Open-source Project and the Latest Major Release (v5.0) of the Core Package. *The Astrophysical Journal*, 935(2), 167.
- [21]Savitzky, A., & Golay, M. J. E. (1964). Smoothing and Differentiation of Data by Simplified Least Squares Procedures. *Analytical Chemistry*, 36(8), 1627–1639.
- [22]Roman-Duval, J., Jackson, J. M., Heyer, M., et al. (2009). Kinematic Distances to Molecular Clouds Identified in the Galactic Ring Survey. *The Astrophysical Journal*, 699(2), 1153–1172.
- [23] Navarro, J. F., Frenk, C. S., & White, S. D. M. 1997, *ApJ*, 490, 493. doi:10.1086/304888
- [24] Bland-Hawthorn, J., & Gerhard, O. 2016, *ARA&A*, 54, 529. doi:10.1146/annurev-astro-081915-023441
- [25] Eadie, G. M., & Harris, W. E. 2016, *ApJ*, 829, 108. doi:10.3847/0004-637X/829/2/108
- [26]Burkert, A. (1995). The Structure of Dark Matter Halos in Dwarf Galaxies. *The Astrophysical Journal*, 447, L25.
- [27]Manabe, S., & Miyamoto, M. (1975). The North-South Asymmetry in the Galactic Rotation Curves. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 27(1), 35–44.
- [28]Li, Z., et al. (2025). The Impact of Bar-induced Non-Circular Motions on the Measurement of Galactic Rotation Curves. *arXiv preprint arXiv:2501.12760*.
- [29]Sofue, Y., & Kohno, M. (2025). The inner rotation curve of the Milky Way. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 77(6), 1335–1349.

致谢

一、研究背景与选题来源

我自幼对天文学便有浓厚兴趣。少年时使用 3D 星图软件，从地球逐渐缩小至太阳系、银河系，第一次直观看到银河系盘状结构，到慢慢在观星过程中意识到我们身处银盘内部，无法直接俯视其旋臂的问题。此后我通过科普书和理论文章接触 21cm 中性氢谱线，并在不断地理论学习准备后，2025 年 1 月寒假，我在青海循化老家完成首次观测尝试，并以此作为学校研究性学习课题，最终发展为本文。

二、指导老师与参赛学生关系及指导情况

本研究为个人独立完成，参赛学生赵天承担全部研究工作。指导老师为中国科学院国家天文台谭宝林研究员。我与谭老师通过邮件联系，谭老师在本课题中提供无偿指导，主要作用包括：射电天文方法论建议、论文写作学术规范。2026 年 8 月，我参加国际基础科学大会高中生海报展，谭老师通过邮件指导我梳理研究逻辑，最终有幸获得了优秀海报奖。此后谭老师也持续叮嘱我平衡科研与校内学业。还需说明的是，最初我在 2025 年末为自组建的天文台寻求学术帮助时，中国科学院国家天文台王东光老师在收到我的冷邮件后，将谭宝林老师推荐给我，在此向两位老师谨致最诚挚的谢意。

三、研究过程与分工说明

- **选题来源：**本人。
- **实验设计与实施：**本人独立完成设备选型、参数比对、系统集成与 36 组观测。观测地点为青海循化黄河边，冬季凌晨进行。
- **数据获取：**本人独立采集 36 组 21cm 谱线数据。
- **数据分析与计算：**本人独立完成所有数据分析及计算工作。NFW、Burkert 暗物质晕拟合与双侧不对称性分析代码由本人于 2026 年 9 月 5 日左右在 DeepSeek_V4_Pro 辅助下编写，物理模型选择、参数设定、结果解读由本人完成。
- **论文撰写：**全文由本人独立撰写；谭宝林老师审阅并提出修改建议。

四、困难与解决

系统集成时，电子元件参数分散，我通过全网比对和计算完成匹配，部分计算列于附录。除此之外，冬季观测中，电脑电池因极低温耗尽，我往返村中爷爷奶奶家取暖后继续观测。

还有在一次调试中赤道仪误指向，我记录到一个约 22 秒周期的信号，后经学习判断为人工电子干扰而非脉冲星，加深了对射电干扰识别的理解。

五、他人协助与致谢

再次感谢谭宝林老师的无偿指导，感谢王东光老师的推荐，感谢亲人的支持。谨此说明。

附：指导老师简历

谭宝林，中国科学院国家天文台研究员，博士生导师，中国科学院大学等离子体天体物理学首席教授。主要从事太阳射电物理、等离子体天体物理及太阳活动周研究，涉及日冕加热机制、天体等离子体粒子加速等领域。

附录

附录 A 角分辨率的理论估算

本研究所用栅格抛物面天线的口径为 $D = 0.9 \text{ m}$ ，观测波长 $\lambda = \frac{c}{f_0} \approx 0.211 \text{ m}$ （对应 1420.406 MHz）。根据瑞利判据，望远镜的角分辨率下限为：

$$\theta = 1.22 \frac{\lambda}{D}$$

代入数值：

$$\theta = 1.22 \times \frac{0.211}{0.9} \approx 0.286 \text{ rad} \approx 16.4^\circ$$

作为参照，银河系旋臂的角宽度在天空中的投影约为数度至数十度，远大于本系统的角分辨率下限。因此，本设备虽无法分辨单个恒星或小尺度气体云，但其角分辨率尺度仍允许我们对银河系内盘的大尺度中性氢分布进行低分辨率运动学重建。这一理论估算与 1.4 节所述“科学目标为大尺度结构成像，对分辨率要求较低”的论断相符。

附录 B 天线增益的理论估算

本研究所使用的栅格抛物面天线的厂家标称增益为 30 dBi。其增益值据我们长期的经验来说并不合理，故为验证该数值的合理性，我们根据抛物面天线增益的理论公式进行估算：

$$G = \eta \left(\frac{\pi D}{\lambda} \right)^2$$

其中，口径 $D = 0.9 \text{ m}$ ，观测波长 $\lambda = \frac{c}{f_0} \approx 0.211 \text{ m}$ （对应 1420.406 MHz）， η 为天线效率。对于栅格抛物面天线，因结构不完全封闭，效率通常取 $\eta \approx 0.5$ 。代入上式：

$$G = 0.5 \times \left(\frac{\pi \times 0.9}{0.211} \right)^2 \approx 0.5 \times (13.4)^2 \approx 0.5 \times 179.6 \approx 89.8$$

以增益常用对数形式表示：

$$G_{\text{dBi}} = 10 \log_{10}(89.8) \approx 19.5 \text{ dBi}$$

因此，理论估算的实际增益约为 20 dBi，与厂家标称的 30 dBi 存在约 10 dB 的偏差。该差异也许源于厂家在理想条件下（如采用更高效率的馈源、在驻波比最优频点、或使用远场测量中的峰值增益）进行测试所得，但该数值不参与本工作的速度测量与距离计算，不影响最终科学结论。仅作为实验装置数值合理性确认。

附录 C 观测指向数据表

序号	银经 $l(^{\circ})$	银纬 $b(^{\circ})$	赤经 RA	赤纬 Dec
1	3.35982	0.10727	17h53m	-26d
2	5.77221	-0.0605457	17h59m	-24d
3	9.17919	0.013898	18h6m	-21d

4	11.6117	-0.249911	18h12m	-19d
5	14.9306	-0.075004	18h18m	-16d
6	15.048	-4.60291	18h35m	-18d
7	18.2609	0.0571274	18h24m	-13d
8	20.6003	-0.0922466	18h29m	-11d
9	27.2936	0.0357406	18h41m	-5d
10	29.6424	-0.159179	18h46m	-3d
11	32.996	-0.125063	18h52m	0d
12	36.2356	0.131596	18h57m	3d
13	38.6985	-0.284629	19h3m	5d
14	41.9337	-0.00994839	19h8m	8d
15	45.2777	0.0652558	19h14m	11d
16	47.6171	-0.0838547	19h19m	13d
17	50.9474	0.0487285	19h25m	16d
18	54.2663	0.224174	19h31m	19d
19	56.6988	-0.0391852	19h37m	21d
20	60.1058	0.0359648	19h44m	24d
21	62.6327	-0.324674	19h51m	26d
22	66.0032	-0.105557	19h58m	29d
23	69.3466	0.201459	20h5m	32d
24	71.9369	-0.119796	20h13m	34d
25	75.334	0.210328	20h21m	37d
26	77.9907	-0.0805382	20h30m	39d
27	80.6242	-0.265916	20h39m	41d
28	84.1205	0.147065	20h49m	44d
29	86.9026	-0.0512011	21h0m	46d
30	89.7581	-0.223948	21h12m	48d
31	345.254	0.247316	17h4m	-41d
32	348.001	-0.0963439	17h14m	-39d
33	351.367	0.337195	17h22m	-36d
34	354.055	-0.0747507	17h31m	-34d
35	357.376	0.31156	17h38m	-31d
36	359.989	-0.104199	17h46m	-29d

附录 D 本工作与 HI4PI 巡天旋转曲线的逐点对比表

序号	银经 l ($^{\circ}$)	R (kpc)	本工作 V (km/s)	HI4PI V_{rot} (km/s)	ΔV (km/s)
1	27.29	3.90	122.6	215.4	-92.8
2	29.64	4.20	138.7	226.7	-88.0

序号	银经 l (°)	R (kpc)	本工作 V (km/s)	HI4PI V_{rot} (km/s)	ΔV (km/s)
3	33.00	4.63	154.0	230.5	-76.5
4	36.24	5.03	170.7	227.3	-56.6
5	38.70	5.31	186.5	227.5	-41.0
6	41.93	5.68	200.6	230.4	-29.8
7	45.28	6.04	208.2	239.6	-31.4
8	47.62	6.28	214.7	244.4	-29.7
9	50.95	6.60	215.3	241.6	-26.3
10	54.27	6.90	219.7	241.5	-21.8
11	56.70	7.10	217.2	243.6	-26.4
12	60.11	7.37	218.7	234.0	-15.3
13	62.63	7.55	217.6	236.2	-18.6
14	66.00	7.77	220.1	240.3	-20.2
15	69.35	7.95	219.8	241.1	-21.3
16	71.94	8.08	221.7	234.3	-12.6
17	75.33	8.22	222.4	235.5	-13.1
18	77.99	8.31	225.6	234.7	-9.1
19	80.62	8.39	228.4	234.4	-6.0

序号	银经 l ($^{\circ}$)	R (kpc)	本工作 V (km/s)	HI4PI V_{rot} (km/s)	ΔV (km/s)
20	84.12	8.46	229.5	234.1	-4.6
21	86.90	8.49	229.3	234.0	-4.7
22	89.76	8.50	228.6	234.0	-5.4

注: HI4PI 参考值引自 Sofue & Kohno (2025) Table 2, 已归算至 $R_0 = 8.5$ kpc, $V_0 = 220$ km/s 的常数体系。