

宇宙中的星系

第二版

L. S. SPARKE & J. S. GALLAGHER 著

邹振隆 译

RADIO CONTINUUM

ATOMIC HYDROGEN

RADIO CONTINUUM

MOLECULAR HYDROGEN

DUST

P A H

NEAR INFRARED

OPTICAL

X RAY

GAMMA RAY



中国科学技术出版社

宇宙中的星系

第二版

琳达·斯帕克 约翰·加拉格 著
邹振隆 译

中国科学技术出版社

·北京·

图书在版编目(CIP)数据

宇宙中的星系/(美)斯帕克,(美)加拉格著;邹振隆译. —北京:
中国科学技术出版社,2010.2

ISBN 978-7-5046-5468-7

I. 宇… II. ①斯… ②加… ③邹… III. 星系-研究 IV. P15

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2009)第 102867 号

著作权合同登记号:01-2008-5418

本社图书贴有防伪标志,未贴为盗版

中国科学技术出版社出版

北京市海淀区中关村南大街 16 号 邮政编码:100081

电话:010-62173865 传真:010-62179148

<http://www.kjpbbooks.com.cn>

科学普及出版社发行部发行

北京金信诺印刷有限公司

*

开本:889 毫米×1194 毫米 1/32 印张:15.375 字数:500 千字

2010 年 2 月第 1 版 2010 年 2 月第 1 次印刷

印数:1—2000 册 定价:56.00 元

(凡购买本社的图书,如有缺页、倒页、
脱页者,本社发行部负责调换)

内容简介

星系是气体转变为明亮恒星的地方,核反应给恒星提供能源,也产生了大多数化学元素。但是气体和恒星只是冰山的一角:暗物质才是星系的主要成分,我们知道它只是通过其引力的作用。我们今天所见恒星的年龄、化学组成和运动,以及它们结合在一起的形状告诉了我们每个星系过去的生命史。本书介绍星系从其在宇宙早期形成以来的天体物理学。第2版用最新的观测资料做了大量的说明。它包括关于星系团、 γ 射线暴和超大质量黑洞的新章节。有关大尺度结构和早期星系的章节做了彻底改写,以纳入诸如暗能量这类最新的发现。

作者们从恒星的基本性质和探索银河系开始,接着逐步推及近邻星系和可以看到星系早期阶段的遥远宇宙。然后他们讨论星系的结构和星系如何发展,并将它同宇宙的演化关联起来。本书也考察了跨越整个电磁谱观测星系的方法,并通过其对物质和光的引力作用对暗物质进行了探索。

本书是独立自足的,包含了必要的天文学背景知识和带有提示的课外作业,是天文学和天体物理学高年级大学生的理想读物。

Linda Sparke 是威斯康星(Wisconsin)大学天文学教授,美国物理学会会员。

John Gallagher 是威斯康星大学天文学 W. W. Morgan 讲席教授, *Astronomical Journal* 编辑。

策 划 赵 晖

责任编辑 赵 晖

责任校对 孟华英

责任印制 安利平

第二版序

本教材的主要对象是已经上过一两年本科水平物理课程的天文学和物理学三、四年级的大学生。我们希望有关领域的研究生和研究人员也认为本书可用作为该领域的导论。具备某些天文学背景知识将有所帮助,我们已在第1章综述了必要的事实和概念,而且也给出了提供较充分讨论的参考书。本书提供了教师足够一学期课程的材料,教师可按教授进度对内容进行取舍。在读完全书之后,读者应当发现自己已经做好了研读 Binney and Tremaine 的 *Galactic Dynamics* 这类研究生教材和 *Annual Reviews of Astronomy and Astrophysics* 中那些评述文章的准备。

天文学不是像物理学一样的实验科学,它是像地质学或气象学这样的自然科学。我们看待宇宙必须按其本来的面貌,去推论偶然形成的星系怎样受物质基本性质的约束。有时我们只了解一般的知识,但并不具体。我们能估计太阳的热可从地球的海洋中蒸发多少水,并计算出每天的降雨量;风速近似能满足耗散大地和空气吸收的太阳能的需求。但我们不能从物理学原理,预报何时会刮风下雨。类似地,我们知道为什么恒星的质量不能比现实的过大或过小,但我们不能预言每种质量恒星诞生时的相对比例。其他明显的规则性,诸如星系光度同其中恒星轨道速度之间相当密切的关系,还没有得到恰当理解。但我们深信它们终将供出自己的秘密,正如氢燃烧恒星中的颜色—星等关系作为主序被揭示出来一样。初看起来星系天文学似乎是一堆完全无关的事实;但我们希望说明,正确的类比是气象学或植物学,而不是集邮。

我们已设法把相对来说比较困难或复杂难懂的材料放在每个小节的末尾。建议那些在初次阅读时对某些部分感到吃力的学生移到下一小节以后再回到这个麻烦的段落。教材中包含了一些习题。其目的主要是增强读者对计算的理解和对有关量量级的判断,而不是

数学上的要求。通常在课文中介绍的材料在习题中得到扩充；较仔细的读者可能会发现，同其余课文一起审视它们是有益的。

黑体符号用于矢量；斜体字(中译文亦用黑体)表示来自物理学的概念，或者读者将在本教材中再次看到的，或将在天文学文献中碰到的天文学专门术语。因为天文学家要处理大距离和长时标，他们使用不寻常的混合单位，这取决于要处理的问题；附录 A 列出了带转换因子的表。更令人困惑的是，我们许多人依然坚持厘米-克-秒单位制。对于电磁学公式，我们在课文相应处给出了它们同基于米和千克的国际单位制(SI)之间的转换。在其他情况下，读者将能借助附录 A 相当容易地在两种单位制之间进行转换。天文学家对于以哈勃常数 H_0 参数化的距离标度仍然有显著分歧。我们常常明显地指出光度、距离等等结果的不确定性，但我们在其他场合采用 $H_0 = 75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ 。在需要年龄或者真的涉及大部分宇宙时，我们用 $\Omega_\Lambda = 0.7$ ， $\Omega_m = 0.3$ ，和 $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ 的标准宇宙学模型。

我们将用等号(=)表示数学上的相等，或者用于已知精度高于百分之几的测量结果；近似相等(\approx)通常意味着 10%~20% 的精度，而 \sim 意味着该关系成立不好于因子 2。除非明确指出，对数是指以 10 为底。本书以及一般的专业文献中误差范围用士号表示，在图里用水平或垂直棒表示。遵循天文学的约定，它们通常是指假设 Gauss 分布(常常是真实随机误差的相当差的近似)计算出的 1σ 误差估计。对于那些更习惯 2σ 或 3σ 误差棒的人，这种做法使得不同作者结果之间的矛盾比事实上的情况显得更凸出。

由于我们的同事和学生的帮助、建议和提醒，本书有了重要改善。Eric Wilcots 在他的本科课程中对初稿进行了试用；我们的同事 Bob Bless, Johan Klapen, John Mathis, Lynn Matthews 和 Alan Watson 通读全书并给我们提出了详细的意见；Bob Benjamin 努力为我们校正了有关星际介质的内容。我们特别感谢许多同事花时间，为我们提供了图片或有关材料；并在图片说明中指出了提供者。Bruno Binggeli, Dap Hartmann, John Hibbard, Jonathan Mc-

Dowell, Neill Reid 和 Jerry Sellwood 为我们重新分析、重新运算并重新绘制了这些图片, Andrew Cole 对恒星的能量输出做了积分, Evan Gnam 做了轨道计算, Peter Erwin 就一些大型而复杂的图像给了我们协助。Wanda Ashman 把我们的草图转换为线条图。对于第 2 版, Bruno Binggeli 为我们改进了本星系群的肖像照, David Yu 帮忙绘制了一些复杂的图, Tammy Smecker-Hane 和 Eric Jensen 建议对习题做了有益的改变。在此表示感谢。

Linda Sparke 感谢威斯康星大学在 1996~1997 和 2004~2005 学年提供的带薪休假, 感谢 Terry Millar 和威斯康星大学研究生院, Vilas 基金, 和威斯康星 Alumni 基金的资助。她也感谢卡普坦天文研究所(荷兰格罗宁根大学)、斯特朗洛山和赛丁泉天文台(堪培拉澳大利亚国立大学)、伊萨克·牛顿数学研究所(英国剑桥大学)和叶凯士天文台(芝加哥大学)的所长、成员和学生在本书第一版写作期间给予的接待。她也同样感谢加拿大多米尼昂天体物理台, 德国加尔辛马克斯普朗克天体物理研究所、华盛顿卡内基学院天文台(加利福尼亚帕萨迪纳)在准备第二版时对我们的关照。我们两人特别感谢麦迪逊的同事在本书写作期间对我们的鼓励。Jay Gallagher 也感谢他的家庭对他写书的耐心和支持。

我们看来都缺乏能够准确阅读清样(强隐性遗传?)的基因。感谢许多热心的读者发现第 1 版中的错误, 勘误表已在网站上列出。第二版我们将继续这样做, 也希望提供机读形式的图: 请见我们主页 (www.astro.wisc.edu/~sparke and [~jsg](http://www.astro.wisc.edu/~jsg)) 的链接。

目 录

第 1 章 导论	(1)
1.1 恒星	(2)
1.2 银河系.....	(27)
1.3 其他星系.....	(40)
1.4 膨胀宇宙中的星系.....	(49)
1.5 前星系时代.....	(54)
第 2 章 银河系	(61)
2.1 太阳邻域.....	(61)
2.2 银河系中的恒星.....	(70)
2.3 银河系自转.....	(94)
2.4 银河系气象学:星际气体.....	(101)
第 3 章 恒星的轨道	(119)
3.1 引力作用下的运动:为星系称重.....	(120)
3.2 为什么银河系中无碰撞:二体弛豫.....	(133)
3.3 盘星的轨道:本轮.....	(143)
3.4 无碰撞 Boltzmann 方程	(150)
第 4 章 我们的后院:本星系群	(161)
4.1 银河系的伴星系	(166)
4.2 本星系群中的旋涡星系	(180)
4.3 本群中的星系是怎样形成的?	(184)
4.4 本星系群中的矮星系	(196)
4.5 本星系群的过去和未来	(201)
第 5 章 旋涡星系和 S0 星系	(204)
5.1 星光的分布	(205)
5.2 观测气体	(220)
5.3 盘星系的气体运动和质量	(230)

5.4	插曲:盘星系的序列	(238)
5.5	旋臂和星系棒	(242)
5.6	盘星系的核球和中心	(254)
第6章	椭圆星系	(260)
6.1	测光	(261)
6.2	恒星的运动	(274)
6.3	星族和气体	(287)
6.4	暗物质和黑洞	(295)
第7章	星系群和星系团	(299)
7.1	星系群:盘星系的家园	(300)
7.2	富星系团:S0和椭圆星系的领地	(314)
7.3	星系形成:自然,培育,还是并合?	(324)
7.4	星系际暗物质:引力透镜	(326)
第8章	星系的大尺度分布	(339)
8.1	今天的大尺度结构	(340)
8.2	均匀宇宙的膨胀	(350)
8.3	观测最早的星系	(360)
8.4	结构的生长:从小开始	(370)
8.5	结构的生长:团,壁和洞	(382)
第9章	活动星系核和星系的早期历史	(392)
9.1	活动星系核	(393)
9.2	活动星系核中的快速喷流,微类星体和 γ 射线暴	(412)
9.3	星系际气体	(419)
9.4	第一批星系	(427)
附录A	单位和转换	(439)
附录B	参考书目	(444)
附录C	问题提示	(449)
索引		(457)

第 1 章 导 论

星系在天空中显现为横跨成千上万光年的巨大发光云团：参见 1 下面 1.3 节的照片。每一个星系都包含着百万至万亿颗恒星；引力将恒星束缚在一起，使它们不能在空间自由运动。本章将介绍为理解星系如何组成所需要的天文信息。

星系几乎所有的发光都来自它们的恒星。本章 1.1 节概述了关于恒星的知识，这些知识如何得来，以及我们可能在何处出错。我们将讨论基本的观测数据，并根据恒星演化理论描述恒星的生命史。按照地球上的标准，即便是最近的恒星也显得很暗。准确测量它们的发光需要细心，往往还需要精致的设备和程序。本节最后将介绍恒星测光知识：星等系统、滤光片带通和颜色。

1.2 节介绍我们自己所在的星系——银河系，它具有“飞碟”般的特征形状：带中央核球的扁平圆盘。除恒星以外，银河系和其他星系还包含气体和尘埃；我们将回顾发现这些气体和尘埃的过程。本节末尾将介绍天文学家用以确定恒星在银河系中位置的一些坐标系。1.3 节对其他种种星系进行描述，并讨论如何测量其中光的分布。只有星系最明亮的核心才能超过夜天的光辉，而星系大部分的光来自其暗弱的外部；星系的测光甚至比恒星更难。

20 世纪最重大的发现之一是宇宙并非静态，而是处于膨胀之中；星系全都在离开我们，并且彼此退行。我们的宇宙在并不太远的过去曾经有一个开端——大爆炸：宇宙大约只比地球老 3 倍。1.4 节将讨论宇宙的膨胀，以及它如何影响我们从星系接收到的光。最后，1.5 节将概述大爆炸后头几百万年发生的事情，以及宇宙早期的历史如何影响我们今日之所见。

1.1 恒星

1.1.1 星星明,星星亮……

2 关于比太阳更远的恒星的所有信息,我们都是从观测它们的电磁辐射,主要是光谱的紫外、可见和红外部分得出的。一颗恒星发出的光主要决定于它的表面积、外层温度和化学组成(每种原子的相对数目)。我们还可以通过比较间接的方法知道恒星的质量、年龄和内部化学成分,因为这些因素制约着它们的表面条件。随着破解和解释星光带给我们的信息,在地球实验室获得的关于物质和辐射特性的知识形成了我们关于恒星结构理论的基础。

恒星的光度是每秒发出的能量,以瓦或每秒尔格量度。它的视亮度或流量是观测者的望远镜上每秒每平方米(或平方厘米)接收到的总能量,单位是 Wm^{-2} 或 $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$ 。如果恒星在所有方向以相等亮度发光,我们就可以用平方反比定律从距离 d 和测量到的流量 F 估计其光度 L :

$$F = \frac{L}{4\pi d^2}. \quad (1.1)$$

通常,我们并不准确地知道距离 d ,所以在以后的计算中必须记住,我们估计的光度 L 同 d^2 成正比。太阳的总或热光度是 $L_{\odot} = 3.86 \times 10^{26} \text{W}$, 或 $3.86 \times 10^{33} \text{erg/s}$ 。恒星的光度差别很大:最亮的比太阳亮 1 百万倍,而我们观测到的恒星可以暗到 $10^{-4} L_{\odot}$ 。

天文学中的长度通常用小角公式来测量。例如,如果到我们的距离为 d 的一对双星在天空显示的张角为 α

$$\alpha(\text{弧度}) = D/d. \quad (1.2)$$

通常我们以角秒来量度角 α : 1 角秒($1''$)是 1 角分($1'$)的 $1/60$, 1 角分是 1 度的 $1/60$ 。长度通常以地球的平均轨道半径,即天文单位(1AU 约为 1.5 亿千米)给出。另一种单位是秒差距,定义为,当 $D=1\text{AU}$ 和 $\alpha=1''$, 则 $d=1\text{pc}=3.09 \times 10^{13}$ 千米或 3.26 光年。

我们可以用两颗恒星互相绕转的轨道来计算它们的质量。如果

这两颗恒星在天空中可以清楚分开,我们就能用(1.2)式来测定它们之间的距离。我们可以从它们谱线的多普勒频移求出恒星彼此绕转的速度,见1.2节。3.1节中的牛顿万有引力方程就给出它们的质量。从地球和其他行星的轨道求出太阳的质量是 $M_{\odot} = 2 \times 10^{30} \text{ kg}$ 或 $2 \times 10^{33} \text{ g}$ 。

恒星的质量范围比它们的光度范围小得多。最重恒星的质量约为 $100 M_{\odot}$ 。恒星是一个核聚变反应堆,比该质量大的气体球燃烧会非常猛烈以至在短期内炸掉自己。最轻的恒星约 $0.075 M_{\odot}$ 。质量更小的天体中心绝不会变得足够热,以至不能启动恒星生命的主要核反应(将氢变为氦)。

问题 1.1 证明单位质量太阳产生的能量是一个平均人(1w/kg)的万分之一。

恒星的半径很难直接测量。太阳的半径 $R_{\odot} = 6.96 \times 10^5 \text{ km}$,但是当用一台普通望远镜看来,没有一个恒星显示为一个圆盘。即使是最大的恒星张角也只有约 $0.05''$,即一角秒的二十分之一。我们能干涉仪困难地测量近星的半径;在食变双星中,通过测量轨道大小和交食时间估计两颗星的半径。最大的恒星(红巨星)的半径约比太阳大1000倍,而仍然在燃烧核燃料的最小的恒星半径约为 $0.1R_{\odot}$ 。

恒星是炽热的致密气体球,其光谱近似于温度从刚低于3000K到100000K的黑体谱,由于恒星外层(或大气)中原子和分子的吸收和发射有所改变。黑体是一种理想的辐射体或完美的吸收体。在温度为 T 时,一个半径为 R 的黑体的光度 L 由Stefan-Boltzmann方程给出:

$$L = 4\pi R^2 \sigma_{\text{SB}} T^4, \quad (1.3)$$

式中常数 $\sigma_{\text{SB}} = 5.67 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$ 。对于光度为 L ,半径为 R 的恒星,我们定义有效温度 T_{eff} 为相同半径,辐射相同总能量的黑体的温度。这个温度通常接近恒星‘表面’,即光球上气体的平均值。这是光能够逸入空间的那一层。太阳的有效温度是 $T_{\text{eff}} \approx 5780 \text{ K}$ 。

问题 1.2 用 1.3 式从光度和有效温度估计太阳半径 R_{\odot} 。证明表面引力加速度 g 比地球上约大 30 倍。

问题 1.3 猎户座红超巨星参宿四 $T_{\text{eff}} \approx 3500\text{K}$, 直径为 $0.045''$ 。假设距离 $d = 140\text{pc}$ 。证明其半径 $R \approx 700 R_{\odot}$, 光度 $L \approx 10^5 L_{\odot}$ 。

4 我们一般并不测量一颗恒星发射的全部光, 而只测量一个给定波长或频率间隔内发射的光。我们这样定义单位波长的流量 F_{λ} , 使 $F_{\lambda}(\lambda)\Delta\lambda$ 等于波长 λ 和 $\lambda + \Delta\lambda$ 之间接收到的光能。因为其大小同测量的典型精度相合, 光学天文学家一般以 19 世纪光谱学家 Anders Ånström 命名的单位来量度波长: $1\text{Å} = 10^{-8}\text{cm}$ 或 10^{-10}m 。流量 F_{λ} 的单位是 $\text{Wm}^{-2}\text{Å}^{-1}$ 或 $\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{Å}^{-1}$ 。单位频率的流量 F_{ν} 可类似定义: $F_{\nu}(\nu)\Delta\nu$ 是频率 ν 和 $\nu + \Delta\nu$ 之间接收到的能量, 所以 $F_{\lambda} = (\nu^2/c)F_{\nu}$ 。射电天文学家通常以 Janskys 作单位来测量 F_{ν} : $1\text{Jy} = 10^{-26}\text{Wm}^{-2}\text{Hz}^{-1}$ 。视亮度 F 是对所有频率或波长间隔的积分:

$$F \equiv \int_0^{\infty} F_{\nu}(\nu) d\nu = \int_0^{\infty} F_{\lambda}(\lambda) d\lambda. \quad (1.4)$$

一个黑体越热, 它的光就越蓝: 在温度 T , F_{λ} 的峰值出现在波长

$$\lambda_{\text{max}} = [2.9/T(\text{K})]\text{mm}. \quad (1.5)$$

对于太阳, 它相应为黄光, 大约在 5000Å ; 人体、地球大气和望远镜未制冷的部分, 主要是红外辐射, 在约 $10\mu\text{m}$ 处。

1.1.2 恒星光谱

图 1.1 显示了许多常见恒星种类的 F_{λ} , 按从最冷到最热的顺序排列。最热的恒星最蓝, 它们的光谱显示出高电离原子的吸收线; 冷星主要辐射的光在红和红外波长, 有中性原子或分子的吸收线。19 世纪的天文学家按中性氢 HI 的 **Balmer** 线强度对恒星进行分类, A 型星有最强的谱线, B 型星次之, 等等; 许多分类后来已经不用。19 世纪 80 年代, 哈佛的 Antonia Maury 认识到, 当分类按 OBAFGKM 的顺序排列时, 所有谱线, 而不只是氢线的强度沿着这个序列连续变化。1911~1949 年期间在哈佛大学天文台进行了首次大规模分类: 在 **HD 星表** 及其补编中包括了几乎 400000 颗恒星。我们现在知道,

Maury 的光谱序列是按表面温度降低的顺序来排列恒星的。每一型又分为若干亚型,从 0 最热,到 9 最冷:我们的太阳是一颗 G2 型星。近来,这个系统中又增加了一个 L 型,以表示红外观测者发现的非常冷的恒星。天文学家常把这个序列起始处的恒星称为“早型”,而将靠近末端的恒星称为“晚型”。

5

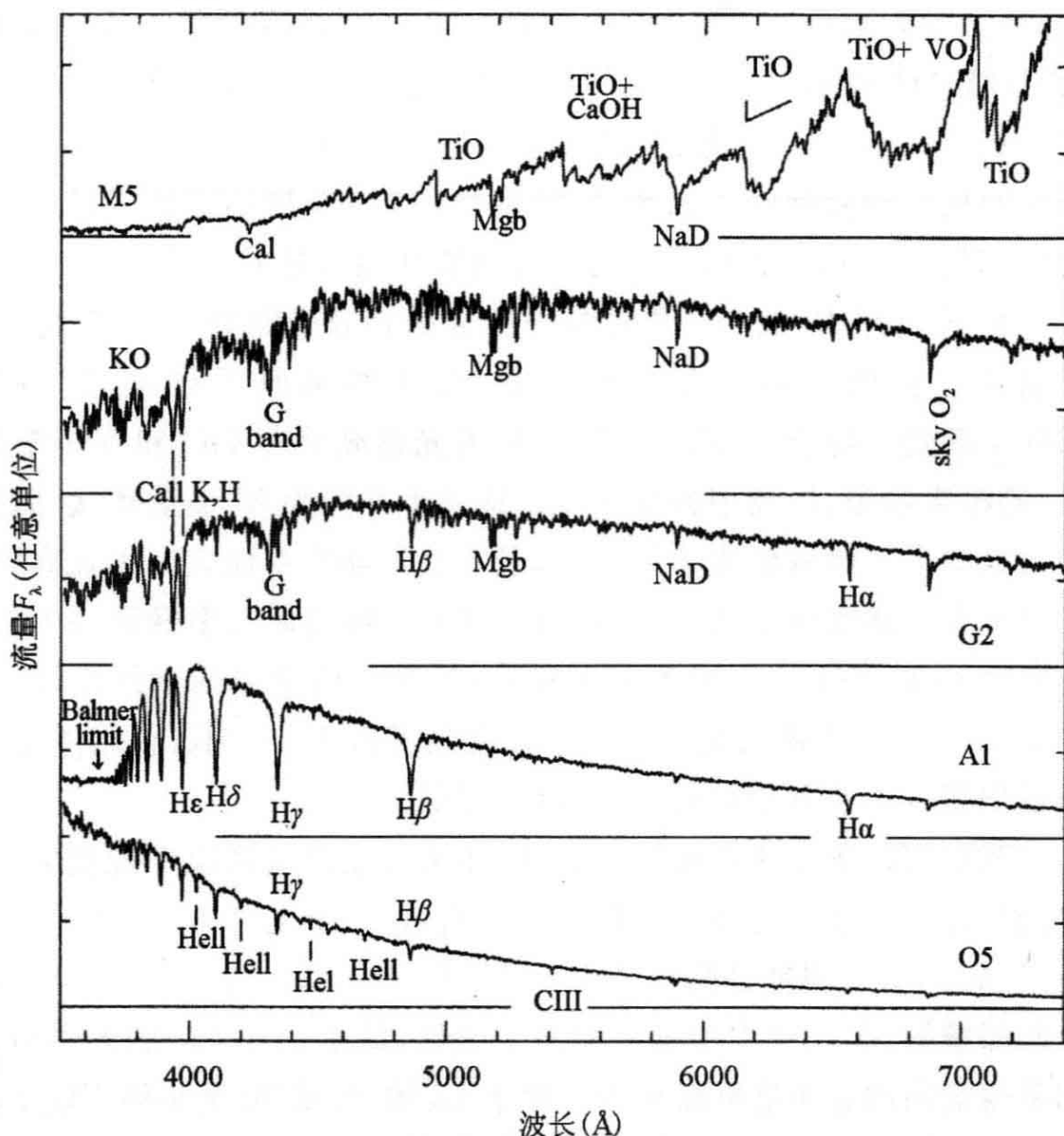


图 1.1 化学组成与太阳大致相同的主序星的光谱。按表面温度增加的顺序从上至下排列,恒星的光谱型为 M5, K0, G2, A1 和 O5—G. Jacoby et al., 光谱库

O 型星的温度超过 30000K。图 1.1 显示,最强的谱线是 HeII (一次电离氦)和 CIII(二次电离碳)的谱线;氢的 Balmer 线相对弱,因为氢几乎完全电离了。较冷的 B 型星的光谱有较强的氢线,也有

HeI(中性氦)线;温度低于 11000K 的 A 型星足够冷,使其大气中的氢差不多是中性的,它们有最强的 Balmer 线,和一次电离金属(例如钙)的谱线。注意在波长短于 3800\AA 处流量明显降低;这称为 **Balmer 跃变**。类似的 **Paschen 跃变**出现在 $3^2/2^2$ 倍波长,即约 8550\AA 处。

6 在 F 型星中,氢线比在 A 型星中弱,中性金属谱线开始出现。G 型星(如太阳)冷于约 6000K。最突出的吸收特征是一次电离钙(CaII)的“H 和 K”线以及 4300\AA 处 CH 的 G 带。这些名称是 1815 年 Joseph Fraunhofer 起的,他在太阳光谱中发现了一些强吸收线,将它们从红到蓝标以从 A 到 K 的记号。中性金属的谱线,例如中性钠(NaI)在 5890\AA 和 5896\AA 的一对谱线比在较热的恒星中强。

在 K 型星中,我们主要看到中性金属和分子例如 TiO(氧化钛)的谱线。在低于 4000\AA 的波长处,金属线吸收了许多光,造成 **4000\AA 跃变**。冷于 4000K 的 M 型星的光谱显示出 TiO 和 VO(氧化钒)的深吸收带,以及中性金属线。这并不是因为 M 型星富钛,而是因为这些分子吸收红光非常有效,且大气足够冷得使它们不致离解。L 型星表面温度低于 2500K,它们大气中的钛和钒大多凝聚为尘粒,所以 TiO 和 VO 带比 M 型星弱得多;铯等中性金属的谱线出现,而钠 D 线变得非常强而宽。T 型星表面温度低于 1400K;它们的光谱显示出很强的水和甲烷线,类似巨行星的大气。

我们可以测定这些矮星的质量,办法是在双星系统中观测它们,并同演化模型进行比较。这样的工作表明,对于主序 M5 型星, $M \approx 0.15 M_{\odot}$, 对于测量过的一个 L0-L1 型双星, $M \approx 0.08 M_{\odot}$ 。计数太阳邻域的 M、L 和 T 型矮星的数目表明,低于 $0.3 M_{\odot}$ 的天体对银河系薄盘内的总质量贡献很少。冷于 L5 的“恒星”质量小得不能支持核心的氢燃烧。它们不是真正的恒星,而是褐矮星,随着在它们自身引力作用下缓慢收缩而冷却。在头 100Myr 的时间内,一个给定的褐矮星能够从 M 冷却到 L,甚至 T 型;在其晚期生命中,温度只是缓慢降低。

星系的光谱是复合的,由不同温度恒星的光混合而成。较热的恒星贡献了大部分蓝光,在银河系这样的星系光谱蓝区观测到的谱线,通常是 A、F 或 G 型星的谱线。O 和 B 型星很少,所以对可见光

贡献不多,除非星系有新近的恒星形成暴发。在光谱红区,我们看到来自较冷的 K 型星的谱线,它们产生了该星系红光的大部分。所以一个像银河系这样的星系的光谱蓝区显示氢的 Balmer 线吸收,而在红区中存在 TiO 带。

测量谱线相对于附近波长流量的相对强度,要比在一个宽波长范围测量 $F_\lambda(\lambda)$ 容易得多。星际空间中的尘埃和地球大气的吸收和散射对恒星蓝光的影响比红光大;蓝光和红光在望远镜和摄谱仪中的传播也不同。实际上,恒星的温度往往可以通过将其光谱中观测到的吸收线深度同恒星大气模型的预言相比较来估计。这是光穿过温度和化学组成给定的恒星大气的传播方式的一种计算机计算;它已经用仔细测量过 F_λ 的恒星进行了标定。

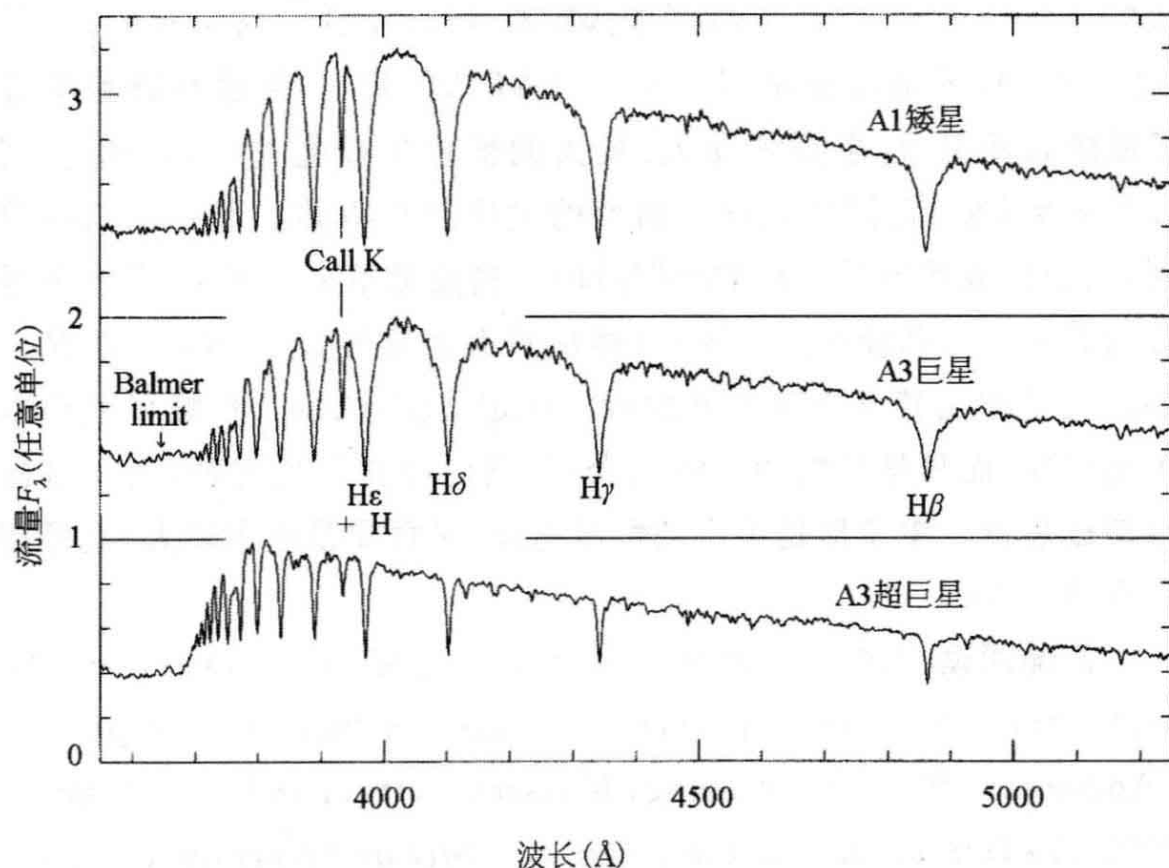


图 1.2 A1 型矮星, A3 型巨星和 A3 型超巨星的光谱: 最亮的恒星有最狭窄的谱线(G. Jacoby et al., 光谱库)

恒星光谱中的谱线也给予我们有关表面引力的信息。图 1.2 显示了 3 种恒星的光谱,全都分类为 A 型星是因为其吸收线的一般强度相似。但是 A 型矮星的 Balmer 线比在巨星和超巨星中的宽,因

为其光球中的原子更紧地挤在一起：这叫做 **Stark 效应**。如果我们用模型大气来计算一颗恒星的表面引力，而且我们也知道了它的质量，那么我们就可以求出它的半径。对于大多数恒星来说，表面引力和太阳相比差一个因子 3；这些恒星构成主序，称为**矮星**，尽管其中最热的也非常大而亮。

8 所有主序星正在将其核心的氢燃烧为氦。对于任何特定的光谱型，这些恒星具有几乎相同的质量和光度，因为它们有几乎相同的结构：最热的恒星最重，最亮，最大。主序星的半径在 $0.1R_{\odot}$ 和大约 $25R_{\odot}$ 之间，粗略地有

$$R \sim R_{\odot} \left(\frac{M}{M_{\odot}}\right)^{0.7} \quad \text{和} \quad L \sim L_{\odot} \left(\frac{M}{M_{\odot}}\right)^{\alpha}, \quad (1.6)$$

式中，对于 $M \leq M_{\odot}$ ， $\alpha \approx 5$ ，对于 $M_{\odot} \leq M \leq 10 M_{\odot}$ ， $\alpha \approx 3.9$ 。对于 $M \geq 10 M_{\odot}$ 的最重恒星， $L \sim 50L_{\odot} (M/M_{\odot})^{2.2}$ 。巨星和超巨星有较低的表面引力，也更加膨大；最大的恒星半径超过 $1000 R_{\odot}$ 。图 1.3 告诉我们，它们比同样光谱型的主序星亮得多。下面我们将看到，它们代表着恒星生命的晚期阶段。白矮星不是主序星，但有高得多的表面引力和较小的半径；白矮星只有地球般大小， $R \approx 0.01R_{\odot}$ 。如果我们根据其核聚变产能的特性来定义恒星，那么白矮星就根本不是恒星，而只是星核的灰渣或余烬；它已经耗尽核燃料，正在慢慢冷却成黑色。中子星是更小的恒星遗迹，尽管质量比太阳大，直径却只有约 20km。

延伸阅读：大学本科水平的恒星导论，参见 D. A. Ostlie and B. W. Carroll, 1996, *An Introduction to Modern Stellar Astrophysics* (Addison - Wesley, Reading, Massachusetts); and D. Prialnic, 2000, *An Introduction to the Theory of Stellar Structure and Evolution* (Cambridge University Press, UK)。

一条给定谱线的强度，取决于形成该谱线的恒星层的温度，也取决于各种元素的丰度。通过将各种谱线的强度同热气体中的计算值进行比较，Cecelia Payne - Gaposkin 在 1925 年证明，太阳和其他恒星主要由氢组成。按质量计，太阳的表面层约有 72% 的氢，26%

的氢,所有其他元素约为 2%。天文学家总称比氢重的元素为**重元素或金属**,尽管像碳、氮和氧这些元素通常不会称为金属。

有很好的理由将氢和氦同其余元素加以区别开来。这些原子是在我们今天所知的宇宙创生的大爆炸事件以后不到半小时产生的;中子和质子合成一种含四分之三的氢,四分之一的氦以及痕量锂的混合物。此后,恒星将氢燃烧形成氦,然后将氦聚变成更重的元素;见下一节。图 1.3 显示了太阳光球中最常见元素的丰度。即便是重元素中最丰富的氧,也比氢少 1000 倍。人们发现,在所有恒星中“金属”具有几乎,但不严格相同的比例。这些细微的差别能够告诉我们许多有关构成恒星的物质的历史知识;见 4.3 节。

9

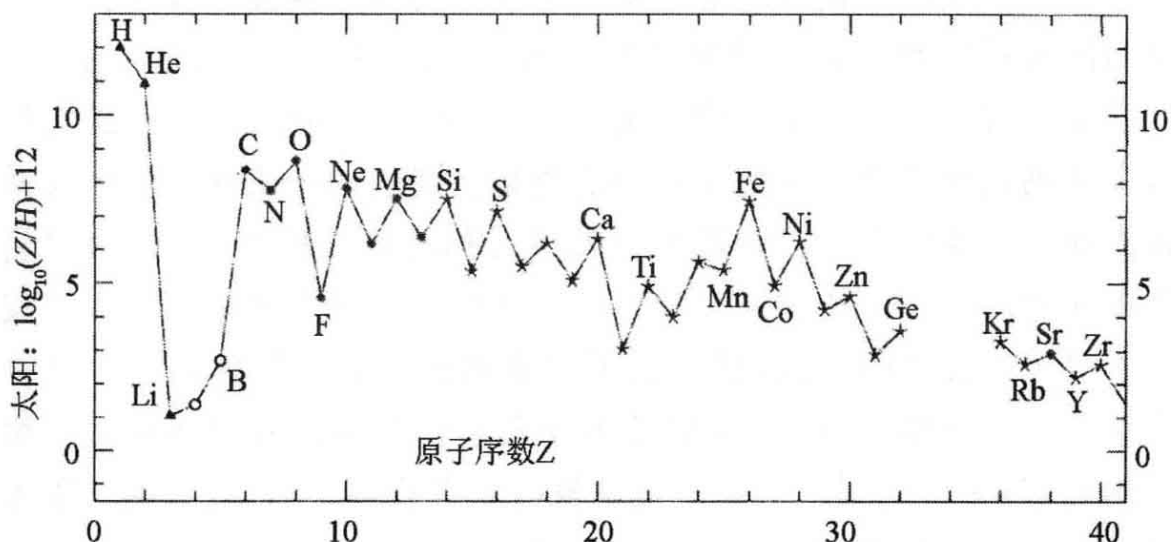


图 1.3 对于每 10^{12} 个氢原子,在太阳中发现的每种元素原子数的对数、氢,氦和锂主要起源于大爆炸,后面两个元素是较大原子破碎的产物,其余则是在恒星中“烹制”的。实心点表示的元素主要产生于宁静的燃烧;星形符表示的元素主要是在超新星爆炸性燃烧期间产生的(M. Asplund *et al.*, astro-ph/0410214)

重元素按质量的比例记作 Z : 太阳有 $Z_{\odot} \approx 0.02$,而银河系中最贫金属的恒星不足该量的万分之一。如果我们想指明一颗恒星中一种特定元素,例如氧的比例,我们通常给出它相对于太阳的丰度。我们用对数标度:

$$[A/B] \equiv \log_{10} \left\{ \frac{(N_A/N_B)_*}{(N_A/N_B)_{\odot}} \right\}, \quad (1.7)$$

式中 * 代表恒星, \odot 还是代表太阳, N 代表原子数。这样,一颗

[Fe/H] = -2 的恒星, 铁的丰度就是太阳的 1%。(请注意:[Fe/H] 通常用来表示一颗恒星相对于太阳的平均重元素丰度; 它并不总是指测量到的铁含量。)

1.1.3 恒星的生命

理解恒星如何渡过其生命的不同阶段, 是 20 世纪后半叶天体物理学的重大成就之一。20 世纪 40 年代和 50 年代核聚变过程的发现, 连同 20 世纪 60 年代和 70 年代快速电子计算机的付诸使用, 给了我们一幅恒星演化的详细图景: 从原恒星气体云直到作为白矮星而消亡, 或是在超新星爆炸中火化。

我们自信已经相当好地理解了主序星的方方面面。太阳核心中预期的核反应和地球上检测到的中微子数之间长期存在的矛盾, 最近获得了有利于恒星模型的解决: 中微子按预期的数目产生, 但有许多在来到地球的途中改变了它们的类型。我们的理论在过程的开端处失效——我们不知道如何预言气体云何时形成恒星, 或是恒星将有多大的质量——特别是对于 $M \geq 8 M_{\odot}$ 的大质量恒星, 和紧密束缚于双星系统中的恒星, 我们也不知道如何预言它们的结局。这些尚存的知识缺陷意味着, 我们还不知道是什么决定着星系形成其恒星的速率; 由每类恒星产生的重于氦的元素有多少; 以及这些元素如何回到星际气体中, 被纳入未来世代的恒星。

一颗恒星的质量几乎完全决定了它的结构和最终命运; 化学组成所起的作用较小。恒星是在气体云变得足够致密开始在其自引力作用下收缩时诞生的。压缩加热气体, 使其压强升高以支持外层的重量。但暖气体接着将能量辐射掉, 减小压强让云进一步收缩。在这个原恒星阶段, 引力能的释放平衡了辐射损失。作为原恒星的太阳一直比今天冷, 但要亮好几倍。这个阶段很短: 对于太阳只持续 50 Myr, 它将在主序上燃烧 10 Gyr。所以原恒星对星系的光没有多大贡献。

在整个原恒星阶段中心温度一直上升; 当它到达约 10^7 K 时, 恒星就热到足以通过热核聚变将氢“燃烧”成氦。当 4 个氢原子聚变成一个氦原子时, 按照 Einstein 的公式 $E = Mc^2$, 其质量的 0.7% 将作为能量释放出来。恒星核心中的核反应现在提供了足够的能量来保

持中心的压强,并让收缩停止。恒星现在完全稳定下来:开始了它的主序生命。表 1.1 给出了零龄主序上不同质量恒星的光度和有效温度,这些数值是假设化学组成与太阳相同,从内部结构模型计算出来的。图 1.4 上的每一条实线轨迹显示这些量如何随恒星的一生改变。这样的图通常称为 **Hertzsprung—Russell** 图,起名源于 Ejnar Hertzsprung 和 Henry Norris Russell,他们在 1910 年前后认识到,如果用恒星的光度和光谱型(或颜色,或温度)作图,则大多数恒星将落在一条对角线,即主序上。温度在水平轴上向左增加,相应的光谱型顺序为 OBAFGKM。随着恒星将氢燃烧成氦,其组成粒子的平均质量慢慢增加,核心必须变得更热以支持更密的恒星抵抗塌缩。核反应在更高的温度下进行得更快,恒星也变得更亮。太阳的年龄现在约 4.5Gyr,它的光度比它最初到达主序时差不多要高 50%。

11

表 1.1 具有太阳丰度的恒星模型(来自图 1.4)

质量 (M_{\odot})	L_{ZAMS} (L_{\odot})	T_{eff} (K)	光谱型	τ_{MS} (Myr)	τ_{red} (Myr)	$\int(Ldt)_{\text{MS}}$ (Gyr $\times L_{\odot}$)	$\int(Ldt)_{\text{pMS}}$ (Gyr $\times L_{\odot}$)
0.8	0.24	4860	K2	25000		10	
1.0	0.69	5640	G5	9800	3200	10.8	24
1.25	2.1	6430		3900	1650	11.7	38
1.5	4.7	7110	F3	2700	900	16.2	13
2	16	9080	A2	1100	320	22.0	18
3	81	12250	B7	350	86	38.5	19
5	550	17180	B4	94	14	75.2	23
9	4100	25150		26	1.7	169	40
15	20000	31050		12	1.1	360	67
25	79000	37930		6.4	0.64	768	145
40	240000	43650	O5	4.3	0.47	1500	112
60	530000	48190		3.4	0.43	2550	9
85	1000000	50700		2.8		3900	
120	1800000	53330		2.6		5200	

注: L 和 T_{eff} 是对于零龄主序的值;光谱型来自表 1.3; τ_{MS} 是主序寿命; τ_{red} 是作为红巨星后所花的时间 ($T_{\text{eff}} \leq 6000\text{K}$); 积分给出在主序(MS)和更晚阶段(pMS)的能量输出。

问题 1.4 太阳每秒必须将多少质量的氢聚变为氦才能支持我们观测到的光度？如果它把所有初始的氢都聚变为氦，它能以这样的速率燃烧多久？因为它只能燃烧核心中的氢，而且在逐渐变亮，它将只能在主序上停留十分之一那么长。

问题 1.5 用 1.3 式和表 1.1 中的数据证明，当太阳到达主序时，其半径约为 $0.87R_{\odot}$ 。

一颗恒星可以在主序上持续到热核燃烧耗尽其核心中约占总质量 10% 的氢。表 1.1 列出了每种质量的恒星在那里花费的时间 τ_{MS} ，这是恒星寿命的大部分。所以，在任何给定时刻，一个星系中的大多数恒星将在主序上。对于 1.6 式中的平均值 $\alpha \approx 3.5$ ，我们有

$$\tau_{MS} = \tau_{MS,\odot} \frac{M/L}{M_{\odot}/L_{\odot}} \sim 10\text{Gyr} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^{-2.5} = 10\text{Gyr} \left(\frac{L}{L_{\odot}} \right)^{-5/7}. \quad (1.8)$$

12 一个较好的近似是

$$\log(\tau_{MS}/1\text{Gyr}) = 1.015 - 3.49\log(M/M_{\odot}) + 0.83[\log(M/M_{\odot})]^2. \quad (1.9)$$

最大质量的恒星将在太阳之前很久燃尽。当 1 亿年前恐龙在地球上行走时燃烧的 O 型星中，没有一个今天还在发光，而所有我们现在看到的，将在太阳绕银河系再走一圈之前烧掉。但是，我们在图 1.4 中没有包括任何 $M < 0.8 M_{\odot}$ 的恒星，因为在大爆炸后过去的约 14 Gyr，它们都没有离开主序。星系中恒星质量的大部分都锁定在这些暗弱的长寿恒星里。

13 减小恒星中重元素的比例会使它更亮更蓝；见图 1.5。“金属”是不透明度的来源，它们阻止光子携带能量从核心穿过内部和大气向外逃逸。如果金属丰度低，光运动到表面就比较容易；结果，贫金属星就较紧凑，这意味着它将更致密。所以它的核心一定更炽热，并产生更多的能量。于是恒星就会更快用完它的核燃料。

在恒星中光子携带其能量向表面运送的区域，原子之间的碰撞不能将核燃烧的“灰烬”同外面新鲜的物质混合。开始作为均匀气体

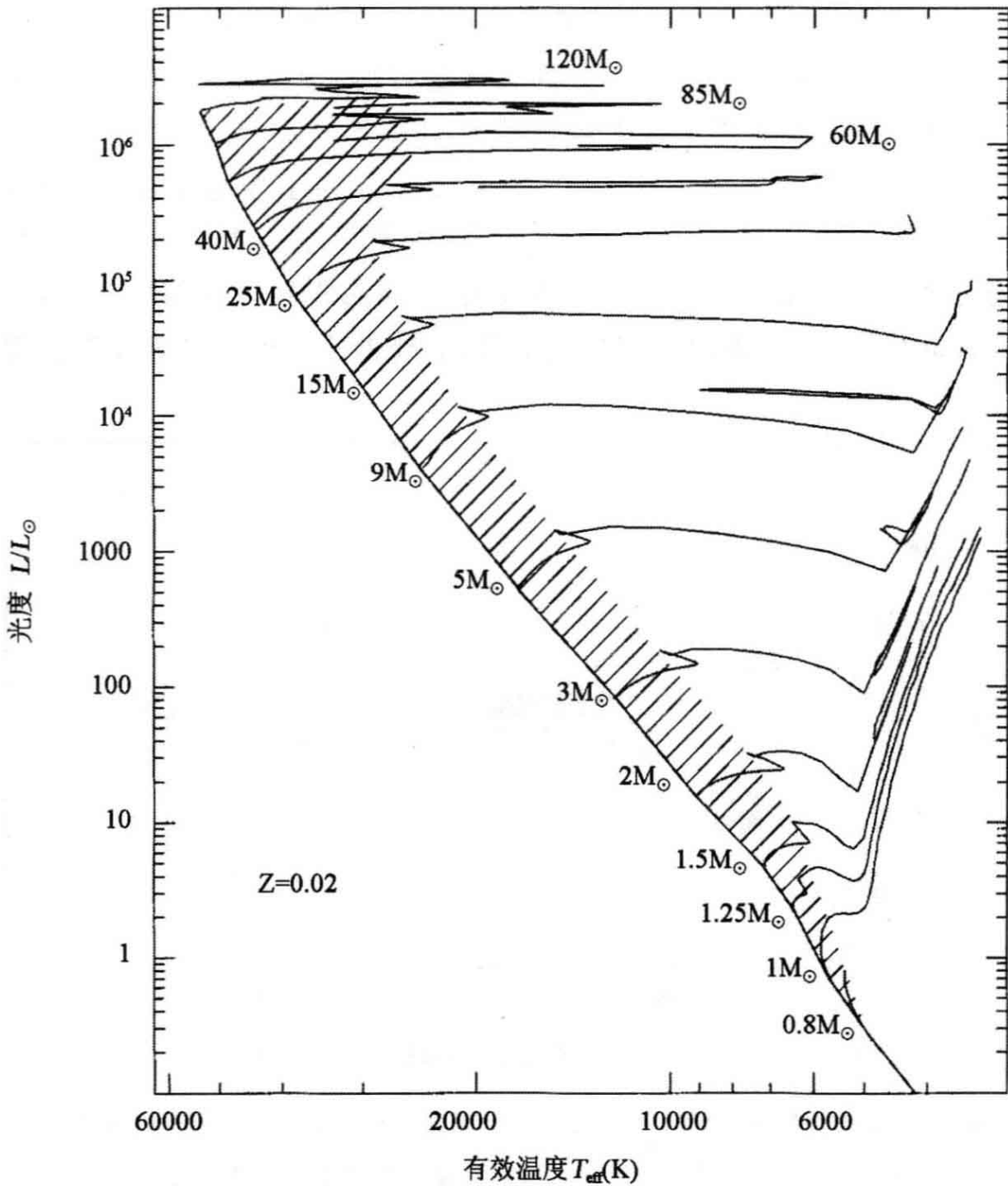


图 1.4 具有太阳丰度的恒星在主序及其以后生命期的光度和有效温度：影线区表示恒星在核心燃烧氢处。对于 $0.8 M_{\odot}$ 的恒星只显示了主序演化程(日内瓦天文台演化程)

球的恒星,发展成为不同化学组成的多层球。对流能够搅动恒星内部,将各层混合起来。我们的图和表是对没有绕轴快速自转的恒星计算出来的。快速旋转有助于混合,被带到星核中的新鲜氢将延长其主序寿命。

14

在主序生命的终点,恒星将离开图 1.4 中的阴影区。在那一点之后,恒星的生命是复杂的,且同其质量有很大的依赖关系。所有低于 $0.6 M_{\odot}$ 的恒星在主序上停留的时间非常长,以至没有一个在宇宙的历史中离开。在 $0.6 M_{\odot} \leq M \leq 2 M_{\odot}$ 的小质量恒星中,耗尽了氢的核心通过收缩释放能量;它变得更致密,而恒星外层则比原先的尺度扩大了 100 倍。恒星现在以更大的面积辐射能量,所以 1.3 式告诉我们,它的表面温度必须下降;它变得冷而红。这就是亚巨星阶段。

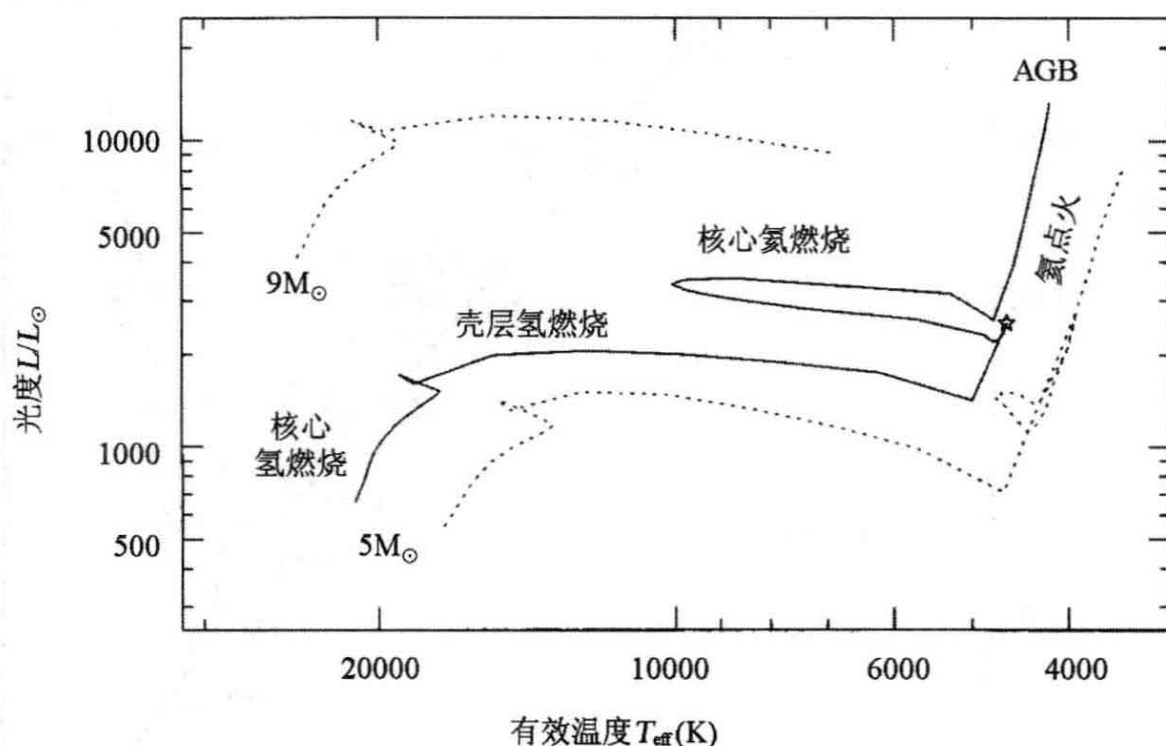


图 1.5 具有太阳丰度的 $5 M_{\odot}$ 和 $9 M_{\odot}$ 恒星(点线),以及 $Z=0.001 \approx Z_{\odot}/20$ 的 $5 M_{\odot}$ 贫金属星(实线)演化程。贫金属星在核心氦燃烧时期画了一个“蓝圈”;它总是比具有太阳金属丰度的同质量恒星更亮更蓝(日内瓦天文台演化程)

当核外温度升得足够高时,周围壳层中的氢开始燃烧:这个恒星就变成一颗红巨星。氦“灰”沉积到核心,使之进一步收缩并升高其温度。该壳层则烧得更热,导致更多能量的产生,恒星逐渐变得更亮。在这个阶段, $M \leq 2 M_{\odot}$ 的恒星的轨迹在图 1.4 的右边挤在一起,形成红巨星支。 $M \leq 1.5 M_{\odot}$ 的恒星作为红巨星及更晚的阶段释放了其能量的大部分;见表 1.1。同主序星相反,红巨星的光度和

颜色同其质量的关系不大；所以不同年龄恒星系统的巨星支可以非常相似。正如在主序上一样，低金属丰度的恒星要蓝一些和亮一些。

随着收缩的进行，红巨星的核将变得足够致密，使不同原子的电子产生很强的相互作用。核变成简并的；其性状开始像固体或液体，而不像气体。当温度上升到 10^8K 时，氦点火，燃烧成碳，释放出加热核心的能量。在气体中，膨胀会降低核反应的速率以产生稳定的能流。但是，简并的核不能膨胀；而是像固体或液体那样，其密度很难改变，所以燃烧是爆炸性的，就像地球上的失控核反应堆那样。这就是氦闪，它发生在图 1.4 中红巨星支的顶部。在约 100 秒的时间内，星核加热到足以变回气体，然后继续膨胀。

在红巨星支上，恒星的光度由其氦核的质量决定。对于质量低于 $\sim 2 M_{\odot}$ 的恒星，当氦闪发生时核心质量几乎相同；所以这些恒星在红巨星支的顶部应当达到相同的光度。在任何年龄大于 2 至 3 Gyr 的星族中，超过 $2 M_{\odot}$ 的恒星已经完成了它们的生命；如果金属丰度低于 $\sim 0.5 Z_{\odot}$ ，红巨星具有几乎相同的颜色。所以红巨星支顶部的视亮度能够用来求出近星系的距离。

现在氦在核心稳定地燃烧，氢在周围的壳层燃烧。在图 1.4 中我们看到， M_{\odot} 至 $2 M_{\odot}$ 的恒星在这一阶段始终冷而红；它们是红团簇星。在显示太阳附近恒星的光度和颜色的图 2.2 中，我们看到恒星在红团簇的集中。蓝水平分支恒星处于相同的燃烧阶段。其中，几乎没有物质留在恒星的外包层，所以外面的气体对于从炽热中心逃逸的辐射相当透明。比红团簇质量较小或重元素较贫的恒星将变为水平分支恒星。

氦燃烧提供的能量比氢燃烧少。我们从表 1.1 看到，这一阶段延续的时间不超过恒星主序寿命的 30%。一旦核心的氦用尽，它一定再度收缩，外包层则再次胀大。恒星来到了渐近巨星支 (AGB)；它现在燃烧壳层中的氦和氢，比红巨星阶段时更亮更冷。这就是我们能在图 1.4 中追溯恒星演化最远之处了。

在 AGB 阶段，壳层受到快速燃烧的脉动冲击，外层束缚不紧的气体作为超星风失去，最后，炽热的裸核作为白矮星暴露出来：其紫

外辐射将抛出的气体电离,成为行星状星云。太阳附近的白矮星质量约 $0.6 M_{\odot}$,这意味着恒星原有物质至少失去了一半。白矮星核不能进一步燃烧,它将逐渐冷却。

从 $2 M_{\odot}$ 至 $6 M_{\odot}$ 或 $8 M_{\odot}$ 的中等质量恒星,直到核心的氦点燃那一刻,遵循着几乎相同的历史。因为在给定温度下它们的中心密度较低,在氦核开始燃烧前不会变为简并态。这些恒星也会变红,但图 1.4 表明,它们要比红巨星亮;它们的演化程处于较小质量恒星演化程聚集处之上方。一旦氦燃烧开始,恒星就变得较蓝;其中有些会变为造父变星,即以 1 至 50 天周期脉动的 F 和 G 型超巨星。造父变星对天文学家非常有用,因为脉动周期显示出恒星的光度:质量最大的恒星(它们也最亮),具有最长的周期。所以,我们一旦测定了周期和视亮度,就可以用 1.1 式求出恒星的距离。造父变星足够亮得远在银河系以外看到。20 世纪 20 年代,天文学家用它们证明了银河系以外存在着其他的星系。

一旦核心的氦燃尽,这些恒星将再度变红;它们是渐近巨星支的恒星,在壳中燃烧氢和氦。迅速的燃烧脉动从内部深处挖掘气体,将新形成的元素(如碳)的原子和通过 s-过程(慢中子俘获)在恒星中进一步“烹制”的更重的原子带到表面。例如在某些 AGB 星的大气中,显示有痕量的短寿命放射性元素钍。超星风将污染了的表面气体推入星际环境;这些 AGB 星是银河系中元素碳和氮的主要来源。

当中等质量恒星的外层流出,随后被热的中央核电离时,产生了壮观的行星状星云。然后核心冷却变为白矮星。这个质量范围低端的恒星留下的核心主要是碳和氧;质量稍大恒星的遗迹是氧、氦和镁的混合物。我们知道,白矮星的质量不能超过 $1.4 M_{\odot}$;所以这些恒星把它们的大部分物质返回到了星际气体中。

在 $M \geq 8 M_{\odot}$ 的大质量恒星中,作为氦燃烧灰烬留下的碳、氧和其他元素将依次点火。参宿四现在是一颗在核心燃烧氦的红超巨星。它可能是在 $10 \sim 20 \text{ Myr}$ 前开始其主序生命,质量在 $12 M_{\odot} \sim 17 M_{\odot}$ 之间。它将开始燃烧较重的元素,再过不到 2 Myr ,最后作为超新星而爆炸。在主序阶段之后,像参宿四这样的大质量恒星大部

分时间将是蓝或黄超巨星；天津四，即天鹅座中最亮的恒星，是一颗黄超巨星。氦在一颗 $25 M_{\odot}$ 的恒星核心中燃烧时，它是一颗蓝超巨星，只比在主序上时稍冷一点。一旦核心的氦耗尽，它就会变为红超巨星；但在最后的大火之前，质量损失将再次将它变为蓝超巨星。

$M \geq 40 M_{\odot}$ 的恒星晚期生命仍不确定，因为它们依赖于有多少质量通过强烈的星风而损失，以及尚未了解的早期对流混合的细节。 $M \geq 50 M_{\odot}$ 的恒星可以非常快地损失质量，以至永远不会变为红超巨星，但是会裸露出核燃烧的核心，作为蓝 **Wolf-Rayet** 星得见。它们是非常炽热的恒星，具有来自快速星风的氦、碳、氮的特征强线；星风含氢很少，因为恒星外层早被吹去。**Wolf-Rayet** 星寿命不到 10 Myr，所以只能在新近形成恒星的区域看到它们。

一旦核心中的氦燃烧结束，大质量恒星的寿命也就行将完结了。碳核安静地燃烧成氮、镁和更重的元素；但这过程是快速的，释放能量很少；大部分能量由中微子带出，这些弱作用粒子很容易穿过恒星外层逃逸。以 $10 M_{\odot} \leq M \leq 40 M_{\odot}$ 的质量开始其主序生命的恒星将把其核心燃烧成铁。这样的核心不再有能源。铁是所有原子核中束缚得最紧的，要把它合成更重的元素需要能量。这样的核心会塌缩，中子被挤得更紧而变为简并态。以十分之一光速下落的恒星外层从这个突然变得刚性的核心反弹，以耀眼的 **II 型超新星** 的形式抛出。在大麦云中爆发的超新星 1987A 就是这种类型，其特征是光谱中有很强的氢线。含有铁等较重元素的星核，或者作为中子星留下来，或者塌缩为黑洞。逃逸的气体富含氧、镁和其他中等原子量的元素。

初始质量在 $8 M_{\odot}$ 和 $10 M_{\odot}$ 之间的恒星也以 **II 型超新星** 结束其生命，但过程稍有不同；核心在烧成铁之前就可能塌缩。爆发之后，可能留下一颗中子星，或者像以下描述的 **Ia 型超新星** 那样，恒星可以将自己完全吹散。**Wolf-Rayet** 星也会变为超新星。因为它的氢已经失去，光谱中没有氢线，被分类为 **Ic 型**。这些超新星可能产生我们将在 9.2 节讨论的高能 γ 暴。我们在 2.1 节将看到，大质量恒

产者。它们晚期生命的详细研究能够告诉我们,每种元素有多少通过星风或超新星爆发回到了星际气体,有多少被锁定在了遗迹中子星或黑洞中。在 4.3 节我们将讨论各种元素的丰度怎样可以告诉我们银河系和其他星系的历史。

延伸阅读:参见 Ostile and Carroll 和 Prialnik 的书。关于主序以后的恒星生命,见研究生水平的著作:D. Arnett, 1996, *Supernovae and Nucleosynthesis* (Princeton University Press, Princeton, New Jersey)。

1.1.4 双星

大多数恒星不是孤立出现的;它们处于**双星或聚星系统**中。除非进行仔细测量,容易把双星看作单个天体,天文学家常说,“每 3 个恒星就有两个在双星里”。多数双星相距较远,两颗恒星像单星那样演化。这些系统给我们造成麻烦,只是因为即使在近邻星系中,我们通常也不能分别看到两颗星。当我们观测它们时,我们得到的是两者的混合,于是认为只有一颗。

在密近双星系统中,一颗星可以从另一颗移走物质。从红巨星或 AGB 星中特别容易“偷走”气体,因为这些恒星的引力拉不住膨胀的外层。于是我们就能看到一些引人注目的效应。例如,如果两个恒星之一变成了白矮星,来自伴星的富氢气体流到它的表面,聚集起来直到它变得足够致密,以一种突然闪亮的方式爆炸性地燃烧成氮,这就是我们看到的**经典新星**。如果更致密的恒星变成了中子星或黑洞,落到其表面的气体会被加热到发射 X 射线的温度。

双星中的白矮星也可以作为 **Ia 型超新星** 爆发。这样的超新星光谱中缺乏氢线;它们是碳和氧爆炸性燃烧的结果。如果白矮星从其双星伴星取得足够的物质,其质量可以增加至约 $1.4 M_{\odot}$ 的 **Chandrasekhar 极限** 以上。白矮星不能比这更重;如果它获得更多的质量,就必然会像多数大质量恒星的铁核那样塌缩。但与铁核不同,白矮星仍然有核燃料:它的碳和氧燃烧成更重的元素,释放出的能量将它炸散。没有遗迹留下:铁和其他元素散落入星际空间。我们现在在地球和太阳中发现的大多数铁就是在这种超新星中产生的。尽

管密近双星相当稀少,它们却给其寄主星系的生命造成了显著的差别。

一颗 Ia 型超新星可以同整个星系一样亮,其光度为 $2 \times 10^9 L_{\odot} \leq L \leq 2 \times 10^{10} L_{\odot}$ 。超新星越亮,光变暗所花的时间越长。所以,如果我们在爆发后监视其视亮度几周,我们就可以估计其真光度,然后用式(1.1)求出其距离。近来,已经在距离超过 10^{10} 光年的星系中观测到 Ia 型超新星;它们已被用来探测遥远宇宙的结构。

1.1.5 恒星测光:星等系统

光学天文学家以及在近紫外和红外区工作的人,常常将一颗恒星的视亮度表示为视星等。原来,它是用肉眼测量一颗恒星同 A0 型星 α Lyrae(织女星)相比看起来暗多少。天上最亮的恒星是 1 等星,次亮的是 2 等星,如此等等:较亮的恒星具有数值较小的星等。两颗测得流量为 F_1 和 F_2 的恒星,视星等 m_1 和 m_2 之间关系为

$$m_1 - m_2 = -2.5 \log_{10}(F_1/F_2). \quad (1.10)$$

所以,如果 $m_2 = m_1 + 1$,星 1 就要比星 2 约亮 2.5 倍。星等标度接近自然对数标度:0.1 等的变化相应于亮度约差 10%。

问题 1.6 证明,如果两颗光度相同的恒星组成密近双星对,一起测量的双星对的视星等比每颗星单独测量时约亮 0.75 等。

我们曾经不经意地提到“测量恒星的光谱”。但事实上,这是几乎不可能的。在短于 912\AA 的远紫外波长,即使我们和恒星之间的少量氢气也会吸收掉它的大部分光。地球大气截断了波长低于 3000\AA ,或长于几微米的光。除了人类造成的光污染,夜天本身也发光。图 1.6 显示, 4000\AA 至 5500\AA 天空相当暗;在较长的波长,来自地球大气原子和分子的辐射干扰增加。拍摄暗星高分辨光谱也很花费望远镜时间。由于所有这些原因,我们通常代之以测定在各种宽波长区接收到的光量。因此,我们的星等和视亮度通常也是针对特定的光谱区域。

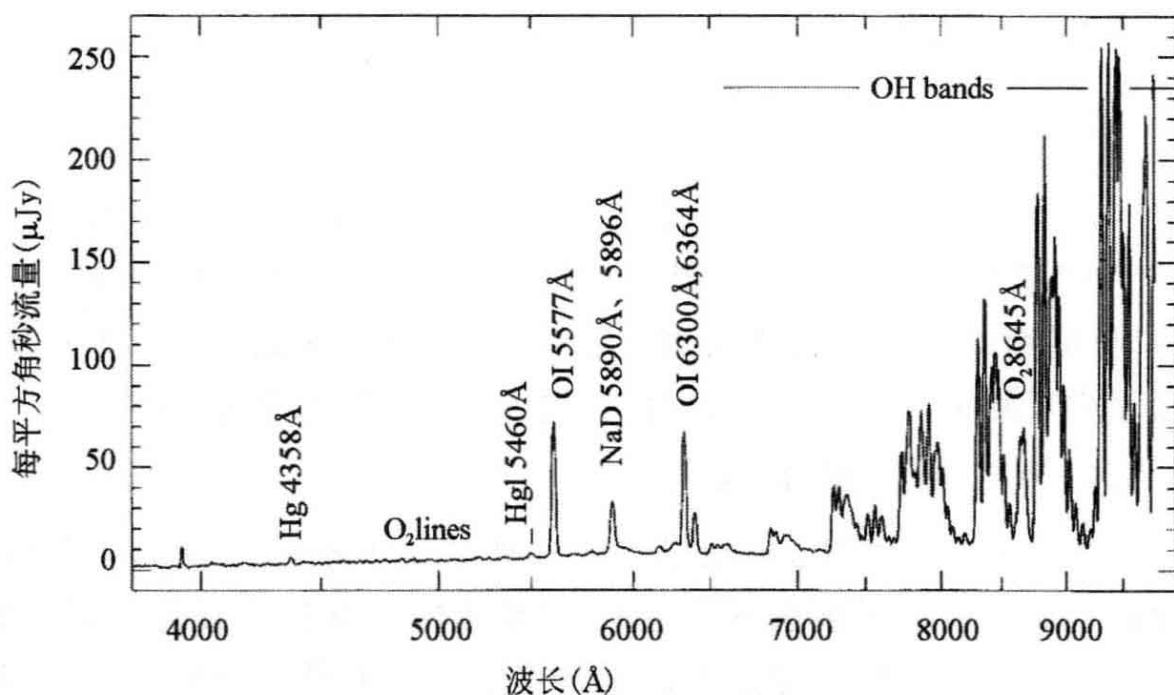


图 1.6 加那利群岛拉帕尔马的可见区天空发射(C. Benn)

19 我们定义标准滤光片带通, 每一个由它在波长 λ 透过的光的分数 $0 \leq T(\lambda) \leq 1$ 确定。若所有星光都透过滤光片, 则 $T = 1$, 而 $T = 0$ 意味着在这个波长没有光透过。由滤光片 T_{BP} 描述的恒星在带通中的视亮度就是

$$F_{BP} \equiv \int_0^{\infty} T_{BP}(\lambda) F_{\lambda}(\lambda) d\lambda \approx F_{\lambda}(\lambda_{eff}) \Delta\lambda, \quad (1.11)$$

式中, 有效波长 λ_{eff} 和宽度 $\Delta\lambda$ 在表 1.2 中给定。图 1.7 下部显示了一组用于光谱的光学和近红外部分的标准带通。R 和 I 波段是在“Cousins”系统中: “Johnson”系统包括了同名波段, 但波长不同, 小心不要混淆! 在可见区, 这些波段原来是由特定玻璃滤光片的透过率, 和照相底片或光电倍增管的灵敏度定义的。

图 1.7 上部的曲线给出了地球大气的透过率。天文学家指大约 $3400 \text{ \AA} \sim 8000 \text{ \AA}$ 的相当透明的波段为可见光。在这个区域的红端, 我们遇到了水和大气分子(如氧)的吸收带。在 9000 \AA 和 $20 \mu\text{m}$ 之间, 透过率窗口改变到几乎完全不透光的区域。对于 $\lambda \geq 20 \mu\text{m}$ 直到几毫米, 大气不只是不透明; 图 1.15 显示, 它有相当亮的发射。标准红外带通已置于相对透明的区域。K' 带通非常类似于 K, 但它变得

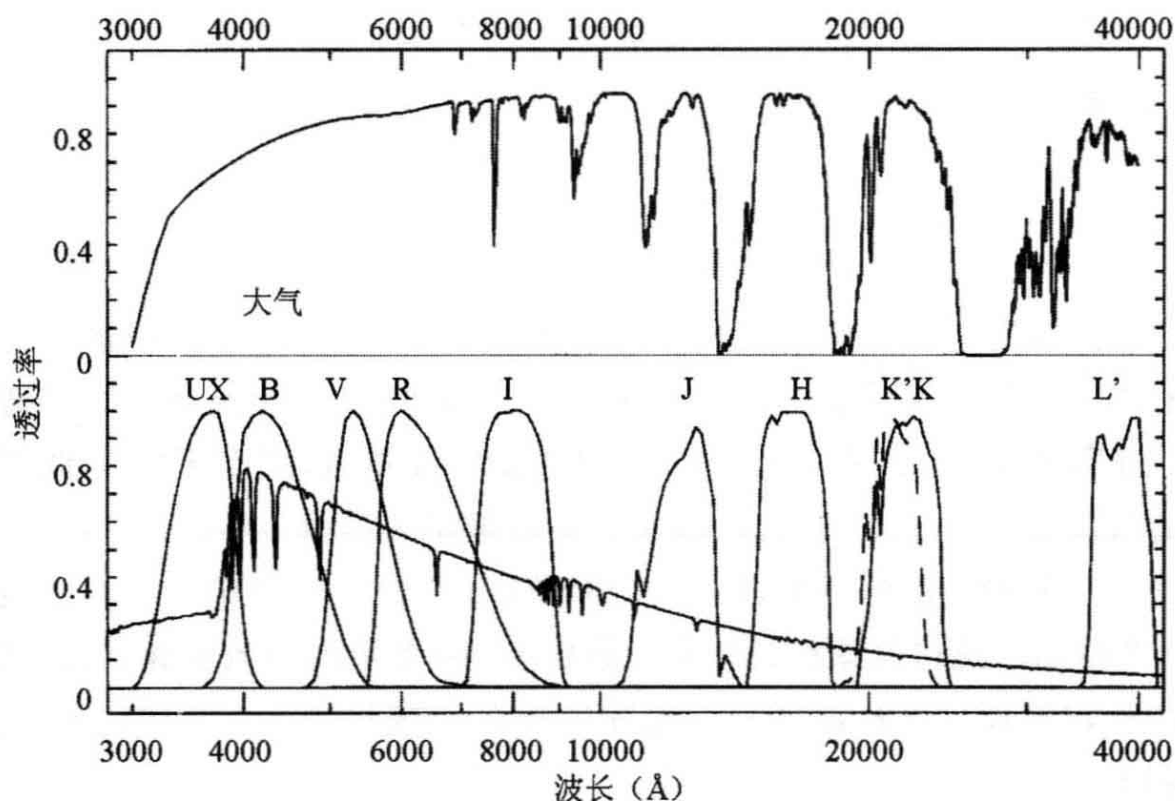


图 1.7 上部为光学和近红外波段的大气透过率。下部为模板 A0 型星的流量 F_{λ} 。 $T(\lambda)$ 是标准滤光片透过率曲线(取自 Bessell, 1990, PASP 102, 1181)。UX 是 U 滤光片的一个变种, 考虑了大气吸收。对于 JHK'KL', $T(\lambda)$ 描述了穿过大气接着再穿过滤光片的透过率

流行, 是因为它截断了 K 波段长波端的光, 大气分子和望远镜温暖部分在那里辐射很强。在这些标准波段测得的星等一般要加以改正, 以去除地球大气的变暗效应; 它们针对的是我们应当从空间观测的恒星。

20

图 1.7 下部也显示了一个模板 A0 型星的光谱。Balmer 跳跃刚好出现在 B 波段蓝沿, 所以 U 和 B 星等之间的差指示了它的强度; 我们可以用它来测定恒星的温度。因为大气透明度在 U 带通的短波和长波端之间改变很大, 对它的改正与恒星的流量 $F_{\lambda}(\lambda)$ 横跨这个带通如何变化有关。所以 U 波段流量难于测定, 通常用其他较窄的滤光片来代替。R 波段包括了 Balmer H_{α} 线。在有很多热星的地方, 它们使周围的气体电离, H_{α} 辐射对 R 波段的光度可以有很大贡献。

在同一带通测量的两颗恒星的视星等借助透过率 $\mathcal{T}_{BP}(\lambda)$ 由下式相关联:

$$m_{1, BP} - m_{2, BP} = -2.5 \log_{10} \left\{ \frac{\int_0^{\infty} \mathcal{T}_{BP}(\lambda) F_{1,\lambda}(\lambda) d\lambda}{\int_0^{\infty} \mathcal{T}_{BP}(\lambda) F_{2,\lambda}(\lambda) d\lambda} \right\}. \quad (1.12)$$

21 这些“带内”星等通常用下标表示: m_B 是图 1.7 的 B 带通的视星等, m_R 是 R 带通的视星等。原来, 织女星定义为在所有光学带通视星等都为 0。现在, 一组 A0 型星用来定义零点, 织女星在 V 波段的视星等为 0.03。天上看起来最亮的恒星天狼星 $m_V \approx -1.45$; 已测量过的最暗的恒星接近 $m_V = 28$, 所以, 它们大约要暗 10^{12} 倍。表 1.2 给出了透过这些滤光片看一颗标准 A0 型星的有效波长(透过光的平均波长), 以及在每个滤光片中相应于视星等 $m=0$ 的流量 F_λ 和 F_ν 。

在紫外波长, 没有准确测量的标准星组来定义星等系统, 所以发展了“基于流量”的星等来代替。在由 \mathcal{T}_{BP} 指定的带通中, 一颗流量为 $F_\lambda(\lambda)$ 的恒星的视星等 m_{BP} 是:

$$m_{BP} = -2.5 \log_{10} \left(\frac{\langle F_{BP} \rangle}{\langle F_{V,0} \rangle} \right), \text{ 这里 } \langle F_{BP} \rangle \equiv \frac{\int \mathcal{T}_{BP}(\lambda) F_\lambda(\lambda) d\lambda}{\int \mathcal{T}_{BP}(\lambda) d\lambda}. \quad (1.13)$$

22 式中 $\langle F_{V,0} \rangle \approx 3.63 \times 10^{-9} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ \AA}^{-1}$, 是一颗 $m_V=0$ 的恒星在整个 V 波段 F_λ 的平均值。等效地, 当 $\langle F_{BP} \rangle$ 以 $\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ \AA}^{-1}$ 为单位测量时, 我们有:

$$m_{BP} = -2.5 \log_{10} \langle F_{BP} \rangle - 21.1; \quad (1.14)$$

表 1.2 的零点 ZP_λ 对所有“基于流量”的星等都等于零。除 V 波段外, 这个标度的星等与传统的系统并不重合, 对于一颗标准的 A0 型星, 我们不再有 $m_{BP}=0$ 。斯隆数字巡天用一台特别建造的 2.5 米望远镜来测量四分之一天空中 1 亿个恒星和星系的亮度, 并拍摄了其中 100 万个天体的光谱。表 1.3 给出了该巡天使用的“基于流量”的星等相应的滤光片。

表 1.2 图 1.7 的带通中 $m=0$ 的标准 A0 星的流量

	UX	B	V	R	I	J	H	K	L'
λ_{eff}	3660	4360	5450	6410	7980	1.22	1.63	2.19	3.80
	Å	Å	Å	Å	Å	μm	μm	μm	μm
F_{λ}	4150	6360	3630	2190	1130	314	114	39.6	4.85
F_{ν}	1780	4050	3635	3080	2420	1585	1020	640	236
零点 ZP_{λ}	-0.15	-0.61	0.0	0.55	1.27	2.66	3.76	4.91	7.18
零点 ZP_{ν}	0.78	-0.12	0.0	0.18	0.44	0.90	1.38	1.89	2.97

注:带通 UX 定义于图 1.7;数据取自 Bessell *et al.*, 1988 *AAp* 333,231 and M. McCall. 对每个滤光片,有效波长 $\lambda_{\text{eff}} \equiv \int \lambda T_{\text{BP}} F_{\lambda}(\lambda) / \int T_{\text{BP}} F_{\lambda}(\lambda) d\lambda$, 而有效宽度 $\Delta\lambda = \int T_{\text{BP}} d\lambda$.

F_{ν} 单位为 janskys, F_{λ} 单位为 $10^{-12} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ \AA}^{-1}$ 或 $10^{-11} \text{ Wm}^{-2} \mu\text{m}^{-1}$ 。

用这些单位时,零点 $ZP: m = -2.5 \log_{10} F_{\lambda} + 8.90 - ZP_{\lambda}$ 或 $m = -2.5 \log_{10} F_{\nu} + 8.90 - ZP_{\nu}$ 。

表 1.3 斯隆数字巡天使用的测光带通

带通	u	g	r	i	z
平均(λ)	3551Å	4686Å	6165Å	7481Å	8931Å
宽度 $\Delta\lambda$	580Å	1260Å	1150Å	1240Å	995Å
太阳的星等: M_{\odot}	6.55	5.12	4.68	4.57	4.60

$\langle\lambda\rangle$ 是平均波长;对于天顶距为 ZA 的点状天体, $\Delta\lambda$ 全宽是半极大透过率,这里 $1/\cos(ZA) = 1.3$ (1.3 大气质量); M_{\odot} 是每波段中“基于流量”的太阳绝对星等;第 4 批释放数据。

非天文学家常常问,为什么要用这些颇为不便的星等系统;为什么不直接以 W m^{-2} 给出视亮度? 回答是,在天文学中,我们的相对测量往往比绝对测量精确得多。两颗恒星的相对亮度是通过同一台望远镜,用同一探测设备观测的,可以准确到 1%。太阳的总(热)光度测定得很好,但其他恒星的视亮度同实验室标准比较不能准确到 3%。一个主要问题是地球大气的吸收,星光必须通过它才能到达我们的望远镜。表 1.2 中的流量是用恒星大气模型导出的,已经证明它比试图改正地球吸收更为准确。在长于数微米的波长,我们使用物理单位,因为望远镜的响应不稳定。射电源的功率通常只能了解

到 10% 以内, 所以同地面源的比较和两个天体之间的比较一样准确。

恒星的**颜色**定义为两个带通中分别收到的光量之间的差。如果一颗星比另一颗蓝, 它将在短波段发出较多的光: 这意味着星等差 $m_B - m_R$ 对于蓝星要比对于红星小。天文学家把这个量称为“ $B-R$ 色”, 并常常只记作 $B-R$ 。其他颜色, 例如 $V-K$ 可以同样定义。我们总是从短波带通的视星等减去长波带通的视星等, 所以小的或负的数字相应于较蓝的恒星, 而较大的相应于红星。表 1.4 给出了图 1.7 的多数带通中每一光谱型主序星的颜色。

表 1.4 主序星的平均星等和颜色: V 型(矮星)

	M_V	BC	$U-B$	$B-V$	$V-R$	$V-I$	$J-K$	$V-K$	T_{eff}
O3	-5.8	4.0	-1.22	-0.32					44500
O5	-5.2	3.8	-1.19	-0.32	-0.14	-0.32	-0.25	-0.99	41000
O8	-4.3	3.3	-1.14	-0.32	-0.14	-0.32	-0.24	-0.96	35000
B0	-3.7	3.0	-1.07	-0.30	-0.13	-0.30	-0.23	-0.91	30500
B3	-1.4	1.6	-0.75	-0.18	-0.08	-0.2	-0.15	-0.54	18750
B6	-1.0	1.2	-0.50	-0.14	-0.06	-0.13	-0.09	-0.39	14000
B8	-0.25	0.8	-0.30	-0.11	-0.04	-0.09	-0.06	-0.26	11600
A0	0.8	0.3	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	9400
A5	1.8	0.1	0.08	0.19	0.13	0.27	0.08	0.38	7800
F0	2.4	0.1	0.06	0.32	0.16	0.33	0.16	0.70	7300
F5	3.3	0.1	-0.03	0.41	0.27	0.53	0.27	1.10	6500
G0	4.2	0.2	0.05	0.59	0.33	0.66	0.36	1.41	6000
太阳	4.83	0.07	0.14	0.65	0.36	0.72	0.37	1.52	5780
G5	4.93	0.2	0.13	0.69	0.37	0.73	0.41	1.59	5700
K0	5.9	0.4	0.46	0.84	0.48	0.88	0.53	1.89	5250
K5	7.5	0.6	0.91	1.08	0.66	1.33	0.72	2.85	4350
K7	8.3	1.0		1.32	0.83	1.6	0.81	3.16	4000
M0	8.9	1.2		1.41	0.89	1.80	0.84	3.65	3800
M2	11.2	1.7		1.5	1.0	2.2	0.9	4.3	3400
M4	12.7	2.7		1.6	1.2	2.9	0.9	5.3	3200
M6	16.5	4.3			1.9	4.1	1.0	7.3	2600

BC 是式(1.16)定义的热改正。

天文学家常常将一颗恒星在适当选择的带通中的颜色同已知类型恒星比较,来估计它的光谱型或温度。我们可以看到,蓝 $B-V$ 色是光谱型 A、F 和 G 型星的良好指标。但是,大部分光在红和红外波长发射的冷 M 型星,全具有相似的 $B-V$ 值;红外的 $V-K$ 色是它们光谱型和温度的好得多的指标。巨星和超巨星同矮星的颜色稍有不同;见表 1.5 和表 1.6。

23

表 1.5 红巨星的平均星等和颜色:III 型

	M_V	BC	$U-B$	$B-V$	$V-R$	$V-I$	$J-K$	$V-K$	T_{eff}
B0	-5.1	2.8							29500
G5	0.9	0.3	0.50	0.88	0.48	0.93	0.57	2.10	5000
K0	0.7	0.4	0.90	1.02	0.52	1.00	0.63	2.31	4800
K5	0.3	1.1	1.87	1.56	0.84	1.63	0.95	3.60	3900
M0	-0.4	1.3	1.96	1.55	0.88	1.78	1.01	3.85	3850
M3	-0.6	1.8	1.83	1.59	1.10	2.47	1.13	4.40	3700
M5	-0.4	3	1.56	1.57	1.31	3.05	1.23	5.96	3400
M7	v	5	0.94	1.69	3.25	5.56	1.21	8.13	3100

注:III型的 M7 型星常常是变星。

表 1.6 超巨星的平均星等和颜色:I 型

	M_V	BC	$U-B$	$B-V$	$V-R$	$V-I$	$V-K$	T_{eff}
O8	-6.3	3.2	-1.07	-0.24				33000
O9.5	-6.3	2.9						30500
B0	-6.3	2.8	-1.03	-0.22	-0.08	-0.2		29000
B6	-6.2	1.0	-0.72	-0.09	-0.01	-0.07		13500
A0	-6.3	0.2	-0.44	0.02	0.05	0.11	0.9	9600
F0	-6.6	-0.1	0.16	0.17	0.12	0.25		7700
G5	-6.2	0.4	0.84	1.02	0.44	0.82	3	4850
K5	-5.8	1.0	1.7	1.60	0.81	1.50		3850
M0	-5.6	1.4	1.9	1.71	0.95	1.91	4	3650

注:任何光谱型的超巨星光度范围很大;Ia 型(较亮)后 Ib 型(较暗)的超巨星可以差 2 或 3 个星等。

同光谱型相比,恒星的光学和近红外颜色彼此之间,以及同恒星的有效温度常常相关更密切。例如,同太阳非常相似的恒星,有相同

的颜色和有效温度,光谱型可分类为 G1 或 G3 型。列在表 1.4、表 1.5 和表 1.6 中的颜色编自各种来源,精确度不到百分之几星等。但是,不同恒星的颜色是以相同方法测量的,所以,两颗恒星之间颜色的差能够比个别恒星的颜色更为准确地求得。

我们定义一个源的**绝对星等** M ,为其处于 10pc 标准距离处会有的视星等。一颗恒星的绝对星等给出和其光度相同的信息。如果在我和恒星之间没有尘埃或其他遮挡物,它同测量到的视星等 m 和距离 d 通过式(1.1)关联如下:

$$M = m - 5\log_{10}(d/10\text{pc}). \quad (1.15)$$

24 同视星等一样,测量恒星绝对星等的带通也用下角标表示。太阳的绝对星等是 $M_B = 5.48, M_V = 4.83, M_K = 3.31$;因为它比 A0 星红,所以绝对星等在长波带通数值较小。超巨星有 $M_V \approx -6$;在这个波段它们要比太阳亮 10000 倍。

这些表中所列的绝对 V 星等,是对每个光谱亚型的平均。对于太阳附近的主序星,对每个亚型以星等测量的 M_V 的弥散范围,从对于 A 和早 F 型星约为 0.4,到对晚 F 和早 G 型星的约 0.5,降到对晚 K 型和早 M 型星的约 0.3。产生这些小的变化是因为随着年龄变老,恒星改变了它们的颜色和光度,它们的金属含量也不同了。但是,对于光谱分类相同的超巨星,光度的差别可以大到 2 或 3 个星等。

25 为了将观测同理论模型进行比较,我们需要求得来自一颗恒星的对所有波长积分的总能量;这就是它的**热光度** L_{bol} 。因为我们不能测量一颗恒星的所有光,我们用恒星大气模型来求得有多少能量在我们不能直接观测的区域发射出来。这样我们就能定义**绝对热星等** M_{bol} 。标度的零点通过将太阳的绝对热星等定为 $M_{\text{bol},\odot} = 4.75$ 来设定。表 1.4、表 1.5 和表 1.6 中的第 2 列给出了**热改正**,这是为了得到热星等必须从 M_V 减去的量:

$$M_{\text{bol}} = M_V - \text{BC}. \quad (1.16)$$

对于太阳, $\text{BC} \approx 0.07$ 。对于主要在光谱的蓝—绿部分发光的恒星,热改正很小。对于在较蓝波长发射大部分光的热星,以及冷红星,热改正较大。(注意:某些天文学家在定义热改正时,在式(1.16)

中用十号。)

最后,恒星和星系的光度常常表示为太阳光度的倍数。从近紫外波长到几微米的近红外区,如果一颗恒星在某带通的光度是太阳在同样带通光度的10倍,我们就说它有 $L=10 L_{\odot}$ 。但是,在太阳辐射不多的频率,例如X射线或射电波段,如果一个源在给定谱区的光度是太阳热光度的10倍,一般就说它在该波段有 $L=10 L_{\odot}$ 。这后一个定义偶尔也用于所有波段。

问题 1.7 一个星团在主序转弯处含200颗F5型星和20颗K0III型巨星。用表1.4和表1.5证明,它的绝对V星等 $M_V \approx 3.25$,颜色 $B-V \approx 0.68$ (这些值与年龄4Gyr的星团M67类似:见表2.2)。

问题 1.8 在改正尘埃消光后(见1.2节),参宿四有平均视星等 $m_V=0$ 和 $V-K \approx 5$ (像许多超巨星一样,它是一颗变星:在100~400天内, m_V 大约变化1等)。取距离 $d=140\text{pc}$,求它在V和K波段的绝对星等。

证明,参宿四有 $L_V \approx 1.7 \times 10^4 L_{V,\odot}$,而在K波段其光度同太阳相比大得多: $L_K \approx 4.1 \times 10^5 L_{K,\odot}$ 。用表1.6求一颗 $V-K \approx 5$ 的恒星的热改正,证明 $M_{\text{bol}} \approx -8$,热光度 $L_{\text{bol}} \approx 1.2 \times 10^5 L_{\text{bol},\odot}$ 。回头看问题1.3,证明该星大约辐射 $4.6 \times 10^{31} \text{W}$ (星等系统有时可能搞混。)

1.2 银河系

26

我们居住在银河系中。在这里,我们可以近距离观察一个典型大旋涡星系中的恒星和气体成分。本节将对银河系做一个简短介绍,并讲讲我们怎样观测恒星之间的气体和尘埃。我们也将定义一些天文学家用来在天空和银河系内定位天体的坐标系。

图1.8描绘出一个外部观察者可能看到的银河系图像。太阳处在作为银河系最突出特征的恒星盘内,离中心有些距离。顾名思义,盘很薄而略呈圆形;当我们在暗夜抬头望天时,盘星就像一条光带横跨苍穹。这条光带内的暗块标示出尘埃和致密气体集中之处。在南

半球的天空中,明亮的中心区可以看作为向盘的上下方延伸的核球。核球的中央是一个致密的恒星核;它含着一个射电源,和一个质量 $M_{\text{BH}} \approx 4 \times 10^6 M_{\odot}$ 的黑洞。

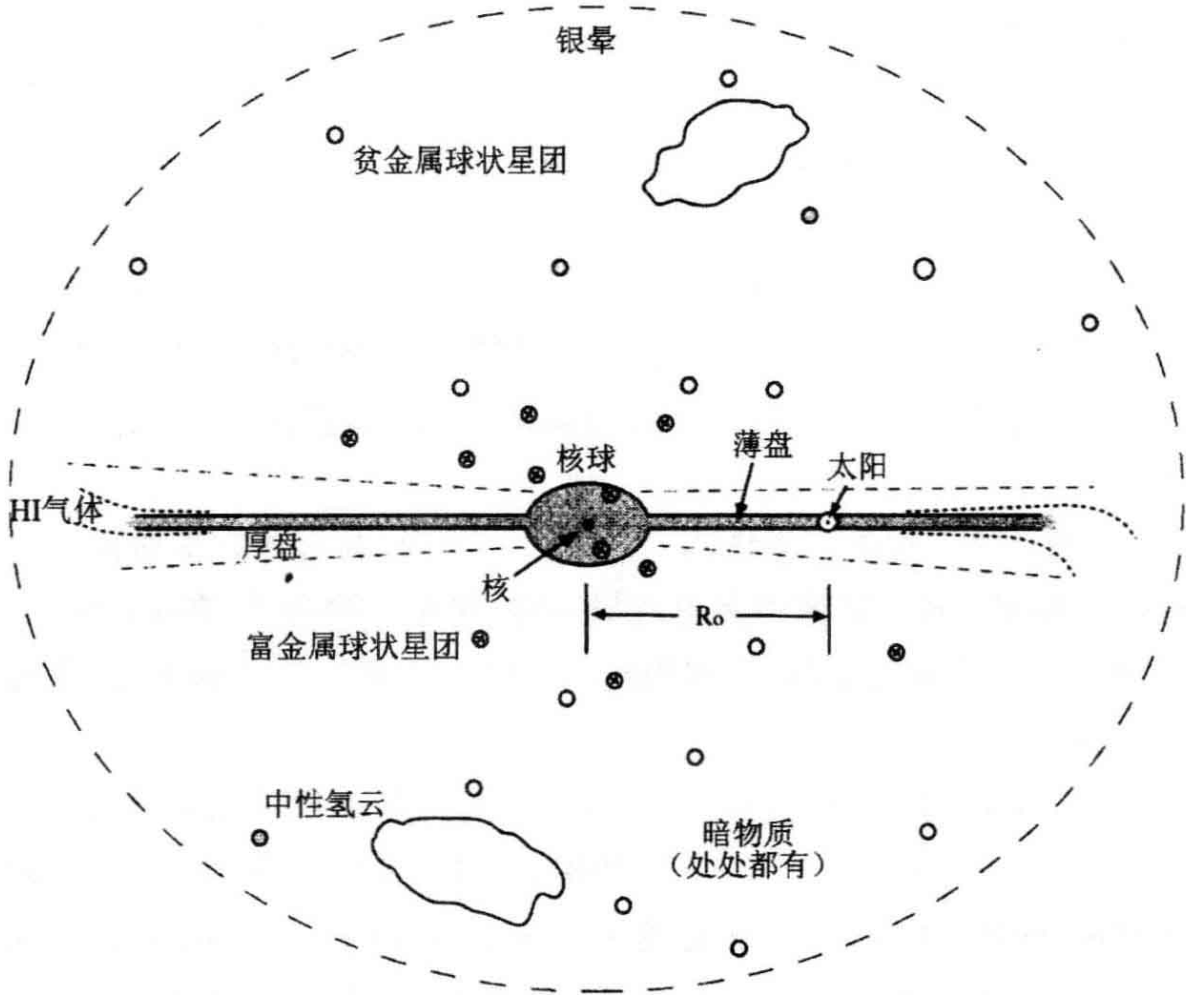


图 1.8 银河系侧视示意图

27 在银河系内我们一般用千秒差距(kpc)来测量距离:1 kpc 是 1000pc 或 3×10^{16} km。

银河系的中央核球半径为几千秒差距,而星盘至少延伸至 15kpc,太阳离中心约 8kpc。当我们沿半径 R 向外移动一个标长 h_R 时,盘上恒星的数密度 n 就将下降 e 倍,所以 $n(R) \propto \exp(-R/h_R)$ 。 h_R 的估计值范围是 2.5—4.5 kpc。

薄盘包含盘星的 95% 和所有年轻的大质量恒星。它的标高,即为了看到密度下降 e 倍我们必须在垂直于盘的方向移动的距离,是 300—400 pc。其余的恒星形成厚盘,具有约 1kpc 的较大标高。我

们将在第2章看到,在银河系历史中,厚盘的恒星比薄盘的恒星形成要早,重元素较贫乏。盘的气体 and 尘埃在很薄的层内;在太阳位置附近,大多数中性氢气体在中平面的100 pc之内。气体层的厚度与到银心的距离大约成正比地增加。

银河系的盘和它的核球都在旋转。盘上的恒星绕银心转动速度约 200km s^{-1} ,所以太阳转一圈大约要250 Myr。盘星遵循近圆形轨道,加上速度仅每秒几十千米的很小随机运动。核球恒星有较大的随机速度。我们将在第3章看到,这意味着它们必须绕中心以较低的平均速度(接近 100km s^{-1})做轨道运动。贫金属晕的恒星和球状星团没有任何围绕银心的有组织旋转。像太阳系中的彗星一样,它们的轨道遵循随机的方向,并且经常是偏心的:这些恒星大部分时间留在银河系外围但突然深深地落向近银心点。

总之,盘的光度约为 $(15-20)\times 10^9 L_{\odot}$,恒星中的质量约 $60\times 10^9 M_{\odot}$ 。对于核球, $L\approx 5\times 10^9 L_{\odot}$,而恒星质量约 $20\times 10^9 M_{\odot}$ 。晕星只占银河系质量的很小一部分,不多于 $10^9 M_{\odot}$ 。当我们在离银心大距离处测量了气体、恒星和星团的速度,并且用式(3.20)求出为将它们保持在这些轨道上所需要的质量时,我们发现银河系的总质量必须比只存在于气体和恒星中的多。特别是银河系质量的大部分看来是处于离中心10 kpc以外,而那里的恒星却相当稀少。我们称这种质量为暗物质,并通常假设(没有迫人的理由),它处在大致球形的暗晕中。构成银河系和其他星系暗晕的不可见物质的本性,是当代天文学的主要研究领域之一。

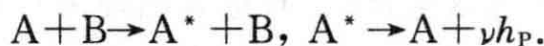
1.2.1 银河系中的气体

在太阳系的邻域,我们可以每 10pc^3 发现一颗恒星。一颗太阳型恒星的直径仅约 10^{-7}pc ,所以大部分星际空间是没有恒星的;但是它充满了气体和尘埃。这些稀薄的物质或者借助吸收穿过它们的星光,或者借助它们本身的辐射而使自己明白可见。我们接收银河系中那些被电离的原子(失去一个或多个电子的原子),中性原子和分子气体的辐射。这些辐射可能取发射线的形式,也可能取连续辐

射(没有谱线的连续谱)的形式。

当原子和离子的一个电子跃迁到较低能级时就会产生辐射;谱线光子携带的能量等于两个能级之间的差。如果 m 次电离元素 X (记作 X^{+m}) 俘获一个电子变为 $X^{+(m-1)}$, 它典型地形成激发态。当这个新复合的离子回到基态时, 会发出一整套级联复合辐射。刚刚束缚的高能级之间的跃迁产生射频光子, 落到较低能级的电子则产生可见光: 氢的 Balmer 线相应于降到能级 $n=2$ 的跃迁。我们在热星周围的 HII 区观测到这些跃迁, 在那里, 氢几乎完全电离。到最低能级的跃迁产生能量更高的光子。当 H^+ 俘获一个电子变为中性, 且它的电子从 $n=2$ 降到 $n=1$ 时, 它将释出一个 1216\AA (10.2eV) 的紫外 Lyman- α 线光子。在较重的原子中, 最低能级的电子束缚得最紧, 到这些能级的跃迁相应于 X 射线光子。在非常热的气体中, 我们经常看到 Fe^{+24} (24 次电离铁) 的 6.7keV K 线。

气体可以被光致电离: 高能光子将电子从它们的原子中释放出来。O 和 B 型星产生波长短于 912\AA (13.6eV) 的紫外光子, 是将氢从其基态电离所需要的。这些恒星能形成 HII 区, 但较冷的恒星则不能。原子也可以通过同电子碰撞激发到较高的能级。碰撞电离成为重要的条件是, 气体温度 T 足够高, 使平均粒子能量 $k_B T$ 可同 νh_P 比较, 后者是发出光子的能量, 相应于能级之间的差。当原子 A 同原子 B 碰撞形成激发态 A^* 时, 我们有反应:



然而, 只有当 A^* 态在再次碰撞前衰变, 我们才能看到一条发射线。这个条件要求或者衰变要迅速, 或者气体密度相当低。禁线破坏了规定一个原子回到基态的最可几跃迁(电偶极)的量子力学规则。这些“破坏了规则”的跃迁是通过低可几的慢通道发生的。在致密的实验室等离子体中观测不到它们, 是因为 A^* 在衰变前通常会发生碰撞。氢原子的电子只需花费 10^{-8}s 就能通过辐射一个 $H\alpha$ 光子从 $n=3$ 降到 $n=2$ 能级, 而对于禁线一般要 1s 或更长。在临界密度 n_{crit} 处, 该线达到其最大强度; 在较密的气体中, 碰撞非常频繁, 以至 A^* 在发射光子之前往往就被碰离了其激发态。

因为禁线强度非常强烈地依赖于发射气体的密度和温度,它们常常能够给予我们这些物理量的详细信息。天文学家用方括号来标记它们;例如,他们提及 5007\AA 的 [OIII] 线。电离“金属”如 OII, OIII(分别表示一次和二次电离氧), NII 和 SII 的禁线说明了从 HII 区辐射的大多数能量。表 1.7 列出了一些常见的禁线。

表 1.7 原子的一些常见光学和红外禁线

原子	跃迁	波长	$n_{\text{crit}} (\text{cm}^{-3})$
C I	$^3P_1 \rightarrow ^3P_0$	$610\mu\text{m}$	(500)
C II (C^+)	$^3P_2 \rightarrow ^3P_1$	$371\mu\text{m}$	(1000)
	$^2P_{3/2} \rightarrow ^2P_{1/2}$	$158\mu\text{m}$	(3000)
N II (N^+)	$^1D_2 \rightarrow ^3P_2$	6583\AA	66000
	$^1D_2 \rightarrow ^3P_1$	6548\AA	66000
O I	$^1D_2 \rightarrow ^3P_2$	6300\AA	2×10^6
	$^3P_1 \rightarrow ^3P_2$	$63.2\mu\text{m}$	(10^5)
	$^3P_0 \rightarrow ^3P_1$	$145.5\mu\text{m}$	(10^5)
O II (O^+)	$^2D_{5/2} \rightarrow ^4S_{3/2}$	3729\AA	3400
	$^2D_{3/2} \rightarrow ^4S_{3/2}$	3726\AA	15000
O III (O^{++})	$^1D_2 \rightarrow ^3P_2$	5007\AA	7×10^5
	$^1D_2 \rightarrow ^3P_1$	4959\AA	7×10^5
	$^1S_0 \rightarrow ^1D_2$	4363\AA	2×10^7
	$^3P_2 \rightarrow ^3P_1$	$51.8\mu\text{m}$	(4 000)
	$^3P_1 \rightarrow ^3P_0$	$88.4\mu\text{m}$	(2 000)
Ne II (Ne^+)	$^2P_{1/2} \rightarrow ^2P_{3/2}$	$12.8\mu\text{m}$	7×10^5
Ne III (Ne^{++})	$^3P_1 \rightarrow ^3P_2$	$15.6\mu\text{m}$	2×10^5
	$^3P_0 \rightarrow ^3P_1$	$36.0\mu\text{m}$	3×10^4
Ne V (Ne^{+4})	$^1D_2 \rightarrow ^3P_2$	3426\AA	2×10^7
S II (S^+)	$^2D_{5/2} \rightarrow ^4S_{3/2}$	6716\AA	2000
	$^2D_{3/2} \rightarrow ^4S_{3/2}$	6731\AA	2000
S III (S^{++})	$^3P_2 \rightarrow ^3P_1$	$18.7\mu\text{m}$	10000
	$^3P_1 \rightarrow ^3P_0$	$33.5\mu\text{m}$	2000
Si II (Si^+)	$^2P_{3/2} \rightarrow ^2P_{1/2}$	$34.8\mu\text{m}$	(3×10^5)
Fe III (Fe^{++})	$a^4D_{7/2} \rightarrow a^4D_{9/2}$	$1.64\mu\text{m}$	3×10^5

在临界密度 n_{crit} 谱线接近最大强度。这个密度是在 $T=10000\text{K}$ 时同电子碰撞计算的;而()中的量是对于 100K 附近同 HI 原子或分子的碰撞。

30

精细结构跃迁反映了电子轨道角动量和自旋角动量之间的耦合。它们相应的能量差大约只有主能级之间差的 $1/137^2$, 所以对于中性原子或低电离离子, 波长处于红外区。碳、氧和氮的精细结构谱线在 $10-300\mu\text{m}$ 范围, 大多必须在同温层飞机上或从空间观测。因为激发态能量低, 这些谱线在较低的温度下是重要的。一次电离碳 CII 在 $158\mu\text{m}$ 的谱线, 以及中性氧在 $63\mu\text{m}$ 和 $145\mu\text{m}$ 的谱线, 携带了 $T\sim 100\text{K}$ 的银河系原子气体辐射的大部分能量。谱线亮度决定于 C^+ 离子同高能电子或 H_2 分子碰撞的速率。 $158\mu\text{m}$ 光子的能量相应于 $T=91.2\text{K}$; 在较冷的气体中, 碰撞太慢, 不能将 CII 激发到较高的能态。在每立方厘米有 n_e 个电子和 $n(\text{C}^+)$ 个碳离子的稀薄气体中, 辐射能量的速率是:

$$\Lambda(\text{C}^+) = n_e n(\text{C}^+) T^{-1/2} \exp(-91.2\text{K}/T) \times 8 \times 10^{-20} \text{ergcm}^{-3} \text{s}^{-1}. \quad (1.17)$$

产生指数项的原因是电子遵从式(3.58)的 **Maxwell** 能量分布。随着温度降到 100K 以下, 谱线亮度迅速减小。

超精细跃迁是核自旋和轨道电子产生的磁场之间耦合的结果。它们的能量分裂比精细结构谱线还要小 2000 倍。最重要的情况是, 氢原子中的电子自旋从平行于质子自旋倒向为反平行。一个 21cm 谱线的光子带走了释放出的少许能量。氢原子平均要花费 11Myr 才能产生这种跃迁; 但是, 因为氢是迄今最丰富的元素, 故 21cm 射电辐射在银河系中是无处不在的。

问题 1.9 为了求出 21cm 辐射的强度, 我们首先要问氢原子彼此碰撞有多频繁。如果原子的平均速度为 v_{th} , 每个有动能 $m_p v_{\text{th}}^2/2 = 3k_B T/2$; 证明, 在 $T=100\text{K}$ 时 $v_{\text{th}} \approx 2\text{km s}^{-1}$ 。我们把每个原子看做一个小球, 具有质量 m_p 和 Bohr 半径 $a_0 = h_p^2/(4\pi^2 m_e e^2) = 0.529 \times 10^{-8} \text{cm}$ 。每立方厘米有 n_H 个原子, 一个碰到另一个的平均时间是

$$\frac{1}{t_{\text{coll}}} = n_H \pi a_0^2 v_{\text{th}}, \text{ 所以 } t_{\text{coll}} \approx 2300 \left(\frac{1\text{cm}^{-3}}{n_H} \right) \left(\frac{100\text{K}}{T} \right)^{1/2} \text{yr}. \quad (1.18)$$

在近邻的中性云中, $n_{\text{H}} \geq 0.1$ (见表 2.4), 所以 t_{coll} 比辐射一个 21cm 光子所花费时间短很多。激发态和基态之间的能差很小, 在反复碰撞之后, 每个可能的态中将有相等数量的原子。具有平行自旋(角动量为 1)的激发原子有 3 个分立态, 基态(具有相反自旋和零角动量)只有一个。这样, 每 11Myr 每立方厘米将发射 $3n_{\text{H}}/4$ 个光子。

当电子在能级之间运动时, 分子能够像原子一样辐射。但分子内的原子也有振动和绕质心转动的量子化的能级。当分子在这些能级之间跃迁时, 我们就会看到辐射。常见的小分子如 CO , CS 和 HCN 的振动能级的能量间隔相应于几微米的辐射, 而转动跃迁产生毫米波。对称的 H_2 分子没有偶极矩, 所以其转动跃迁要慢 $\approx 137^2$ 倍。 H_2 的最低能跃迁相应于 $20\mu\text{m}$ 的辐射, 所以冷的 H_2 辐射极弱; 只有 $T \sim 1000\text{K}$ 的激波气体才有强辐射。波长短于 2000\AA 的紫外光子能够将氢分子激发到较高的电子能级, 它在那里的能量大于两个孤立氢原子的能量。这些分子大约有 10% 会离解为两个 H 原子; 余下的将发射一个紫外光子而回到基态。热星的紫外光谱显示出来自我们和恒星之间冷 H_2 的许多吸收线。

31

表 1.8 列出了一些通常观测到的分子谱线。 H_2 分子通常是由紫外光激发的; 但其他分子主要由碰撞激发, 仅当典型热能 $k_{\text{B}}T$ 超过上能级的能量 E_{upper} 时我们才能看到它们的谱线。频率为 ν 的谱线的衰变速率正比于 ν^3 , 所以较上面的态是长寿的。谱线的强度依赖于气体的密度、温度和组成, 以及照到上面的辐射。同原子谱线不同, 像 CO 、 CS 和 HCN 这类分子的强转动跃迁是光厚的: 试图脱离分子云的一个谱线光子很可能被另一个分子吸收, 使它进入激发态。所以我们不能像对原子谱线那样简单定义临界密度。

表 1.8 经常从分子云观测到的谱线

分子	跃迁	频率 ν	波长 λ	E_{upper}/k_B ^a (K)	典型 $n(\text{H}_2)$ (cm^{-3})
H_2	$\nu=1-0, \text{S}(1)$	140THz	$2.128\mu\text{m}$		
H_2 ortho	$\nu=0-0, \text{S}(0)$	11THz	$28.2\mu\text{m}$	510	
	$\nu=0-0, \text{S}(2)$	24THz	$12.3\mu\text{m}$	1682	
H_2 para	$\nu=0-0, \text{S}(1)$	18THz	$17.1\mu\text{m}$	1015	
CO	$J=1\rightarrow 0$	115.3GHz	2.6mm	5.5	~ 100
	$J=2\rightarrow 1$	230.5GHz	1.3mm	17	~ 1000
	$J=3\rightarrow 2$	345.8GHz	0.87mm	34	10^3-10^4
CS	$J=1\rightarrow 0$	49GHz	6.16mm	2.45	>5000
	$J=5\rightarrow 4$	244GHz	1.26mm	35	10^6
SiO	$J=2\rightarrow 1$	86.8GHz	3.5mm	6.3	^c 激波
	$J=5\rightarrow 4$	217.1GHz	1.4mm	31.3	^c 激波
	$J=8\rightarrow 7$	347.3GHz	0.86mm	75	^c 激波
HCO^+	$J=1\rightarrow 0$	89GHz	3.4mm	4.3	>3000
	$J=3\rightarrow 2$	268GHz	1.1mm	26	>30000
HCN	$J=1\rightarrow 0$	89GHz	3.4mm	4.3	>10000
	$J=3\rightarrow 2$	266GHz	1.1mm	26	$>10^5$
HNC	$1\rightarrow 0$	91GHz	3.3mm	4.3	>10000
	$3\rightarrow 2$	272GHz	1.1mm	26	$>10^5$
NH_3 para	$(J,K)=(1,1)-(1,1)$	23.69GHz	12.7mm	23	2×10^3
	$(J,K)=(2,2)-(2,2)$	23.72GHz	12.6mm	64	2×10^3
NH_3 ortho	$(J,K)=(3,3)-(3,3)$	23.87GHz	12.6mm	122	
H_2CO ortho	$2_{12}\rightarrow 1_{11}$	140.8GHz	2.1mm	21.9	10^5
	$3_{12}\rightarrow 2_{11}$	225.7GHz	1.3mm	33.5	5×10^5
	$5_{33}\rightarrow 4_{32}$	364.3GHz	0.82mm	158.4	10^6
H_2CO para	$2_{02}\rightarrow 1_{01}$	145.6GHz	2.1mm	10.5	2×10^5
	$3_{22}\rightarrow 2_{21}$	218.5GHz	1.4mm	68.1	2×10^5
	$5_{23}\rightarrow 4_{22}$	365.4GHz	0.82mm	99.7	2×10^6
^b OH	$^2\Pi_{3/2}, J=3/2$	1.7GHz	176mm	0.1	$10^4\sim 10^6$
^b H_2O ortho	$6_{16}\rightarrow 5_{23}$	22.2GHz	13.5mm	640	$10^7\sim 10^9$

^a 这个密度依赖于云的大小、辐射场等。

^b 这条谱线常常作为脉泽看到。

^c 这条谱线表明速度 $10\sim 40 \text{ km s}^{-1}$ 的激波已瓦解了尘粒。

对于 H_2 之后最丰富的分子 CO, 1.3mm 和 2.6mm 的转动跃迁在密度 $n(H_2) \sim 100 - 1000 \text{ cm}^{-3}$ 通常最强, 只要求 $T \sim 10 - 20 \text{ K}$ 就可激发。较短波长的较高跃迁要求较大的密度和较高的温度, 所以我们可以观测多重线来研究发射气体的状态。来自 NH_3 , CS 和 HCN 的发射在比 CO 高 10-100 倍的密度下最强。在硅酸盐尘粒于激波中被粉碎之处, 我们可以看到 SiO 发射。在银河系之外, 像 CO 这样的谱线在矮星系中通常较弱, 因为它们的气体缺乏重元素。HCN 在有活动核的星系中往往很强, 那里致密的气体被强辐射照耀; 但来自活动核的 X 射线容易破坏 HCO^+ 。

在明亮恒星和原恒星附近, 以及活动星系核周围(见 9.1 节), 脉泽能够发生于分子跃迁中, 例如 1.7GHz 的 OH 脉泽和 22GHz 的 H_2O (水)脉泽。同快速运动的热 H_2 分子碰撞, 以及强红外辐射都能够以如下的方式激发这些分子, 把它们的多数推入两个能态中的较高者上面。相应于降至较低态跃迁的辐射就被受激辐射放大。当这种辐射碰巧在我们的方向成束时, 我们就看到了脉泽斑: 这个斑非常小, 辐射很强。

我们常用发射线和吸收线来测量气体云和恒星的速度。如果光源离开我们运动, 我们观测到的谱线波长 λ_{obs} 将长于它发射时的波长 λ_e ; 如果它朝向我们运动, 我们就有 $\lambda_{\text{obs}} < \lambda_e$ 。红移是波长的相对改变 $z = \lambda_{\text{obs}} / \lambda_e - 1$ 。当速度远小于光速时, 我们有 Doppler 公式:

$$1 + z \equiv \frac{\lambda_{\text{obs}}}{\lambda_e} = 1 + \frac{V_r}{c}; \quad (1.19)$$

V_r 是视向速度, 即源离开我们的速度, c 是光速。射电望远镜常规测量波长和速度可以准确到 10^{-6} , 而光学望远镜通常准确不到 10^{-5} 。天文学家要对地球运动进行改正, 因为它在一年中会发生变化; 一般引用的是相对于太阳测量的日心速度。

弥漫的电离气体也产生连续辐射。自由-自由辐射(也称韧致辐射)是离子的静电力使自由电子的径迹发生偏转而产生的辐射。银河系中心, 以及星系团和星系群中的热气体温度可达 $T \sim 10^7 - 10^8 \text{ K}$; 其自由-自由辐射主要是 X 射线。热星周围 HII 区中的电离

气体 $T \sim 10^4 \text{K}$, 能够通过射电波长的自由-自由辐射探测到, 后者可以穿透周围的多尘气体。强磁场也可以迫使电子轨道弯曲; 如果它们以近光速运动, 就会产生强偏振的同步辐射。这个过程为超新星遗迹, 以及银河系核心的射电辐射提供能源。如果电子有非常高的能量, 同步辐射能够以光学甚至 X 射线的能量产生。

星际物质的质量中约有 1% 由尘埃粒子组成, 主要是硅酸盐和碳粒, 小于约 $1 \mu\text{m}$ 。这些尘粒能有效地散射和吸收波长小于其自身尺度的辐射。被弥漫的星光加热的尘埃具有 $T \sim 10 - 20 \text{K}$, 在 $200 \mu\text{m}$ 处辐射; 亮星附近的尘埃较热。

当尘埃均匀分布时, 光穿过多尘气体每秒差距将损失相等份额的功率。于是, 如果在 x 和 $x + \Delta x$ 的两个观测者去看负 x 方向的一颗遥远恒星, 对于较近的观测者, 它将显得更亮一些。我们可以把波长 λ 处的视亮度写为:

$$F_\lambda(x + \Delta x) = F_\lambda(x)[1 - \kappa_\lambda \Delta x], \quad (1.20)$$

式中不透明度 κ 代表吸收光的速率。如果这颗远星处于位置 $x_0 < x$, 我们有:

$$\frac{dF_\lambda}{dx} = -\kappa_\lambda F_\lambda, \text{ 所以 } F_\lambda(x) = F_{\lambda,0} e^{-\kappa_\lambda(x-x_0)} = F_{\lambda,0} e^{-\tau_\lambda}, \quad (1.21)$$

式中 $F_{\lambda,0}$ 是无尘埃时我们可以测量到的视亮度, τ_λ 是尘埃层的光深。蓝和紫外辐射比红光被尘埃散射和吸收得更强, 所以我们和恒星之间的尘埃使它显得更暗更红。对于星际尘埃, 在可见波长 $3000 \text{\AA} < \lambda < 1 \mu\text{m}$ 的范围内, 我们取近似 $\kappa_\lambda \propto 1/\lambda$ 。

问题 1.10 当一个源变暗量 $\exp(-\tau_\lambda)$ 时, 证明, 按照式 (1.10), 其视亮度增加的量 $A_\lambda = 1.086\tau_\lambda$, A_λ 称为波长 λ 处的消光。

34 **问题 1.11** 在太阳附近, 弥漫星际气体的密度约为每立方厘米一个原子。证明, 你必须将每边 30km 的立方体内的气体压缩为 1cm^3 , 使它达到地球大气的通常密度和压强 (22.4 升中有 6×10^{23} 个原子, 1 升是边长 10cm 的立方体)。星际气体比好的实验室真空要稀约 10^{10} 倍, 而后者又比地球大气稀约 10^{10} 倍。

假设每个尘粒是半径为 $0.1 \mu\text{m}$ 的球, 气体每 10^{12} 个原子含一

个尘粒。证明,当光穿过前一问题中 1cm 的压缩气体层时,约有 1% 将被拦截。证明 $\kappa=0.0084 \text{ cm}^{-1}$, 所以,约 120 cm 厚的层将遮挡光线 $1/e$ 的份额 ($\tau_\lambda=1$)。如果你周围的空气像星际空间那样多尘,你会像在狄更斯描绘的伦敦雾中那样看不到 1 米远。

问题 1.12 假设银河系的光度 $L \approx 2 \times 10^{10} L_\odot$, 取非常粗略地近似,认为它是一个半径 5kpc 的球,用 1.3 式证明,如果它像一个黑体那样辐射, $T_{\text{eff}} \approx 5\text{K}$ 。在太阳附近,星光将加热星际尘到 15~20K。

在大于 $\sim 1 \text{ pc}$ 的尺度上,尘埃同银河系气体混合得很好。从北银极往“上”看,在 V 波段我们看到一个遥远天体平均要暗 0.15 等或 13%。如果尘埃层具有不变的厚度 z_0 ,对于与银极夹角 b 的银河系外天体,视线穿过的尘埃气体长度为 $z_0/\cos b$ 。所以 τ_λ 和恒星视星等的增加正比于 $1/\cos b$ 。因为多尘气体的分布相当不均匀,利用测量中性氢的 21cm 辐射,并假设尘埃量与其成正比,我们可以在高银纬对这种银河消光做出较好的估计。粗略地说,V 波段的消光 A_V 与每平方厘米的氢原子数 N_H 的关系为

$$N_H \approx 1.8 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2} \times A_V (\text{mag}). \quad (1.22)$$

我们将在 2.4 节进一步讨论银河系的星际气体,其他星系的气体则在第 4、第 5、第 6 章讨论。

1.2.2 在银河系中如何定位:坐标系

正如我们用经度和纬度来标明地球上一点的位置那样,我们也需要一种方法来给定恒星在天上的位置。我们通常使用赤道坐标,如图 1.9 所示。我们想象恒星处于天球上,这是一个以地球为中心的非常大的球,它与地球北极和南极连线的交点定义为天极。地球赤道面与天球相交的大圆称为天赤道。一颗恒星的赤纬,像地球上的纬度一样,是它在天球上的位置与天赤道上最近的点之间的夹角。北天极处一个天体的赤纬 $\delta=90^\circ$,南天极则为 $\delta=-90^\circ$ 。在夜里,从北极上方看来,地球绕轴逆时针旋转,所以恒星显得是从东方升起,围绕天极横跨天空向西运动。每颗恒星升起之处是与其赤纬相应的“纬”圈同东方地平相交的地方,而下落在该圈同西方地平相交处。

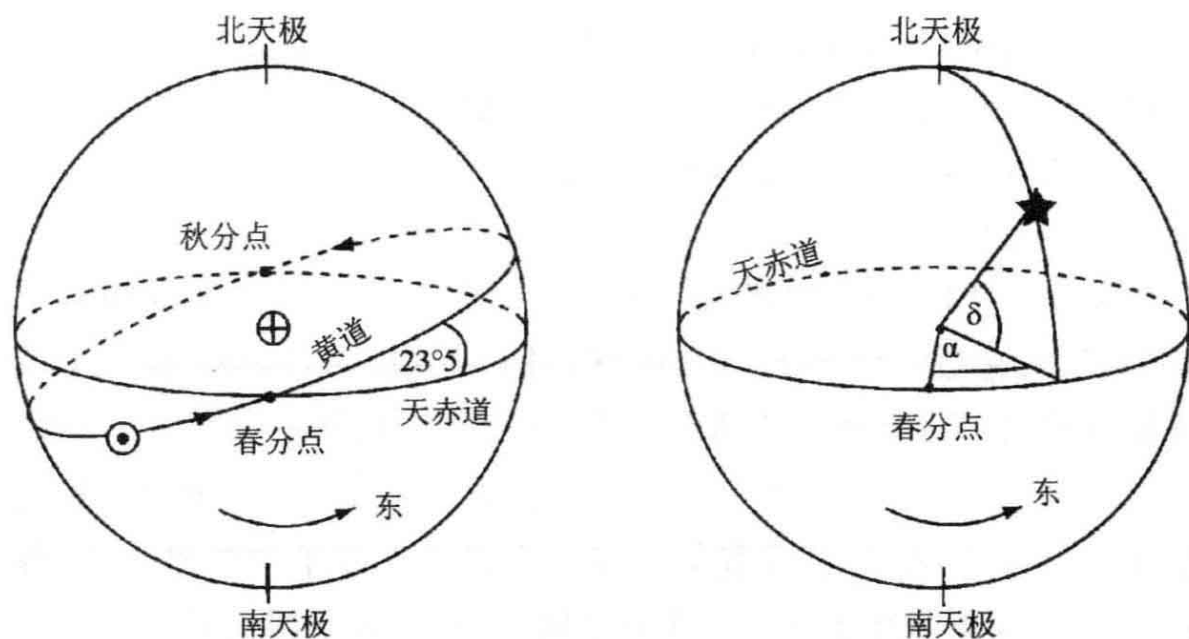


图 1.9 显示了黄道的天球：赤经 α 从春分点向东测量，赤纬 δ 从天赤道测量

在一年之中，太阳相对于恒星背景看起来是缓慢地从西向东运动；它 6 月处在天赤道之北，1 月在天赤道之南，沿着称为黄道的大圆行进。黄道与天赤道倾角为 $23^{\circ}27'$ ，相交于春分点和秋分点。所以太阳一年同赤道相交两次：春天，通常是 3 月 21 日在春分点，秋天，通常是 9 月 23 日在秋分点。为了定义天上的经度，我们用春分点作为零点，像地球上的格林尼治子午圈那样。恒星的“经度”是它的赤经，记为 α 。赤经以小时为单位从春分点向东测量，24 小时构成一整圈。

36 地球自转轴的方向由于岁差而缓慢改变：天极和赤道在天上并不停留在固定位置。春分点沿黄道每年向西移动约 $50''$ ，所以相邻两次过春分点的回归年比地球自转周期的恒星年约短 20 分钟。因此，恒星的坐标 α 、 δ 将依赖于我们用哪一年作为坐标系的参照点。天文学家一般用相对于 1950 年或 2000 年或当年历元的坐标。计算机程序不难完成这些系统之间的转换。但是，不止一位天文学家因为忘记指定历元而将望远镜指错了方向。

在任何时刻达到天空最高点的恒星全都处于穿过天极和天顶（头正上方的点）的大圆上。这些恒星全有相同的赤经。在 9 月里秋分那天，春分点的位置和赤经为零的所有恒星，在午夜处于天空中的

最高点。 3^{h} 以后,当地球绕轴旋转八分之一时,东边赤经 3^{h} 的恒星达到其最高点;整夜如此类推。所以恒星的位置可以用来显示时间。在任何时刻,那些达到其最高点的恒星的赤经给出当地恒星时间,即恒星时:所有天文台都有显示通常民用时和恒星时的钟。

问题 1.13 绘图显示,在地球围绕太阳旋转一年的过程中,相对于恒星它要绕自己的轴旋转 366.25 圈。一年中恒星日数比从午夜到午夜测量的太阳日数多一天。所以,一个恒星日只有 $23^{\text{h}}56^{\text{m}}$ 。

为了给出恒星相对于银河系的位置,我们使用显示于图 1.10 左半部的日心银经和银纬系统。银河系的中心处于 $\alpha=17^{\text{h}}42^{\text{m}}24^{\text{s}}$, $\delta=-28^{\circ}55'$ (1950)。银经 l 在盘平面内测量,从太阳中心线定义为 $l=0^{\circ}$,朝太阳转动方向, $l=90^{\circ}$ 。 $0^{\circ}<l<180^{\circ}$ 的区域有时称为银河系的“北”半部,因为它可以在地球的北半球看到,而 $180^{\circ}<l<360^{\circ}$ 是“南”银河系。银纬 b 给出一颗恒星离开盘平面的角; b 朝北银极, $\alpha=12^{\text{h}}49^{\text{m}}$, $\delta=27^{\circ}24'$ (1950),测量为正。北银极正好是地球北半球可见的盘的极点。不方便的是,地球自转轴和银河系的旋转轴现在相差约 120° ,所以,当从北银极“上方”看时,银河系是顺时针旋转的,它的旋转轴指着较近南银极的方向。

37

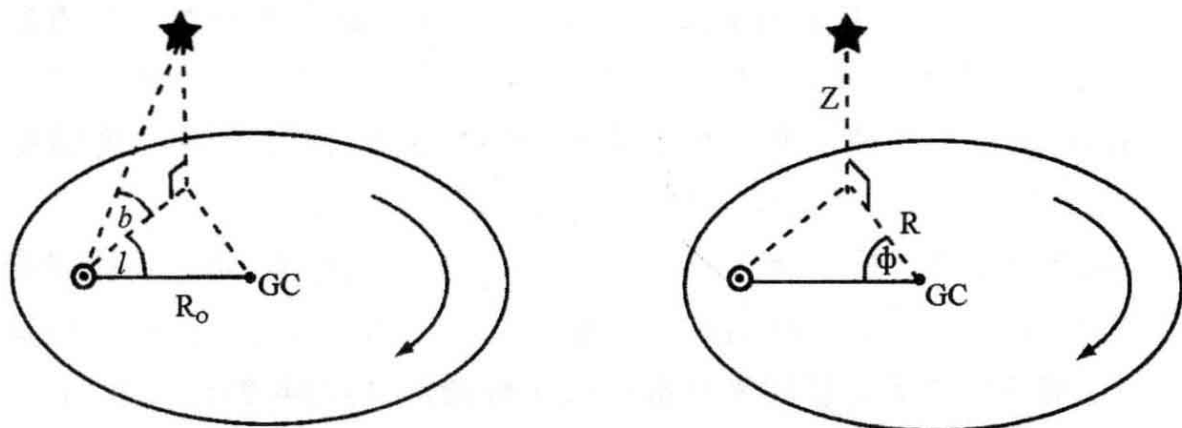


图 1.10 左边为日心银经 l 和银纬 b ;右边为以银心为原点的圆柱极坐标系 R, ϕ, z

为了指定恒星在 3 维空间中的位置,我们可以用银心圆柱极坐标系 R, ϕ, z (图 1.10)。半径 R 测量盘平面内从银心起算的距离,中平面“上方”的高度由 z 给定,朝北银极的方向 $z>0$ 。方位角 ϕ 从朝向

太阳的方向测量,所以朝 $l=90^\circ$ 的方向为正。对于太阳附近的运动,我们有时用笛卡儿坐标 x, y, z ; x 沿径向朝外, y 为太阳转动方向。

我们将在第 2 章和第 3 章中对银河系做更仔细的考查。

1.3 其他星系

本节介绍对银河系以外的其他星系的研究。我们将讨论如何按其光学形态对星系进行分类,以及如何测量它们发出的光有多少。虽然大星系发光很多,但最普通的星系类型却是小而暗的矮星系。

其他星系的存在只是到 20 世纪 20 年代才确立的。在那以前,它们被列入星云表之中:星云是一些在望远镜中看起来模糊因而不是恒星的天体。较好的图像揭示出某些星云中恒星的存在。用威尔逊山新落成的 100 英寸望远镜,Edwin Hubble 得以发现仙女座大星云 M31 中的变星。他证明,这些变星的光遵循着银河系中造父变星亮度变化同样的方式。假设所有这些星属于相同类型,具有相同的光度,他就能从式(1.1)求出相对距离。他的结论是,仙女星系的恒星距离银河系至少有 300kpc,所以这个星云必定是一个够资格的星系。我们现在知道,仙女星系的距离约为 800kpc。

1936 年 Hubble 在他的著作《星云世界》中制定了分类星系的方案。加上后来的补充和修改,这个系统一直用到今天;见图 1.11。Hubble 认出了 3 种主要的星系类型:椭圆星系,透镜星系和旋涡星系,加上第 4 类,即不能纳入任何其他类别的不规则星系。

38 **椭圆星系**通常是平滑而圆浑的,几乎没有什么特征,缺乏如旋臂和尘带之类的发光结构。椭圆星系一般缺乏冷气体因而几乎没有年轻蓝星。尽管它们在天上看起来全都近似于椭圆形,但细致的研究表明,大而亮的椭圆星系与其较小较暗的同类相比,有着相当不同的结构。

椭圆星系在富星系团中占主导地位,其中最大的 **cD 星系**,被发现于这些星系团最致密的部分。在椭圆星系核心的周围,cD 星系的巨大弥漫包层可以延伸到数百 kpc;这些星系可以比银河系亮 100 倍以上。普通的或巨椭圆星系光度为银河系的数倍,特征尺度为数十千秒差距。这些亮椭圆星系的恒星很少显示像旋转这样的有组织

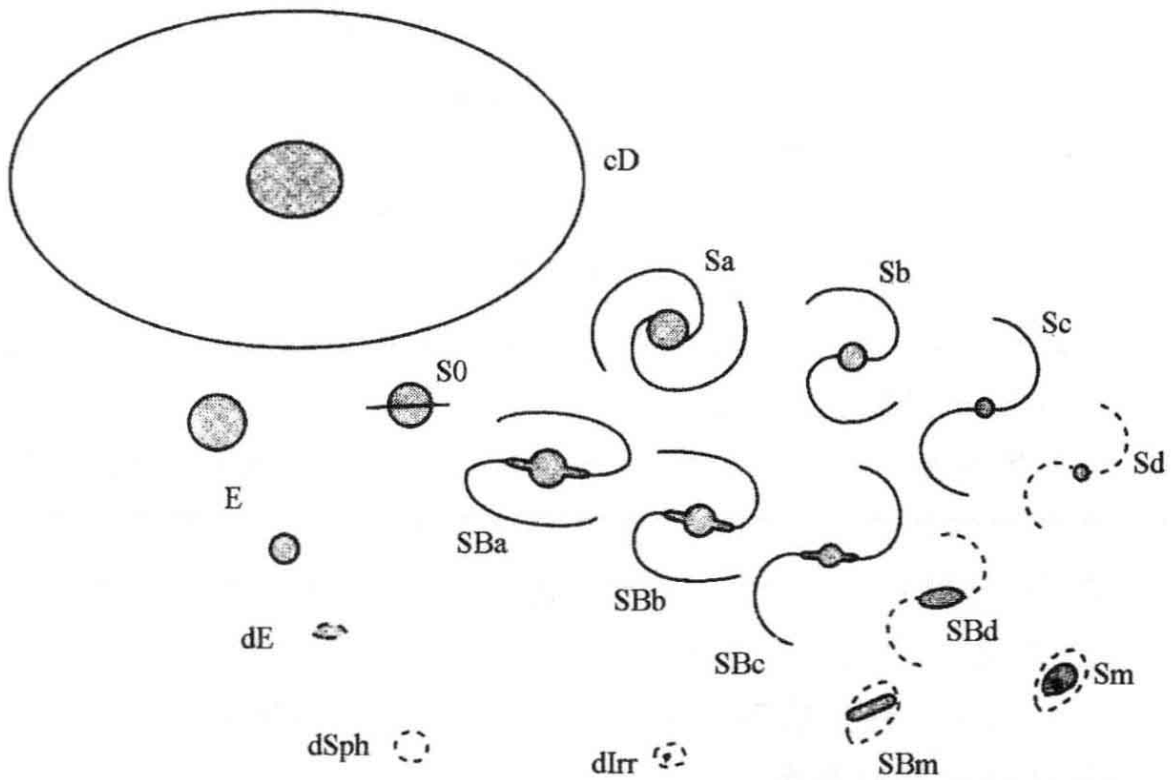


图 1.11 星系分类: Hubble 序列的修改形式

运动;它们绕星系中心的轨道是随机取向的。图 1.12 的左半部显示一个巨椭圆星系,它有一个活动核(见 9.1 节),该核是一个明亮的致密射电源。

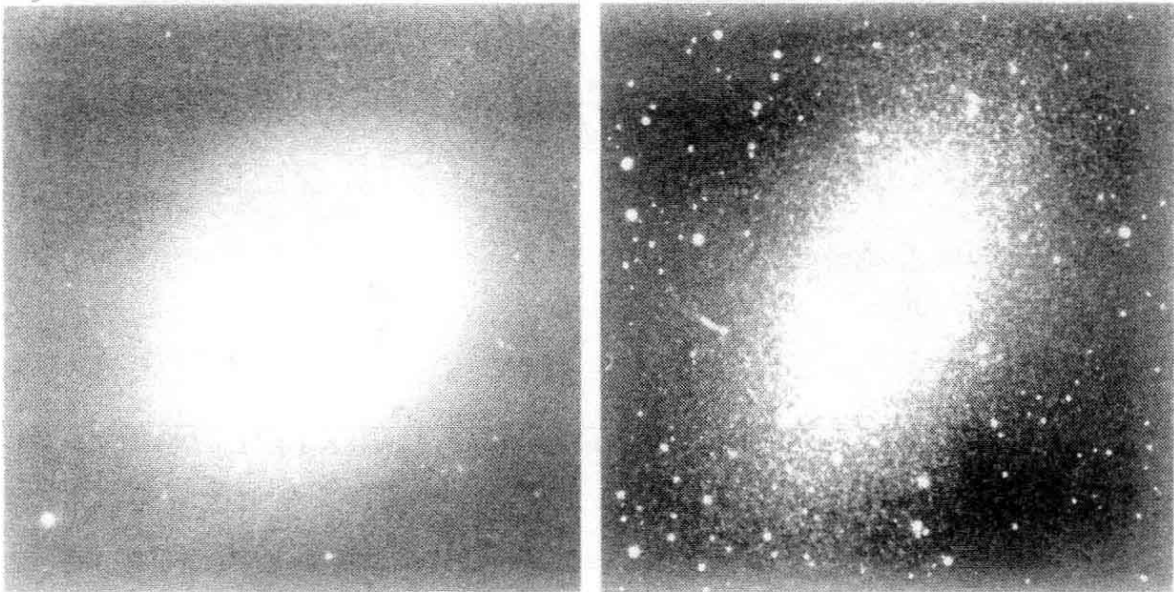


图 1.12 左图,巨椭圆星系 NGC 3998;亮度朝中心迅速增加,曝光过度。暗弱的天体几乎都是球状星团。右图,V波段的近邻矮椭圆星系 NGC 147;在其外部我们看见了个别恒星。最亮的像是银河系的前景星(WIYN 望远镜)

在较暗的椭圆星系中,恒星有较多的旋转和较少的随机运动。往往在椭圆体内镶嵌有盘的迹象。不足银河系光度约十分之一的最暗的椭圆星系分为两组。第一组由稀少的致密椭圆星系(如近邻星系 M32)组成。另一组由暗弱的弥漫矮椭圆星系(dE)组成,它们更暗的同胞矮椭球星系(dSph),弥漫得在天空照片上几乎不可见。图 1.12 的右半部显示 M31 的一个矮椭圆伴星系。dE 和 dSph 星系几乎显示不出有序旋转。

39 透镜星系除中心的椭圆形核球外显示有一个旋转盘,但该盘缺乏任何旋臂或延伸的尘带。这些星系记作 S0,它们构成椭圆星系和旋涡星系之间的过渡类型。它们在缺乏延伸的气体和尘埃方面类似椭圆星系,也喜欢处在星系密度较高的空间区域;但是,它们和旋涡星系一样有薄而快速旋转的星盘。图 1.13 的左半部显示一个具有中央线状棒的 SB0 星系。

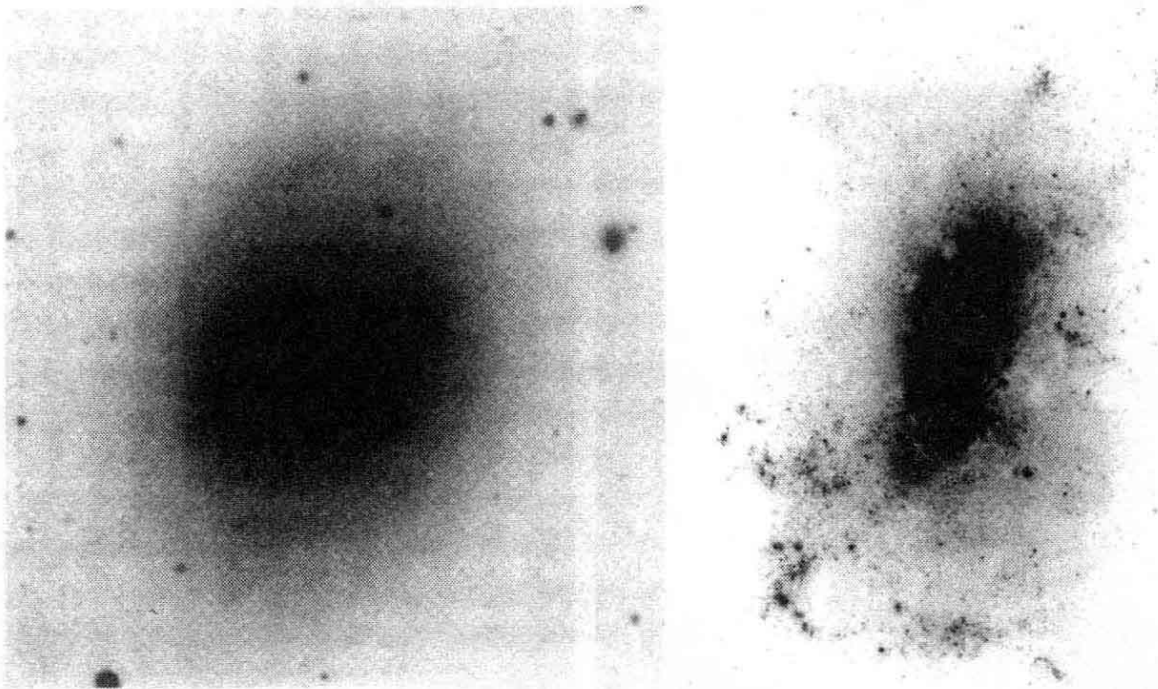


图 1.13 两个盘星系的负像。左图,NGC 936, $L \approx 2 \times 10^{10} L_{\odot}$ 的明亮有棒 S0 星系;平滑的盘既无尘埃也无旋臂。明亮的区域在这个负像上显得最暗—CTIO Blanco 望远镜。右图,NGC 4449,分类为不规则或 SBm 星系;这是一个小的富气星系, $L \approx 4 \times 10^9 L_{\odot}$ 。盘上散布着明亮的恒星形成结(A. Aloisi, F. Annibali, and J. Mack; Hubble 空间望远镜/NASA/ESA)

旋涡星系(图 1.14)以其明亮的旋臂得名,它们在早期照相底片最容易记录的蓝光中特别醒目。旋臂由明亮炽热的 O 型和 B 型星团,以及这些恒星从中形成的被压缩多尘气体描出。全部旋涡星系和透镜星系中约有一半显示有中央线状棒:有棒系统 SB0, SBa, ..., SBd 构成一个与无棒星系平行的序列。沿着从 Sa 型旋涡星系到 Sc 和 Sd 的序列,中央核球相对于快速旋转盘变得越来越不重要,而旋臂变得越来越开,盘中气体和年轻恒星的份额越来越大。我们的银河系可能是一个 Sc 型星系,或许是一个中间的 Sbc 型星系;M31 是一个 Sb 型星系。平均说来,Sc 和 Sd 型星系比 Sa 和 Sb 型星系暗,但某些 Sc 仍然亮于典型的 Sa 型旋涡星系。

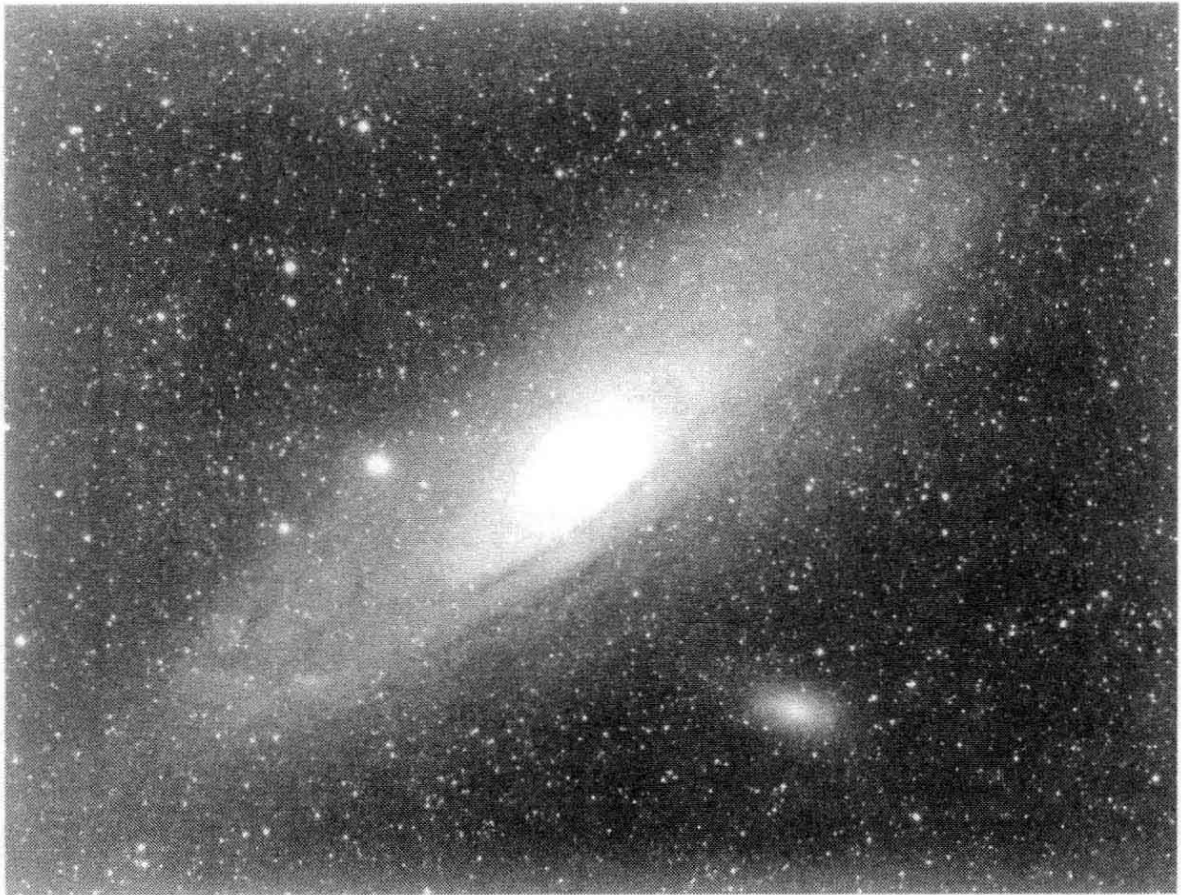


图 1.14 我们最近的大邻居,仙女星系 M31;北边为右,东边朝上。注意这个 Sb 星系的大中央核球和盘上多尘的旋臂。有两个伴星系可见:M32 是圆的且离中心较近,NGC 205 是靠西边的拉长天体(O. Nielsen)

在旋涡星系序列末端,即在 Sd 型那里,旋臂变得较为碎而乱。Sm 和 SBm 型称为**麦哲伦型旋涡星系**,以它们的原型星系,即大麦

哲伦云得名;见 4.1 节。这类旋涡星系通常化为一条短而粗的臂。随着星系光度的减少,盘的旋转速度也减小;较暗的星系质量小。大麦云的旋转速度只有 80 km s^{-1} ,是银河系的三分之一。在较小的星系中,恒星的随机运动速度也较小,但即使如此,有序转动在其总能量中也不构成重要部分。为了显示这一点,我们在图 1.11 中将这些星系放在 Sd 型的左边。

“早型”和“晚型”这些术语常用来描述星系在从椭圆星系通过 S0 到 Sa, Sb 和 Sc 型旋涡星系序列中的位置。有些天文学家曾一度认为,这个序列可能描述了星系从椭圆星系变为 S0 星系然后再到旋涡星系的生命史。尽管这个假说已被放弃,但这些术语仍然活着。让人迷惑的是,“早型”星系充满了“晚型”恒星,反之亦然。

哈勃把所有不能纳入他的其他类型的星系放入不规则型。今天我们只把这个名字用于那些缺乏任何有组织的旋涡或其他结构的小蓝星系(图 1.13)。最小的不规则星系称为矮不规则星系;与矮椭球星系的不同之处是它们有气体和年轻蓝星。很可能,矮椭球星系只是失去或用尽了气体的小的矮不规则星系。在我们附近,中等亮度星系的约 70% 是旋涡星系,30% 是椭圆星系或 S0 星系,3% 是不规则星系。

哈勃可能会称为不规则星系的其他星系包括星暴星系。这些星系在不远的过去形成了许多恒星,它们受扰的外貌部分来自超新星爆发抛出的气体。相互作用星系(两个或两个以上星系彼此紧靠在一起),以及看起来是两个或两个以上较小星系并合而成的星系,也可以划为这一类。我们已获得这样的认识,即星系并非“宇宙岛”,而是一生都影响着彼此的演化。本书第 4、第 5、第 6 章讨论近邻星系的

结构,而第 7 章考虑群和团中的星系如何相互作用。

我们通常用星表中的编号来提及星系。Charles Messier 的 1784 年星表列出了 109 个在小望远镜中看来“模糊”的天体;仙女星系作为 M31 列入其中。含 7000 多个非星天体的 *New General Catalogue* 包括了星团、气体星云和星系。这个 1888 年由 J. L. E. Dreyer 刊布,于 1895 年和 1905 年补充的星表,主要是基于 Willian Her-

chel(天王星的发现者),他的姐姐 Caroline 和他的儿子 John Herchel 的工作。仙女星系是 NGC 224。

亮星系的近代星表包括(*Third Reference Catalogue of Bright Galaxies*, by G. And A. Vaucouleurs et al, 1991, Springer, New York), 它包括了全部 NGC 星系,以及 P. Nilson 著 *Uppsala General Catalogue of Galaxies* (1973; Uppsala Observatory) 和其南天延伸 *ESO/Uppsala Survey of the ESO(B) Atlas*, by A. Lauberts (1982; ESO)。在射电、X 射线等波段有强辐射的星系也出现在那些源的星表中。许多新的星表是以电子形式刊布的,例如 NASA 的河外数据库(<http://ned.ipac.caltech.edu>)。

42

延伸阅读: E. Hubble, 1936, *The Realm of the Nebulae* (Yale University Press; reprinted by Dover, New York); 说明哈勃分类的照片见 A Sandge, 1961, *The Hubble Atlas of Galaxies* (Carnegie Institute of Washington; Washington, DC) 关于星系分类的新的研究生教材是 S. Van den Bergh, 1998, *Galaxy Morphology and Classification* (Cambridge University Press, Cambridge, UK)。

1.3.1 星系测光

与恒星不同,星系看起来不是光点;它们是天上的展源。地球大气中的湍流具有模糊星系图像的效应;这种效应称为视宁度。由于它的影响,地面光学望远镜罕有显示小于约 $1/3''$ 的细节。为了得到清晰的图像,我们必须使用空间望远镜,或者借助干涉或自适应光学这类技术。

尽管星系分类仍然基于它们光学像的外貌,有关星系的大多数工作却是定量的,要测量不同区域在什么波段有多少光发射出来。一个星系的面亮度 $I(\mathbf{x})$,是在图像上的一个特定点 \mathbf{x} ,每平方角秒天空的光量。考虑一个星系中边长为 D 的小方块,我们在距离 d 处来看它,所以它在天空的张角为 $\alpha = D/d$ 。如果这个区域中全部恒星的合光度为 L ,其视亮度 F 就由式(1.1)给定;则面亮度是:

$$I(\mathbf{x}) \equiv \frac{F}{\alpha^2} = \frac{L/(4\pi d^2)}{D^2/d^2} = \frac{L}{4\pi D^2}. \quad (1.23)$$

单位为 Wm^{-2} 每球面度。天文学家通常取单位 mag arcsec^{-2} (显得和星系图像上一平方角秒同样亮的一颗恒星的视星等), 或者取 $L_{\odot} \text{pc}^{-2}$ 。任何一点的面亮度不依赖于距离, 除非 d 太大, 使宇宙膨胀显示出减小 $I(\mathbf{x})$ 的效应; 我们将在 8.3 节对此作进一步讨论。星系图像上等面亮度的轮廓称为**等照度线**。式(1.23)显示, 星系内等照度线的位置与观测者的距离无关。正如恒星测光一样, 我们一般在给定波段内测量面亮度。星系中心只达到 $I_B \approx 18 \text{ mag arcsec}^{-2}$ 或 $I_R \approx 16 \text{ mag arcsec}^{-2}$, 恒星盘要暗得多。星系没有清晰的边缘, 所以我们常常在固定的等照度线测量它们的大小。一个流行的选择是在蓝 B 波段内 25 等的等照度线, 记为 R_{25} 。这约为平均夜天光水平的 1%; 在 CCD 测光(见 5.1 节)以前, 它接近可靠测量的极限。另一种选择是在 $I_B(\mathbf{x}) = 26.5 \text{ mag arcsec}^{-2}$ 处的 **Holmberg 半径**。为了求得整个星系的光度, 我们测量来自一给定半径内的光量如何随半径向外移动增加, 然后外推到整体。

问题 1.14 在距离为 d Mpc 的一个星系中, 一颗像太阳那样的恒星的 B 视星等会是多少? 在这个星系里, 证明天空中 $1''$ 对应于 $5d \text{ pc}$ 。如果面亮度 $I_B = 27 \text{ mag arcsec}^{-2}$, 同一颗类似太阳的恒星相比, 星系的一平方角秒发射多少 B 波段的光? 证明这等价于在 B 波段的 $L_{\odot} \text{pc}^{-2}$, 但 $I_I = 27 \text{ mag arcsec}^{-2}$, 在 I 波段只对应于 $0.3 L_{\odot} \text{pc}^{-2}$ 。

表 1.9 给出了以图 1.7 的带通测量的夜天面亮度。这是一些近似的平均值, 因为天空亮度依赖于太阳活动(黑子周期), 天文台在地球上的位置, 以及天空中的方向。一般说来, 天空几乎比星系的内核还要亮, 在月夜, 星系中心甚至能消失在明亮的天空中。在地球上对星系做光学观测一般须在无月的夜晚进行。

如果我们的眼睛能在这样低的亮度水平下察觉颜色, 我们就能看见天空因大气分子的辐射带而发红。在近红外的 $2\mu\text{m}$ 处, 大多数天文台站的天空要比空间中亮一千倍。图 1.15 显示出, 在波长更长的热红外波段, 天空辐射会如何陡峭地升高。高而冷的南极是这个

波段的最佳地面台址,但天空仍比从空间看亮得多。选择红外滤光片使之覆盖大气最透明处。在这些区域之间,我们看到相应于不透明层温度的黑体谱。

表 1.9 紫外,光学和红外波段的平均天空亮度

波段	波长	满月 (mag arcsec ⁻²)	暗天空 (mag arcsec ⁻²)	自空间 (mag arcsec ⁻²)	自空间 (μ Jy arcsec ⁻²)	南极 (μ Jy arcsec ⁻²)
	1500Å			25.0		
	2000Å			26.0		
	2500Å			25.6		
U	3700Å		22.0	23.2		
B	4400Å	19.4	22.7	23.4	1.8	
V	5500Å	19.7	21.8	22.7		
R	6400Å	19.9	20.9	22.2		
I	8000Å	19.2	19.9	22.2	3.2	
J	1.2 μ m	15.0	15.0	20.7	2.4	300—600
H	1.6 μ m	13.7	13.7	20.9	4.4	800—2000
K	2.2 μ m	12.5	12.5	21.3	1.9	300—700
K'	2.2 μ m	13.7	13.7	21.3	1.9	500
L	3.3 μ m				1.1	10 ⁵
M	4.9 μ m				8.0	10 ⁶
N	10.6 μ m				220	4 \times 10 ⁷
Q	19 μ m				400	3 \times 10 ⁸

表头为“自空间”的两列只是单位不同。

我们可以设计滤光片截断天光以排除某些最强的谱线;用 K' 滤光片代替 K 能截断这种辐射的约三分之二。但表 1.9 说明,当我们从地面观测时,红外天空总是比星系亮。为了准确地得到面亮度,我们必须整夜测量一块空白天空的亮度,正如我们测量星系加天空那样准确;两者之间的差给出 $I(\mathbf{x})$ 。空间中的望远镜在红和红外波段给予我们暗得多的天空。我们也可以在近紫外观测,在那里天空亮度还更低。

小而暗的星系比大而亮的星系多得多。图 1.16 显示在英—澳

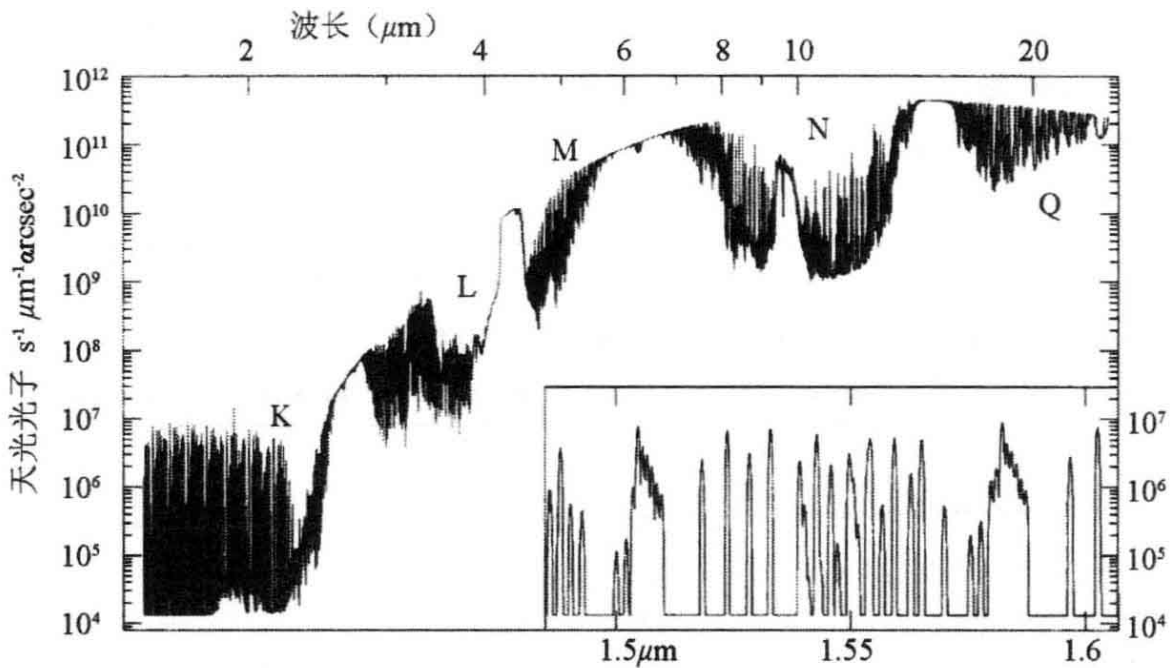


图 1.15 海拔 4000 米的夏威夷冒纳凯阿的天空发射；标出了标准红外带通。插入框显示，天空背景主要由相隔很近的发射线组成

天文台 2dF 巡天中按绝对星等 $M(B_J)$ 测量的星系数目。注意，多数非常亮的星系是红色的；这是些椭圆星系和 S0 星系。多数暗星系是旋涡星系和不规则星系，它们因含有新诞生的大质量恒星而呈蓝色。

45 尽管旋涡星系和不规则星系远为众多，椭圆星系却包含了恒星总质量的大约一半。

图 1.16 中的实线显示，如果光度在 L 和 $L + \Delta L$ 之间星系数 $\Phi(L)\Delta L \text{ Mpc}^3$ 由 **Schechter 函数**：

$$\Phi(L)\Delta L = n_* \left(\frac{L}{L_*}\right)^\alpha \exp\left(-\frac{L}{L_*}\right) \frac{\Delta L}{L_*}; \quad (1.24)$$

给出，预期的星系数有多少。根据这个公式，亮于光度 L_* 的星系数非常迅速地下降。我们常用判据 $L \geq 0.1 L_*$ 的来定义“亮”或“巨”星系，反之则为矮星系。实曲线是对应于 $L_* \approx 9 \times 10^9 h^{-2} L_\odot$ ，对应于 $M_*(B_J) = -19.7 + 5 \log_{10} h$ ；正如下节解释的那样，参量 h 测量宇宙膨胀的速率。取 $h = 0.7$ ，我们求得 $L_* \approx 2 \times 10^{10} L_\odot$ ，约为银河系的光度。当 $L < L_*$ 时，每单位绝对星等间隔的星系数几乎为常数；画出的曲线对应于 $n_* = 0.02 h^3 \text{ Mpc}^{-3}$ 和 $\alpha = -0.46$ 。Schechter

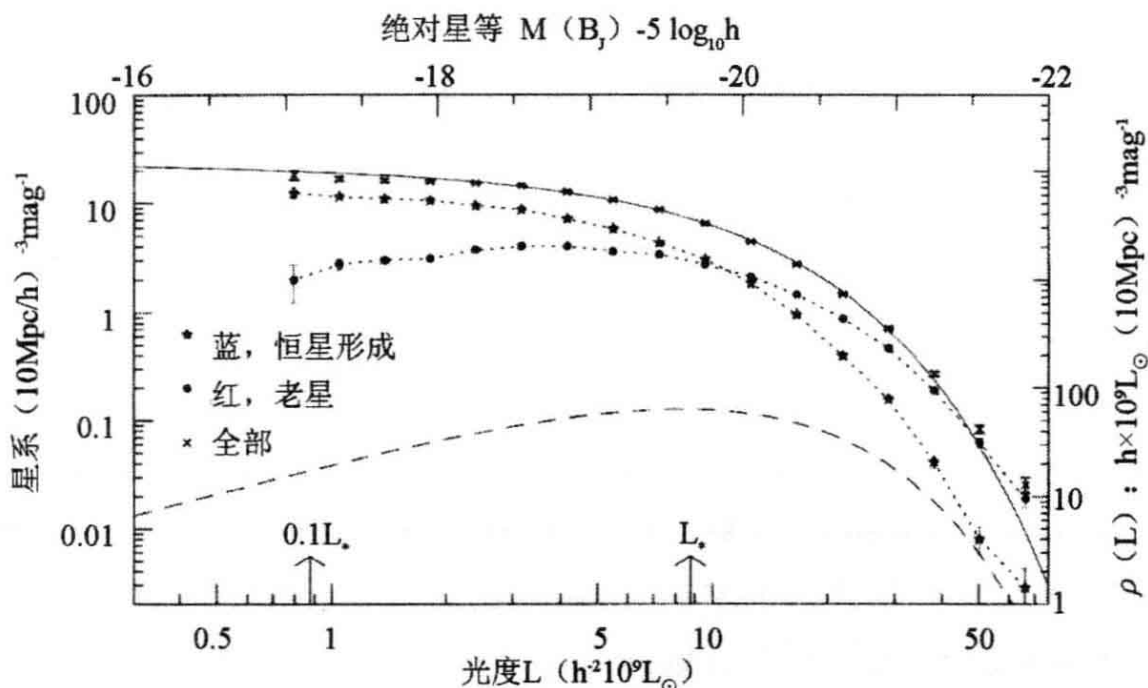


图 1.16 绝对星等在 $M(B_J)$ 和 $M(B_J)+1$ 之间每立方 10 Mpc 的星系数。点线表示组成这个总数的红(星符)蓝(实点)星系数;垂直棒表示误差。实线表示(1.24)式的光度函数;短画线给出来自每个绝对星等间隔星系的光 $\Phi(M) \times L / L_*$, 蓝带通是与用来挑选星系的照相底片相匹配的 ($-2dF$ 巡天, D. Croton)。

公式高估了非常暗星系的密度;对于 $\alpha \leq -1$, 它甚至预期星系总数 $\int_L^\infty \Phi(L) dL$ 将随 $L \rightarrow 0$ 无限增加。但短画线显示多数光来自接近 L_* 的星系。积分(1.24)式, 我们估计总光度密度是:

$$\rho_L(B_J) = \int_0^\infty \Phi(L) L dL = n_* L_* \Gamma(\alpha + 2) \approx 2 \times 10^8 h L_\odot \text{Mpc}^{-3}, \quad (1.25)$$

式中 Γ 是伽马函数;当 j 为整数时, $\Gamma(j+1) = j!$ 在近红外 K 波段, $\rho_L(K) \approx 6 \times 10^8 h L_\odot \text{Mpc}^{-3}$; 它大于 $\rho_L(B_J)$, 因为多数光来自比太阳红的恒星。

1.4 膨胀宇宙中的星系

宇宙正在膨胀, 星系正在远离我们。正如星系谱线的 Doppler 位移测量的那样, 越远的星系退行速度越大。当我们将这种运动向

过去回溯时,可以估计宇宙在大爆炸中诞生的时刻。在进行这项工作时,我们将测量到的星系退行速度或红移,同大爆炸后它发出光的时间联系起来;红移变为星系发光时年龄的量度。

在 1929 年,只是基于近星系的 22 个视向速度测量,以及某些后来发现错了约 10 倍的距离估计,Hubble 宣称,星系正在远离我们,速度 V_r 正比于其距离 d :

$$V_r \approx H_0 d. \quad (1.26)$$

后续的工作证明他是对的,这个关系现在称为 **Hubble 定律**。对于参数 H_0 ,即 **Hubble 常数**,目前的估计在 $60-75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ 。图 1.17 显示退行越快者确实越暗,倘若它们全有大致相同的光度,但距离越来越远的话,预期就该如此。

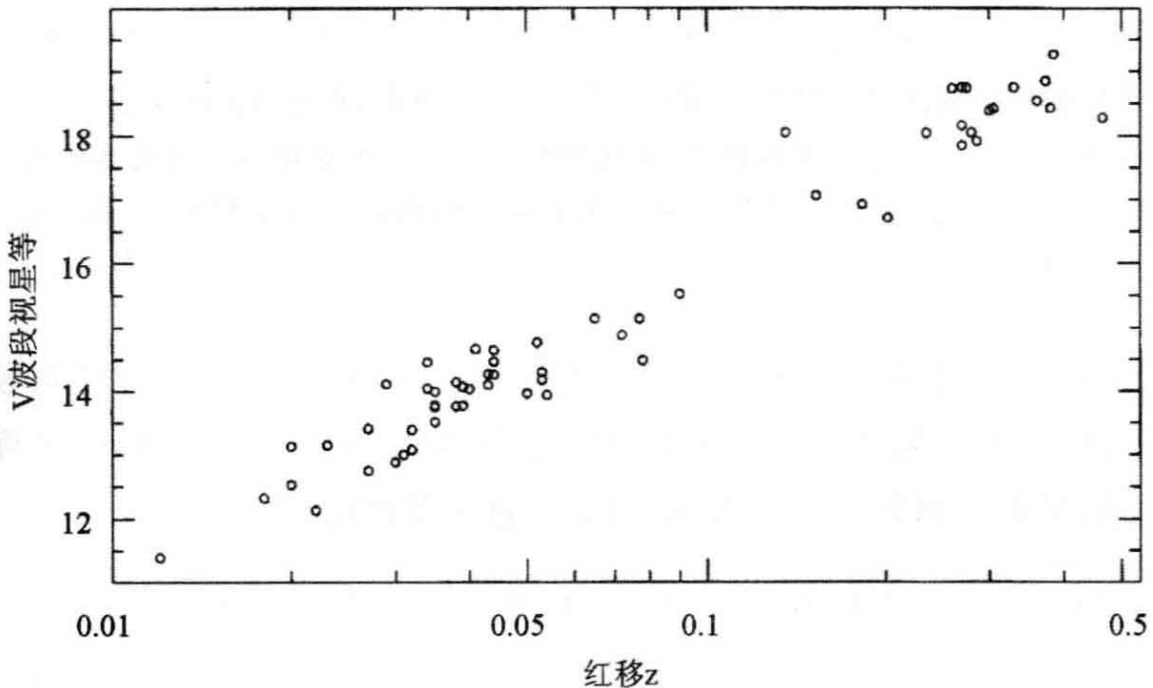


图 1.17 富星系团中最亮星系的 V 波段视星等。星等正比于红移 z 的对数增加,如果星系的距离正比于退行速度 cz ,我们就该预期如此(数据来自 J. E. Gunn and J. B. Oke 1975 *ApJ* 195, 225)

我们常用 Hubble 定律从测量的星系速度来估计它们的距离。为了明确显示 Hubble 常数的不确定性,一般将以 $100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ 为单位的 H_0 值记作 h 。于是式(1.26)意味着:

$$d = h^{-1} [V_r (\text{km s}^{-1}) / 100] \text{ Mpc}. \quad (1.27)$$

当一个星系的距离从其视向速度 V_r 求得时, 导出的光度 $L \propto h^{-2}$ 。所以式(1.24)中的参数 L_* 具有正比于 h^{-2} 的值; 与此相似, 密度 $n_* \propto h^3$ 。如果我们用 1.2 式和由 1.27 式得到的距离, 以及牛顿的引力方程(见 3.1 节)来估计星系的质量 M , 我们就有 $M \propto h^{-1}$ 。

47

如果星系的平均速度总是保持不变, 它们就会在现在向前算的时间: t_H 碰到一起, 在那里:

$$t_H = \frac{1}{H_0} = 9.78h^{-1} \text{Gyr} = 15 \text{Gyr} \times \frac{67 \text{kms}^{-1} \text{Mpc}^{-1}}{H_0}. \quad (1.28)$$

这称为 Hubble 时间; 我们可以用它作为宇宙年龄, 即自大爆炸以来时间的粗略估计。

问题 1.15 如果一个星系的绝对星等为 M , 用式(1.1)和式(1.27)证明, 其视星等 m 同式(1.19)的红移 $z = V_r/c$ 的关系为 $m = M + 5 \log_{10} z + C$, 式中 C 是一个常数, 对所有天体相同。通过图 1.17 中的点画一条粗略的直线; 验证若富团中最亮的星系光度相同, 其斜率大概就和预期一致。

用 Hubble 定律求得了星系的近似距离, 我们就可以考察它们在空间的分布: 图 8.3 显示了图 1.16 的 2dF 巡天的区域。我们看到星系在空间的分布并不均匀, 而是聚集成群和团。在富团内, 星系轨道运动产生的本动速度高达 1500 km s^{-1} 。所以, 如果我们用式(1.27)来求它们的位置, 它们就会显得比实际更近或更远。一个星系测量到的视向速度 V_r 有两个分量: 宇宙膨胀和本动速度 V_{pec} 。式(1.26)应当修改为:

48

$$V_r = H_0 d + V_{\text{pec}}. \quad (1.29)$$

在星系团之间, 我们将在第 8 章中看到, 个别星系和小群形成纤维和大片。这些纤维和大片内的星系群和星系协不如星系团富有, 但为数更多。银河系和其近邻仙女星系构成本星系群的一部分, 后者在 $1-2 \text{ Mpc}$ 的半径内包括了数十个较小的星系。纤维和大片之间是广袤而空旷的区域; 在这些巨洞中, 我们只能看见少量孤立的星系。

1.4.1 密度和年龄

在 8.2 节中,我们将考察宇宙膨胀的动力学,以及它如何同宇宙的物质和能量密度相关。如果平均密度现在大于**临界密度**,膨胀在将来可以逆转为收缩;如果小于临界密度,星系将永远继续退行。临界密度是:

$$\begin{aligned}\rho_{\text{crit}}(\text{现在}) &= \frac{3H_0^2}{8\pi G} = 1.9 \times 10^{-29} h^2 \text{gcm}^{-3} \\ &= 2.8 \times 10^{11} h^2 \mathcal{M}_\odot \text{Mpc}^{-3}. \quad (1.30)\end{aligned}$$

对于 $H_0 = 67 \text{km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$,这等价于每立方百万秒差距有一个大小适当的星系,或每立方米有 5 个氢原子。如果宇宙中的物质正好具有这个密度,从大爆炸到今天的时间 t_0 就是:

$$t_0 = \frac{2}{3H_0} \approx 10 \text{Gyr} \times \left(\frac{67 \text{km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}}{H_0} \right). \quad (1.31)$$

如果平均密度超过 ρ_{crit} ,宇宙就比这个值年轻,而若密度较小,它就较老。我们将看到,密度不大可能大于临界值,所以大爆炸以来的时间至少由式(1.31)给定。仅当修改广义相对论方程,纳入把星系彼此推开的**暗能量**,目前年龄 t_0 才能大于 t_H 。

我们将在下一节看到,普通物质只构成临界密度的约 4%。在宇宙膨胀目前的**标准模型**中,总密度严格等于临界值, $H_0 = 70 \text{km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$,物质构成 ρ_{crit} 的 30%,但大部分是**暗物质**。暗物质可能由(像中微子那样的)弱相互作用粒子组成,具有一些小而非零的质量。它们统称弱作用有质粒子,即 WIMP。其余为暗能量;我们对它的性质不得而知。标准模型的目前年龄是 $0.964 t_H$ 或 13.5Gyr。

问题 1.16 用式(1.25)证明,对处于临界密度的宇宙,平均质光比 M/L 在蓝波段应近似于 $1700h \mathcal{M}_\odot / L_\odot$ 。

1.4.2 宇宙中的星系

为什么宇宙的历史与我们的星系研究相关呢?首先,正如我们将在 2.2 节看到的, Hubble 时间 t_H 非常接近我们对银河系和其他

星系中最老恒星估计的年龄。星系和其中的恒星不可能比宇宙更老。为了理解星系如何诞生,我们必须知道要花多少时间才能形成最早的恒星,且合成比氦重的元素。星系中老年小质量恒星的大气是来自早期宇宙的化石,提供了它们由以形成的气体中各种元素丰度的记录。我们关于恒星演化的知识提供了一种数十亿年内的时钟测量,表明这些恒星在多久以前开始了它们的主序生命。遥远星系的红移则以另一种钟来报告时间,提供大爆炸之后多久它们发出的光开始了走向我们的旅途。为了将这两种钟测量的时间联系起来,我们必须知道宇宙的尺度如何随时间改变。在 8.2 节我们将看到,如何计算与星系之间距离成正比的标度因子 $\mathcal{R}(t)$; Hubble 常数 H_0 由 $\dot{\mathcal{R}}(t_0)/\mathcal{R}(t_0)$ 给出。对于最简单的模型, $\mathcal{R}(t)$ 只依赖于 H_0 的值和目前密度 $\rho(t_0)$ 。

宇宙的膨胀也影响我们从星系收到的光。考虑两个距离为 d 的星系按式(1.26)以速度 $V_r = H_0 d$ 分离。如果其中之一发出波长为 λ_e 的光,则另一个星系的观测者将在时间 $\Delta t = d/c$ 之后以较长的波长 $\lambda_{\text{obs}} = \lambda_e + \Delta\lambda$ 收到它。如果这些星系相当近,以至 $V_r \ll c$, 我们就能用式(1.19)的 Doppler 公式证明, $\lambda_{\text{obs}}/\lambda_e$ 是:

$$1 + \frac{\Delta\lambda}{\lambda_e} \approx 1 + \frac{H_0 d}{c} = 1 + H_0 \Delta t = 1 + \left[\frac{1}{\mathcal{R}(t)} \frac{d\mathcal{R}(t)}{dt} \right]_{t_0} \Delta t. \quad (1.32)$$

我们可将此重新写为波长 λ 随时间变化的方程:

$$\frac{1}{\lambda} \frac{d\lambda}{dt} = \frac{1}{\mathcal{R}(t)} \frac{d\mathcal{R}(t)}{dt}. \quad (1.33)$$

积分给出宇宙学红移 z 的公式:

$$1 + z \equiv \frac{\lambda_{\text{obs}}}{\lambda_e} \frac{\mathcal{R}(t_0)}{\mathcal{R}(t_e)}. \quad (1.34)$$

此式对于大红移和小红移都成立。因为光的波长正比于 $\mathcal{R}(t)$ 膨胀,其频率按因子 $1+z$ 减小。遥远星系中的所有时间过程看起来将按此因子拉长;当我们观测遥远宇宙时,我们看到事件将以慢节奏发生。

我们将在第 7 章中讨论星系群和星系团。本节的其他课题将在第 8 和第 9 章中更深入的讨论。

1.5 前星系时代

我们在这里简略介绍一下星系形成之前我们所知道的宇宙物质的历史。当气体像给自行车胎打气那样受到压缩时会变热；而当像压缩的喷雾罐中那样膨胀时其温度会降低。早期宇宙中的气体是非常炽热和致密的，在膨胀过程中逐渐冷却下来。这就是宇宙起源的**大爆炸模型**：宇宙诞生时物质温度极高，膨胀迅速。而我们在地球上实验室中建立的物理学预言了，这个火球如何发展为我们今天知道的宇宙。早期炽热阶段有两个方面对于我们研究星系特别重要。

首先，最轻的元素，即氢、氘（重氢）、氦和锂的丰度，主要由大爆炸后头半小时的条件决定。观测到的氦丰度同大爆炸模型的预言惊人的符合。氘、氦 3 和锂丰度测量值可以告诉我们宇宙中含有多少物质。在后面诸章中，我们将把这个值同我们在星系中和周围测量到的质量进行比较。

其次，宇宙微波背景辐射，即星系前宇宙的遗迹，允许我们求出我们相对于宇宙其余部分的运动。银河系穿过宇宙微波背景的速度，如式(1.29)定义，是我们的**本动速度**。已经查明这个速度惊人地大，显示遥远物质的巨大集中对我们的本星系群施加了很强的吸引力。

延伸阅读：大学本科水平的导论，见 B. Ryden, 2003, *Introduction to Cosmology* (Addison Wesley, San Francisco, USA); 和 A. Liddle, 2003, *An Introduction to Modern Cosmology, 2nd edition* (John Wiley & Sons, Chichester, UK)。

51 1.5.1 炽热的早期宇宙

至少在大爆炸后头 10 万年，宇宙中大部分能量是炽热物质发出的黑体辐射，以及**相对论性粒子**：它们以接近光速的速度运动，快得具有非常类似光子的性质。在膨胀过程中，式(1.34)告诉我们，波长

正比于标度因子 $\mathcal{R}(t)$ 增长。按式(1.5),辐射温度 T 随多数光发出的波长 λ_{\max} 成反比地变化,这个温度按 $T \propto 1/\mathcal{R}(t)$ 下降;见如下问题。

问题 1.17 如果现在光子以数密度 $n(t_0)$ 均匀充满宇宙,证明在时刻 t ,密度 $n(t) = n(t_0) \mathcal{R}^3(t_0)/\mathcal{R}^3(t)$ 。用式(1.34)证明,辐射能量密度如 $1/\mathcal{R}^4(t)$ 减小。对于温度为 T 的黑体辐射,能量在 ν 和 $\nu + \Delta\nu$ 之间的光子数密度为:

$$n(\nu)\Delta\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \frac{\Delta\nu}{\exp[h\nu/(k_B T)] - 1}. \quad (1.35)$$

证明,如果现在的能谱是温度 T_0 的黑体辐射,则在时刻 t 膨胀将把它严格转换为温度 $T(t) = T_0 \mathcal{R}(t_0)/\mathcal{R}(t)$ 。

在其生命的头3分钟内,宇宙充满了能把任何原子核粉碎为其组成粒子的高能伽马射线。当辐射场的温度足够高,粒子及其反粒子对能够从真空中产生。因为光子绝不会静止,为产生一个粒子对需要两个光子。温度为 T 的辐射的典型光子携带能量 $\varepsilon = 4k_B T$,式中 k_B 为 Boltzmann 常数,所以当 $k_B T \geq m_p c^2$ 时,可以产生质子-反质子对,式中 m_p 为质子的质量。我们通常用电子伏特,(即一个电子穿过1伏特电势差所获得的能量)为单位来量度这些能量:1eV = 1.6×10^{-19} J,或 1.6×10^{-12} erg。在这些单位中, $m_p c^2$ 时 $\approx 10^9$ eV,或1G eV,所以在头 10^{-4} s,质子和反质子对是自由产生的,那时

$$k_B T \gg m_p c^2, \text{ 或 } T \gg 10^{13} \text{ K}. \quad (1.36)$$

随着膨胀的继续,温度下降,光子的能量小得不足以产生质子-反质子对。几乎所有反质子都与一个质子相遇,并湮灭为一对 γ 射线。我们不理解为什么,但在早期宇宙中质子要稍多一点:每 10^9 个反质子大约就有 $10^9 + 1$ 个质子。物质对反物质的微小超出被留下来形成星系。湮灭过程中产生的光子就是今天看到的宇宙微波背景。

电子的质量比质子约小2000倍,其静止能量 $m_e c^2$ 只有0.5MeV。所以辐射仍能产生电子-反电子(正电子 e^+)对,直到温度下降到阈值 $T \sim 10^{10}$ K。在这个时刻之前,反应:



能够产生电子中微子 ν_e 和它们的反粒子 $\bar{\nu}_e$ 。通过如下反应：



特别丰富的电子、正电子和中微子允许中子变为质子，反之亦然。在温度为 T 的平衡中，中子比质子稍少一些，因为中子的质量 m_n 较大。中子质子比由下式给出：

$$n/p = e^{-Q/(k_B T)}, \quad \text{式中 } Q = (m_n - m_p)c^2 = 1.293\text{MeV}. \quad (1.37)$$

中微子是相互作用非常弱的粒子；每秒钟有 10^{15} 个来自太阳的中微子无损地飞越每平方米地球表面。只有在超新星核内极热的物质或早期宇宙中，它们才有可觉察的机会同其他粒子发生反应。那时电子—正电子对仍然很多，而中微子密度高得足以维持中子和质子之间在这个水平上的平衡。但是后来，一旦 $k_B T \leq 0.8\text{MeV}$ 或 $t \geq 1\text{s}$ ，膨胀将如此冷却物质和中微子，使中子或质子几乎不再同中微子作用。中子以 $n/p \approx 1/5$ 的比例冻结。

1.5.2 制造元素

中子存活的条件是它们必须束缚在原子核中，而自由中子是不稳定的；它们会指数地衰变为一个质子、一个电子和一个反中微子 $\bar{\nu}_e$ 。在一段时间 $\tau_n = 886 \pm 1\text{s}$ (也称平均寿命) 之后，中子数将减小一个因子 $1/e$ 。如果中子不与质子通过如下反应：



结合形成氘(含有一个质子和一个中子的‘重氢’核)，那就几乎不会有中子存留下来。上式中 γ 代表一个光子，该反应会释放出带走 2.2MeV 能量的 γ 射线。这个反应也发生在更早的时期，但任何形成的氘都会被黑体辐射中的光子立刻粉碎。

在 $T \leq 3 \times 10^9\text{K}$ 电子—正电子对消失后，宇宙中的能量密度几乎完全归因于黑体辐射。广义相对论告诉我们，温度按照下式降低：

$$t = \left(\frac{3c^2}{32\pi G a_B T^4} \right)^{1/2} \approx 230\text{s} \left(\frac{10^9\text{K}}{T} \right)^2; \quad (1.38)$$

式中 $a_B = 7.56 \times 10^{-16}\text{J m}^{-3}\text{K}^{-4}$ 是黑体常数。约有四分之一的中子

在温度降到约 10^9 K(那时它们能锁进氦中)之前衰变掉;这为每 7 个质子留下一个中子。多余的质子将变为氢原子的核,大约占总质量的 75%。

氦容易同其他粒子合并形成 ^4He ,即有两个质子和两个中子的氦核。基本上所有的中子,因而中子和质子总质量的约 25%最后是在 ^4He 中。只有微量的氦和一些 ^3He (有两个质子和一个中子)留下来。也形成了痕量的硼和锂,但宇宙膨胀太快,以至不能形成更重的核。产生的氦的量依赖于中子的半衰期,但与当时物质的密度几乎无关;几乎每个中子都能找到一个质子形成氦,而几乎每个氦核都能反应形成氦。观测到的氦丰度在 22%~24%之间,同这个计算大致符合。例如,假若我们发现太阳含有 10%(按重量计)的氦,这个观测就很难用大爆炸宇宙学来解释。

问题 1.18 氦能够变得丰富的必要条件是 $k_B T \leq 70\text{keV}$ 。用式 (1.38) 证明,这个温度在 $t \approx 350\text{s}$ 时达到,那时自由中子已衰变了大约 35%。平均寿命 τ_n 很难测量;直到最近,实验室值还在 700 s 到 1400 s 之间变化。如果平均寿命为 750 s,氦的预期份额会约低 2%,而如果为 1100 s,我们预期会发现约多 2%的氦。

反之,留下来的少量氦却同中子和质子(合称重子)的密度有很大关系。如果物质非常少,当宇宙变得太稀反应停止之前,许多氦核就会错过同其他粒子碰撞的机会。如果目前的重子数低到 $n_B = 10^{-8}\text{cm}^{-3}$,多达 1%的氦核就会留下来。如果现在密度高达 $n_B = 2 \times 10^{-6}\text{cm}^{-3}$,对于每 10^9 个氢原子,我们就会预期找到不足一个氦核。

氦也容易在恒星内部燃烧成氦。所以为了测量有多少是在大爆炸中形成的,我们必须寻找在其外层还没有燃烧氦的老年贫金属星,或者那些还没有形成许多恒星的星系际气体云。我们最佳的测量显示,每 20000 或 30000 个氢原子有一个氦核。连同 ^3He 和锂的测量,这表明今天中子和质子的联合密度是:

$$n_B = (2.5 \pm 0.5) \times 10^{-7}\text{cm}^{-3}, \text{ 或 } \rho_B = (5 - 7) \times 10^9 \mathcal{M}_\odot \text{Mpc}^{-3}. \quad (1.39)$$

这远小于式(1.30)的临界密度:其比值为

$$0.02h^{-2} \leq \rho_B / \rho_{\text{crit}} \leq 0.025h^{-2}, \quad (1.40)$$

式中 h 是以 $100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ 为单位的 Hubble 常数 H_0 。观测似乎要求 $h \geq 0.6$, 所以中子和质子不能多于 ρ_{crit} 的约 7%。因为 $h \leq 0.75$, 重子不能少于临界密度的 3%。在标准模型中, $\rho_B = 0.045\rho_{\text{crit}}$ 。我们将在 5.3 节中发现, 这比我们在星系中看到的气体和亮星质量多; 至少它们的部分“暗物质”必定由普通物质组成。

问题 1.19 宇宙必须至少含有中子和质子那么多的物质: 用式(1.39)和(1.25)证明, 平均质光比必定超过 $30 h^{-1} M_{\odot} / L_{\odot}$ 。这显著大于问题 2.19 中对银河系得到的值。

1.5.3 复合: 光和物质脱耦

宇宙历史的下面几十万年相当平淡。其密度下降得低到不能产生核反应, 而背景辐射的能量又高得足以电离氢和扰乱其他原子。宇宙就像荧光灯那样充满了发光的气体。光子不能自由穿过这种热等离子体, 但它们会被自由电子散射。物质不会在其自引力作用下塌缩形成恒星或其他致密天体, 因为陷入内部的辐射压太高。

55 辐射密度随标度因子 $\mathcal{R}(t)$ 按 $T^4 \propto \mathcal{R}^{-4}(t)$ 减小。所以在过了一段时间之后, 它必定降到仅按 $\mathcal{R}^{-3}(t)$ 减小的物质密度以下。在标准模型中, 在这个物质—辐射相等的时刻, 辐射已经冷却到 $T \approx 10000\text{K}$ 。若按 $\mathcal{R}(t)$ 测量, 宇宙那时为其目前尺度的 $1/3600$ 。以后, 黑体辐射的光子缺乏能量将电子从氢原子除去。氢原子在其随后的膨胀中复合, 气体变得像今天那样中性而透明。到 $\mathcal{R}(t) / \mathcal{R}(t_0) \approx 1/1100$ 时, 背景辐射的光子能够从物质逃逸。它们向外的压强不再能阻止物质塌缩, 成为我们今天观测到的星系和星系团。迄今观测到的最遥远的星系在红移 $z \geq 6$; 当它们的光离开它们时, 宇宙的年龄不到 1Gyr 。图 1.18 给出了那个时刻以前宇宙历史的概要。

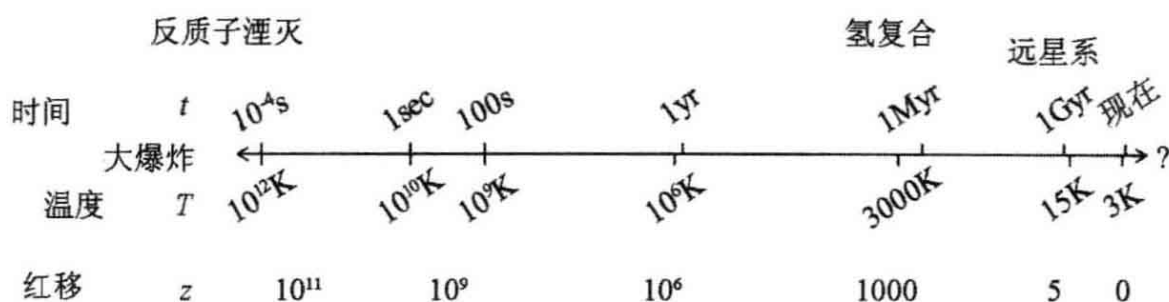


图 1.18 宇宙历史的重要时刻

从复合时期来到我们这里的辐射已按式(1.34)红移;现在有长得多的波长。其温度 $T = 2.728 \pm 0.002$ K, 故称为宇宙微波背景。每立方厘米空间约有 420 个这样的光子, 所以按式(1.40), 对于每个中子或质子, 我们有 $(2 \sim 4) \times 10^9$ 个光子。背景辐射的能量密度大约与银河系外区的星光相等。即为 $a_B T^4 = 4.2 \times 10^{-14} \text{ J m}^{-3}$; 所以从每球面度天空我们收到 $c a_B T^4 / (4\pi) \approx 10^{-6} \text{ W m}^{-2}$ 。

问题 1.20 用式(1.25)证明, 即使我们忽略红移产生的能量损失, 对于所有星系来说, 以它们目前的光度发出今天微波背景那样多的能量, 要花 100 Gyr 以上的时间。

图 1.19 显示了从银河系中我们位置观测估计, 并设法扣除局地贡献后的河外背景辐射。宇宙背景的能量远大于红外、可见和紫外谱区。要想把这样巨大的能量解释为来自大爆炸以外的任何其他源, 会是非常困难的事。从亚毫米波到 $\leq 0.1 \text{ keV}$ 的紫外区的辐射来自恒星和活动星系核, 或者是直接的或者是加热尘埃的再辐射。X 射线和 γ 射线的高能“尾”主要来自活动星系核。因为光子在膨胀的宇宙中损失能量, 几乎所有这种辐射(微波背景除外)都必须在过去 $\sim 10 \text{ Gyr}$ 中发出, 这个时刻相应于红移 $z \leq 3$ 。

56

微波背景现在非常近似于黑体谱; 它也非常均匀。在天空不同部分之间, 我们看到其温度很小的不规则性只有十万分之几, 唯一的例外是: 在方向 $l = 265^\circ, b = 48^\circ$, 峰值波长短于平均值, 且温度约高 0.1%。在相反方向, 温度约低同样的量。这个差别反映了太阳相对于背景辐射的运动。如果 T_0 是相对于背景辐射静止的观测者测量到的温度, 那么以相对速度 $V \ll c$ 运动的观测者就会测量到与运动

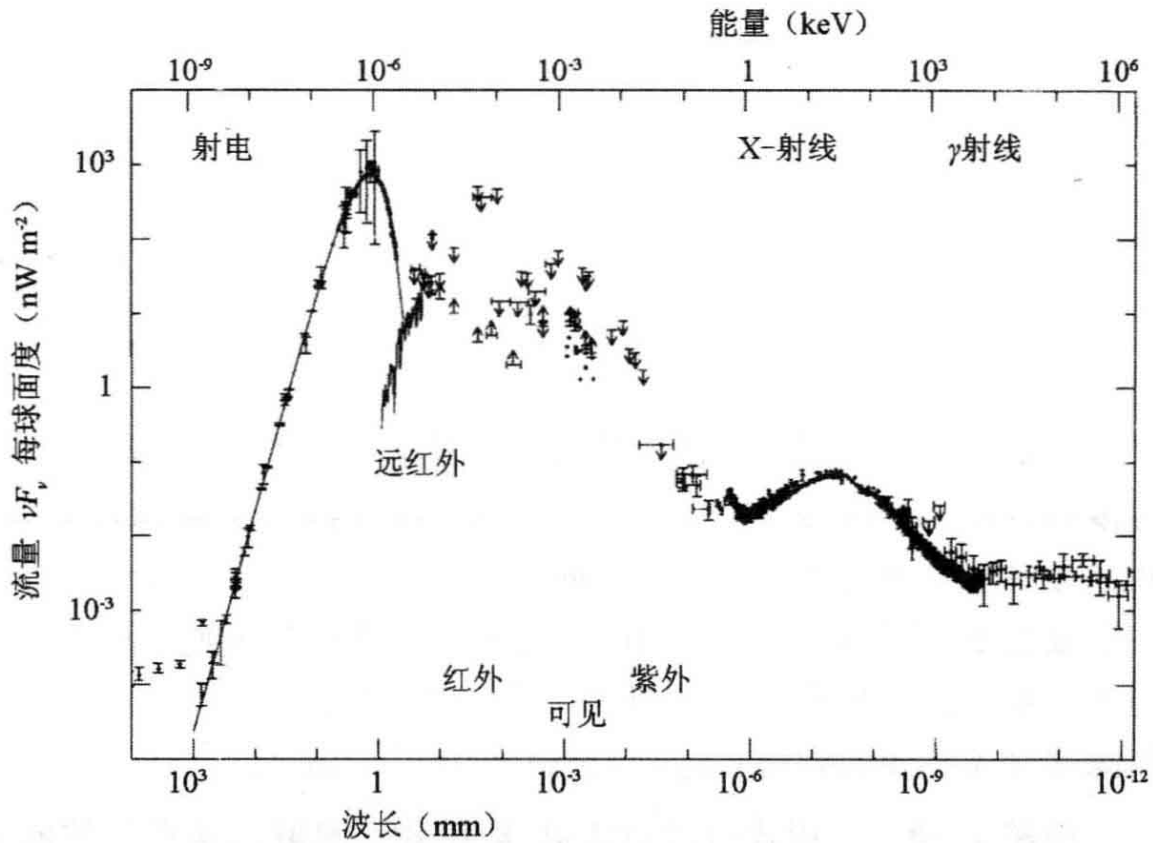


图 1.19 河外背景辐射:垂直的对数标度显示频率或波长每改变 10 倍对应的能量密度。箭头表示上下限。 $\lambda \sim 1\text{mm}$ 处的曲线峰值是宇宙微波背景;远红外背景是被尘埃再辐射的恒星和活动星系核的光(T. Ressel and D. Scott)

方向成 θ 角的温度 $T(\theta)$ 由下式给出:

$$T(\theta) \approx T_0(1 + V\cos\theta/c). \quad (1.41)$$

57 对于太阳, $V = 370 \text{ km s}^{-1}$ 。计及太阳绕银河系的运动,以及银河系相对于近星系的运动,我们发现,相对于背景辐射和宇宙整体而言,本星系群具有的本动速度 $V_{\text{pec}} \approx 600 \text{ km s}^{-1}$ 。本星系群的运动大得让人想不到,又会引起麻烦:我们在第 8 章做进一步讨论。

第2章 银河系

我们在银河系盘中的位置给我们提供了就近详细观测一个相当典型的大型旋涡星系的机会。我们将以观察太阳的近邻来开始本章。考察最近的恒星将给我们一个盘成员样本,我们可以问每种光度、质量、化学组成和年龄的恒星有多少。把这些信息同恒星演化理论结合起来,我们可以研究太阳邻域的恒星形成史。

58

在2.2节中,我们将到更远的地方去探险。测量恒星的距离让我们得以描绘银河系的结构:薄盘和厚盘、贫金属晕和中央核球。所有成员一起诞生,且具有同样化学组成的星团特别有用;将它们的颜色-星等图同恒星模型的预言比较,可以得到年龄、化学组成和星团的距离。我们发现,最年轻的恒星属于盘,而且重于氦的元素相当丰富,而贫金属晕的恒星则极老。

银河系中大多数恒星和几乎全部气体都在盘上,像行星围绕太阳一样绕银心运动。2.3节讨论银河系的旋转:我们如何测量它,以及我们如何用它求得盘内气体的分布。与太阳系中的运动不同,盘内最远部分物质的旋转速度几乎与太阳附近的气体一样。为了阻止这些遥远的气体飞入星系际空间,必须有大量物质隐藏在银河系外围,它们只发出极少的光,或者根本就不发光:称为暗物质。

银河系中气体的质量只有恒星的十分之一;但气体却有着深刻的影响。最致密的气体云塌缩成恒星;而恒星在其生命的终点以其核燃烧产生的尘埃和重元素来污染气体。2.4节讨论加热、电离和推动银河系气体的复杂过程,以及这些过程如何影响恒星诞生的速度。

2.1 太阳邻域

59

在本节中,我们考虑最近的恒星,即太阳的近邻。我们要问有多少种恒星,数目有多少?有多少处于主序上,多少在其生命的晚期?

有多少是新形成的,多少已经非常年老?为了回答这些问题,必须先知道恒星离我们有多远。

天体的距离一般是极难测量的,但这对于我们理解其性质至关重要。恒星和星系的光度总是用反平方定律导出的式(1.1)。为了求天体的线尺度,我们通常测量它们在天空的角大小和估计其距离,而我们的质量计算通常依赖于这些尺度的估计。许多天文学争议都归结于天体有多远的论证:所以,天文学家有很好的理由发展各种创新的、有时是奇异的方法来测量距离。

三角学或三角视差,只允许我们测量最近恒星的距离。然后将较远的恒星同近邻的类似恒星进行比较,假设光谱相似的恒星具有相同光度,就能从它们的相对视亮度求出其相对距离。接着又用这些遥远恒星来估计某些最近星系的距离,这些星系近到足以让我们分辨出个别恒星。通过同附近星系的比较,这种宇宙距离阶梯再延伸到更远的星系。在比较的每一级,相对距离往往定得相当好(在天文学中,这意味着在百分之几以内),但是每级误差的累积却使河外距离的不准确度大到因子2。我们偶尔有幸能找到一种方法绕开某些较低的梯级,直接测量超出三角视差范围之外的天体距离。这些机会是十分珍贵的:我们将在下面的2.2节中讨论其中几种。

一般来说,两个恒星或星系之间的相对距离,比每一个的绝对距离(以米或光年为单位)能够更准确地测定。1922年,国际天文学联合会采用秒差距来表示以日地平均距离(天文单位)为单位的恒星距离。借助行星际飞船和测量光或射电波从行星表面反射回来的时间,我们现在知道太阳系的尺度准确到百万分之一以内;我们因历史的理由保留了秒差距。在银河系内,距离有时用太阳的银心半径 R_0 为单位给出。

2.1.1 三角视差

在几百秒差距之内,我们用三角视差来求恒星距离。当地球绕太阳旋转时,我们的视位置在改变,较近的恒星相对于较远的天体看起来在运动。在一年之中,近星相对于远星背景画出一条椭圆径迹(图2.1)。角 p 就是视差;它总是很小,所以对于一颗距离为 d 的恒

星,我们有:

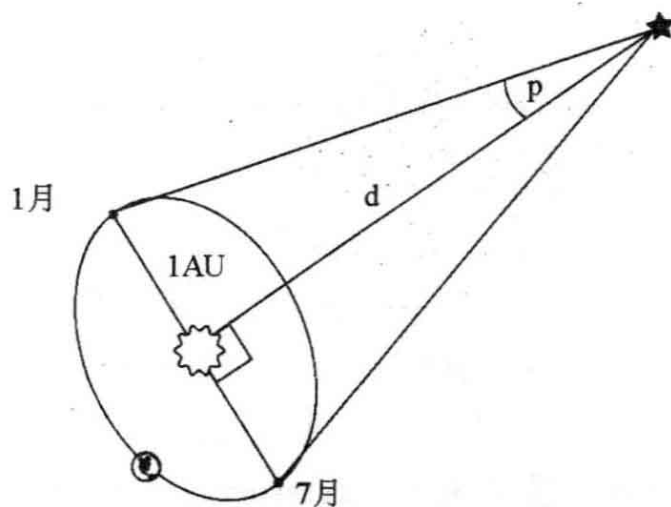


图 2.1 三角视差:在一年之中,恒星看起来是在一个长轴为 $2p$ 的椭圆上运动

$$\frac{1\text{AU}}{d} = \tan p \approx p \text{ (以弧度为单位)}. \quad (2.1)$$

一个天文单位(1AU)是日地平均距离,大约为 1.5 亿千米,或 8.3 光分。秒差距(pc)定义为视差为 $1''$ 的恒星的距离 d ,一角秒: $1'' = 1^\circ \times 1/60 \times 1/60$ 。一弧度约为 $206265''$,所以一秒差距是 206265 AU,或约 3.26 光年。恒星距离太远,以至没有一颗的视差大到 $1''$ 。半人马座比邻星是最近的恒星, $p=0.8''$,所以其距离是 1.3 pc,或 4.3 光年。

欧洲空间局的依巴谷卫星(1989—1993)以毫角秒的精度重复测量了 120000 颗亮星在天球上的视运动。对于距离在数百秒差距以内的恒星,依巴谷数据库给我们提供了距离(从而精确的光度),对于双星和聚星,也给出了它们的空间运动和轨道。对于恒星的这个绝佳样本,精确的距离允许我们测定 1.1 节讨论过的许多基本恒星参量。

问题 2.1 为了测定一颗恒星的三角视差,我们必须至少 3 次测量它相对于远得多天体的位置:为什么?(还有什么别的因素能改变它在天球上的位置?)

我们通常将距离表示为距离模数,它定义为视星等 m 同由式 (1.15) 给出的绝对星等 M 之间的差。我们将它写为

$$(m - M)_0 \equiv 5 \log_{10} \left(\frac{d}{10\text{pc}} \right) = 5 \log_{10} \left(\frac{0.1''}{p} \right), \quad (2.2)$$

式中,下角标 0 表示校正后的视星等,已对星际尘埃吸收和散射星光所引起的变暗进行了补偿。

问题 2.2 证明,距离模数中 0.1 星等的误差或不确定性,大约等价于 d 中 5% 的误差。

如果空间是透明的,没有尘埃,那么将一颗恒星的视差测量同观测到的视星等联合起来,就容易求得它的绝对星等。对于近星,尘埃效应很小,我们一般能够忽略它。图 2.2 显示了离太阳 100pc 内依巴谷测量的所有恒星的 $B-V$ 颜色和用式(2.2)导出的绝对 V 星等 M_V 。这就是颜色—星等图或 **Hertzsprung—Russell 图**;我们可以将它同图 1.4 比较,证认出相应于恒星生命各个阶段的部分。

62

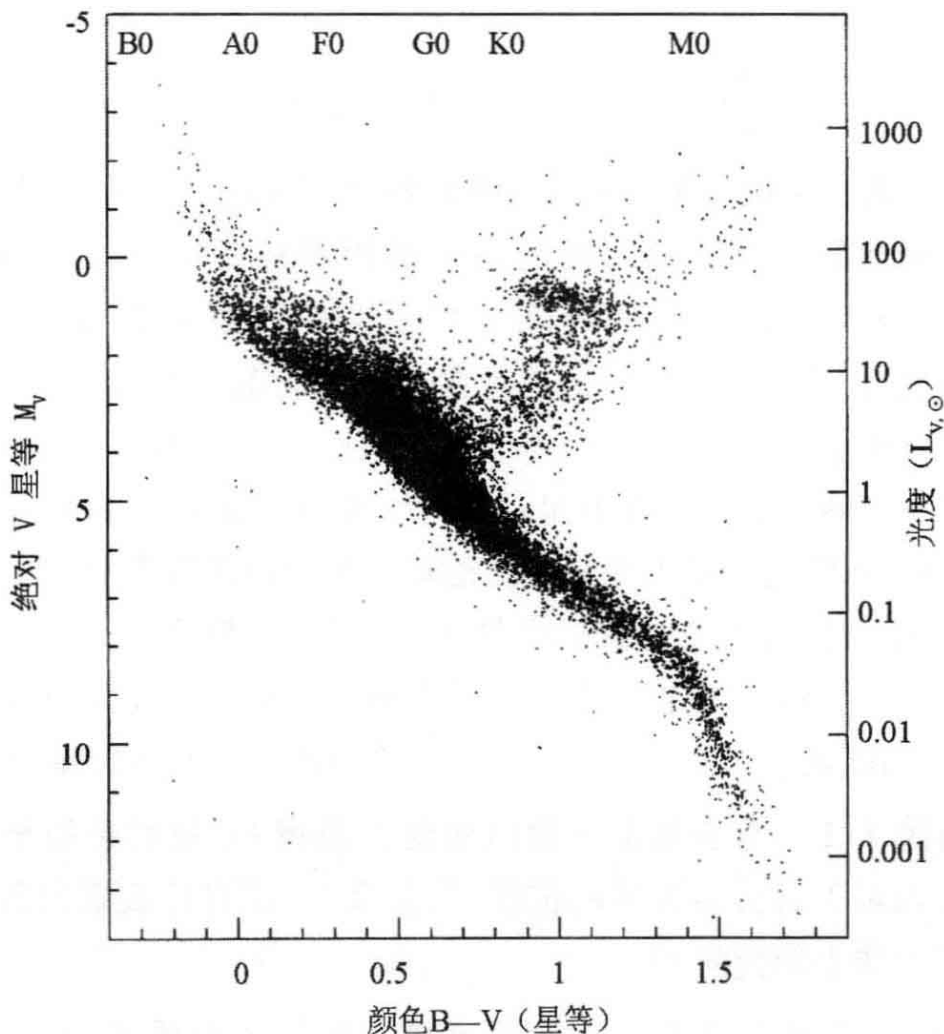


图 2.2 离太阳 100pc 内 15630 颗恒星的 颜色—星等图 and 近似光谱型,依巴谷对这些恒星测量的三角视差误差 $< 10\%$, $B-V$ 颜色准确到 0.025 星等以内 (M. Perryman)

对于比 $M_V \approx -4$ 暗的恒星,我们能够容易地挑出主序;较亮的星太少,在这个球内几乎没有。主序相当宽。对于比太阳亮的恒星,这主要是因为它们年龄不同,对于较暗的星,金属丰度的变化更重要。右边非常亮的恒星是红巨星,它们已耗尽了中央核内的氢。许多星在 $M_V \approx 1$ 和 $B-V \approx 1$ 附近;这是些红团簇星,在核内燃烧氦,而氢在周围的壳层内。将红团簇的颜色同恒星模型的预言做比较,表明这些恒星中重元素的份额在太阳值和该水平的大约三分之一之间:用 1.1 节的语言,这意味着 $-0.5 \leq [\text{Fe}/\text{H}] \leq 0$ 。

很少有亮于 $M_V \approx 2$ 的恒星落在主序和 $B-V \geq 0.9$ 的红星之间的三角形里,后者相应的温度 $T_{\text{eff}} \leq 5500\text{K}$ 。这几乎是一个空白区域,称为 **Hertzsprung 空隙**。质量大于约 $2M_{\odot}$ 的恒星一旦结束其主序生命将迅速变为明亮的红星;它们在中等温度停留的时间非常短。

少数恒星落在主序下面约 1 星等;它们大多数是贫金属的亚矮星,比具有太阳化学组成的同质量恒星蓝一些。左下角可以看到 4 颗暗的白矮星。非常暗的恒星很难发现;即使在 100pc 以内,至今还是有一半以上的白矮星和最暗的主序星逃脱了我们的搜寻。

2.1.2 光度函数和质量函数

图 2.2 中的大多数恒星都亮于绝对星等 $M_V \approx 8$;但较暗的恒星事实上更多。光度函数 $\Phi(M_V)$ 描述每立方秒差距中每种光度的恒星有多少: $\Phi(M_V)\Delta M_V$ 是绝对 V 星等在 M_V 和 $M_V + \Delta M_V$ 之间的恒星密度。为了计算 $\Phi(M_V)$,我们必须知道已观测的每种光度恒星所在的空间体积。通常选来观测的是那些看起来亮于某个固定视星等的恒星或星系。依巴谷的观测星表包括了几乎所有 $m_V \leq 8$, 以及一些更暗的恒星。一颗像太阳那样 $M_V = 4.83$ 的恒星,如果其距离模数大于 $8 - 4.83 = 3.17$, 相应于 $d \approx 43\text{pc}$, 就可能不在其中。图 2.3 中的实点显示了近似的光度函数,间隔为 1 星等,所用计算公式为:

$$\Phi(x) = \frac{N(M_V - 1/2 < x < M_V + 1/2)}{V_{\text{max}}(M_V)}. \quad (2.3)$$

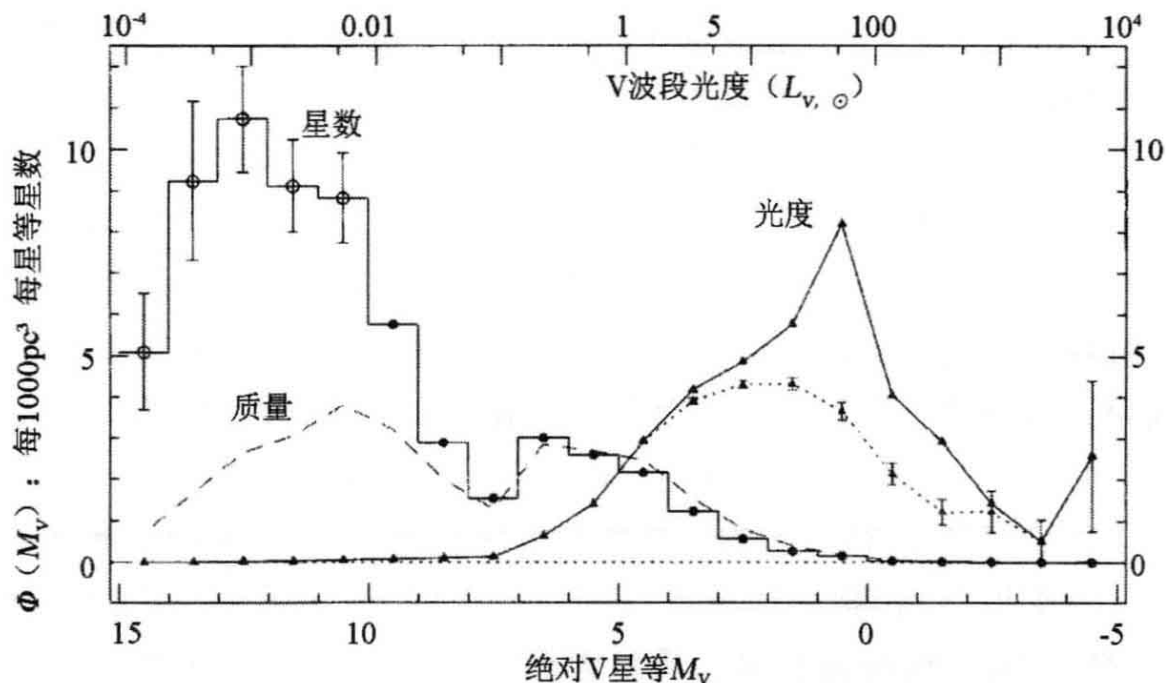


图 2.3 直方图显示了近邻恒星的光度函数 $\Phi(M_V)$: 实点来自图 2.2 的恒星, 空圈来自 Reid et al. 2002 AJ 124, 2721。带三角的线条显示来自每星等间隔恒星的光 $L_V \Phi(M_V)$; 点线单对主序星, 实线代表全部星。长画线给出主序星的质量 $\mathcal{M} \Phi_{MS}(M_V)$ 。单位是每立方 $10 \text{ pc } L_\odot$ 或 \mathcal{M}_\odot ; 垂直棒显示不确定性, 基于每个间隔的恒星数

问题 2.3 证明式(2.3)中的体积为 $V_{\max}(M) \approx 4\pi d_{\max}^3/3$, 式中 d_{\max} 是 100 pc 和 $10 \text{ pc} \times 10^{0.2(8-M)}$ 中较小者。用表 1.4 查 M_V , 对一颗 M4 型矮星求 d_{\max} 。在图 2.2 中看到这样暗的恒星你为何感到惊讶?

63 因为暗星很难发现, 要测定光度函数的暗端相当难。 $\Phi(M_V)$ 的亮端也成问题; 因为亮星很少, 除非巡天体积大于半径 100 pc 的球, 我们将找不到足够多的亮星。但恒星的空间分布并不均匀。例如, 它们的密度会随我们朝银极方向离开银盘而下降。所以, 如果我们为找亮星向远看, 那我们巡天区域的平均密度就会比太阳附近低。最后, 许多恒星处在彼此靠得非常近的双星系统中, 以至被误认为一颗较亮的恒星。尽管有这些不确定性, 暗星显然比亮星多得多。

图 2.3 也显示了每个光度的恒星在 V 波段发出的光有多少: 范围在 M_V 到 $M_V + \Delta M_V$ 的恒星贡献的光量是 $L_V \Phi(M_V) \Delta M_V$ 。几乎所有的光都来自较亮的恒星, 主要是 A 和 F 型主序星和 K 型巨星。

稀少的亮星如主序 O 和 B 型星,以及亮超巨星所贡献的光,多于比太阳暗的全部恒星;所以,一个星系的总光度强烈依赖于它新近在产生这些大质量短寿命恒星方面是否活跃。如果我们测量光度函数是在紫外波段而不是在 5500\AA 的 V 波段,几乎所有的光都会来自 O 和 B 型星。几微米的近红外光主要来自明亮的红星。

64

我们可以用 1.1 节的表从 V 波段光度 L_V 来求热光度 L_{bol} ,然后用表 1.1 或式(1.6)的质—光比来计算每个光度处主序星的平均质量。在图 2.3 中,长画线表示绝对星等在 M_V 和 $M_V + \Delta M_V$ 之间的主序星的质量。红巨星贡献极微,因为它们的质量比同光度的主序星还要小。几乎全部质量都在 K 和 M 型矮星中,这些恒星非常之暗,以至我们在银河系及其伴星系以外的星系中看不到它们。发出大多数光的恒星对质量却没有贡献。

图 2.3 的光度函数相应于每 1000pc^3 大约有 65 颗恒星,具有在 V 波段等价于 $40L_{\odot}$ 的光度。约 75% 的光来自主序星,它们的质量总共约 $30 M_{\odot}$ 。平均质光比 M/L 给出了大质量亮星对暗星比例的量度。我们发现,若只计主序星, $M/L_V \approx 1$,而对于所有恒星, $M/L_V \approx 0.74$,这里 M 以太阳质量为单位, L_V 以太阳的 V 波段光度为单位。若包括白矮星和星际气体,局地质光比 $M/L_V \leq 2$ 。在 2.3 节中我们将看到,整个银河系的质光比要比太阳附近这个恒星样本大得多。银河系外区含有看不见的物质,其形式既非恒星,也不是在太阳附近发现的星际气体。

用恒星演化模型,我们可以从今天的星族回溯,求得每种质量的恒星在诞生时有多少。我们这样定义初始光度函数 $\Psi(M_V)$,使得 $\Psi(M_V)\Delta M_V$ 是形成的恒星数,它们在主序上时绝对星等在 M_V 和 $M_V + \Delta M_V$ 之间。质量小于太阳的恒星主序寿命为 10Gyr 或稍长。对暗白矮星的计数表明,局地盘内恒星形成的时间只有 $\tau_{\text{gal}} \approx 8 - 10\text{Gyr}$,所以首次诞生的 K 型矮星很少到演化晚期。对于这些小质量恒星, $\Psi(M_V)$ 与今天的光度函数 $\Phi(M_V)$ 几乎相同。但 O, B 和 A 型星迅速燃尽,只有那些最近诞生的还在主序上。

我们可以计算初始光度函数,只要假设盘在其整个历史中一直在以均匀的速率形成恒星。如果 $\Phi_{\text{MS}}(M_V)$ 只是主序星今天的光度

函数,并且一颗绝对星等为 M_V 的恒星停留在主序上的时间为 $\tau_{MS}(M_V)$,那么就有

$$\begin{aligned} \Psi(M_V) &= \Phi_{MS}(M_V) \text{ 对于 } \tau_{MS}(M_V) \geq \tau_{gal}, \\ &= \Phi_{MS}(M_V) \times \frac{\tau_{gal}}{\tau_{MS}(M_V)} \text{ 对于 } \tau_{MS}(M_V) < \tau_{gal}. \end{aligned} \quad (2.4)$$

65 图 2.4 显示了按这个公式计算的对 $\Psi(M_V)$ 的粗略估计,这里假设了 $\tau_{gal} = 10$ Gyr。大质量恒星比暗的小质量恒星形成更少,但悬殊没有今天的光度函数 $\Phi(M_V)$ 那么大。

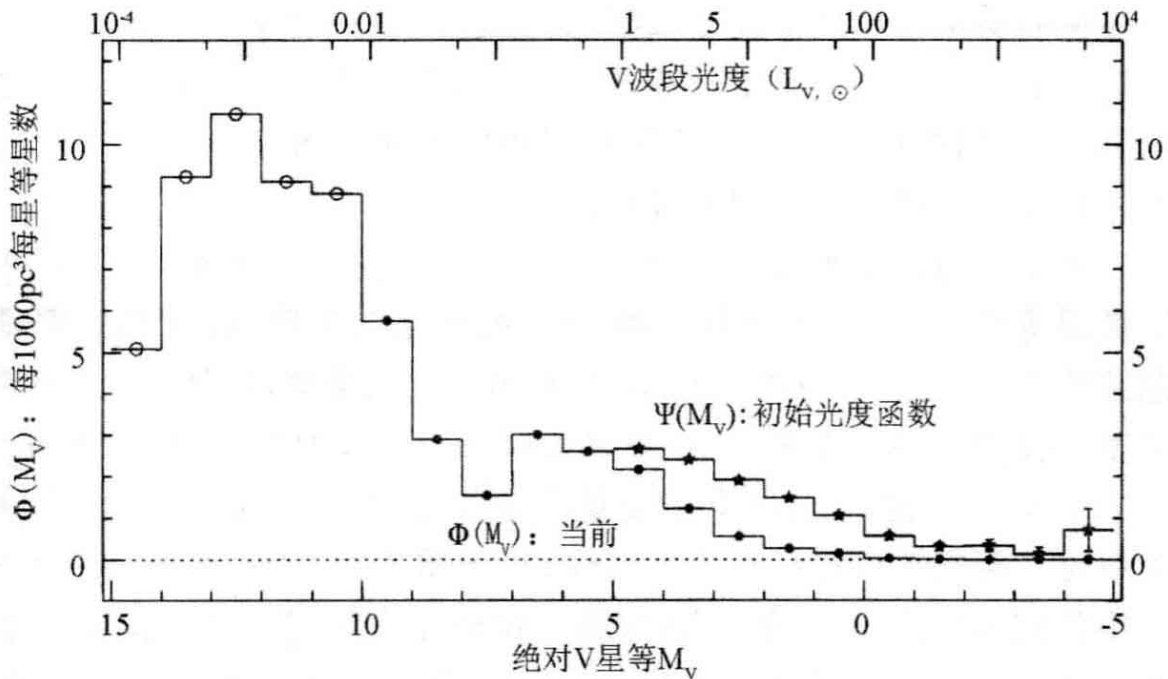


图 2.4 圆圈显示图 2.3 中主序星的光度函数 $\Phi_{MS}(M_V)$ 。假设恒星在过去 10 Gyr 以恒定速率诞生,本直方图给出初始光度函数 $\Psi(M_V)$ 。这两个函数在 $M_V \approx 8$ 处都有极小值,称为 **Wielen 下降**。这个 V 波段光度只对应恒星质量 M 的一个很小范围,质量函数 $\xi(\mu)$ 在这个质量处可能没有下降或变化

问题 2.4 设恒星以恒定速率诞生。假设 $\tau_{gal} = 10$ Gyr,并用表 1.1 查恒星的寿命,证明所有过去形成的 $2 M_{\odot}$ 的恒星只有 11% 今天依然在主序上。所有 $3 M_{\odot}$ 的恒星还有多大比例在那里? 所有 $0.5 M_{\odot}$ 的恒星呢? 现在假设恒星形成随时间 t 按 $\exp(-t/t_*)$ 变慢,式中 $t_* = 3$ Gyr。证明所有 $2 M_{\odot}$ 的恒星只有 1.6% 现在还活着, $3 M_{\odot}$ 的恒星只有 0.46%。

对于这些恒星,解释为什么对于给定的观测到的 $\Phi(M_V)$,当恒星诞生随时间降低时比它不变时 $\Psi(M_V)$ 较大(图 2.4 中“*”和“·”必须进一步分开)。对于 $2 M_\odot$ 的恒星, $\Psi(M_V)/\Phi(M_V)$ 必须变得大多少? 对于比太阳长寿的恒星,逐渐变慢会如何改变推断的 $\Psi(M_V)$?

对于 $t_* < 0$ 的加速率恒星诞生,这会在什么意义上影响我们对初始光度函数 $\Psi(M_V)$ 的估计?

$\Phi(M_V)$ 是相当光滑的函数,我们也没有理由期望在太阳光度附近 $\Psi(M_V)$ 的斜率会有纽结或改变。这合在一起意味着,在过去的几十亿年中,局地恒星形成没有多于因子 2 的变慢或加速。

我们可以把初始光度函数 $\Psi(M)$ 转换为初始质量函数: $\xi(M)\Delta M$ 是诞生时质量在 M 和 $M+\Delta M$ 之间的恒星数。在太阳附近,对于质量大于约 $0.5 M_\odot$ 的恒星,一个好的近似是:

$$\xi(M)\Delta M = \xi_0 (M/M_\odot)^{-2.35} (\Delta M/M_\odot), \quad (2.5)$$

式中常数 ξ_0 设定了局地恒星密度;这称为 **Salpeter** 初始质量函数。图 2.5 显示了在昴星团(见下面的图 2.11)中观测到的每种质量的恒星数。这个星团的年龄只有 100 Myr, 所以对于质量小于 $0.5 M_\odot$ 的恒星,初始质量函数与我们今天观测到的相同。Salpeter 函数高估了质量小于 $0.5 M_\odot$ 的恒星数目,但除此之外它给出了很好的描述。银河系中非常不同的部分和近邻麦哲伦云的观测表明,从致密的星团到弥漫的星协, $\xi(M)$ 惊人的一致。如果我们更好地理解恒星如何形成,我们也许能够预言初始质量函数。

问题 2.5 设式(2.5)描述了 100 pc 立方内形成的质量在 M_l 和上限 $M_u \gg M_l$ 之间的恒星。写下并求解给出(1)恒星数,(2)它们的总质量,以及(3)总光度,假设式(1.6)成立且 $\alpha \approx 3.5$ 。证明恒星的数目和质量主要依赖于最小恒星的质量 M_l , 而光度依赖于最大恒星的质量 M_u 。

取 $M_l = 0.3 M_\odot$ 和 $M_u \gg 5 M_\odot$, 证明所有恒星中 $M > 5 M_\odot$ 者只有 2.2%, 而它们却占质量的 37%。昴星团有 $M \approx 800 M_\odot$: 证明它约有 700 颗恒星。取 $M_u = 10 M_\odot$ (见图 2.5), 证明 $M > 5 M_\odot$ 的少数恒星会贡献 80% 的光。为什么同图 2.13 中的数目比较,我们在图 2.11 中看到的恒星如此少?

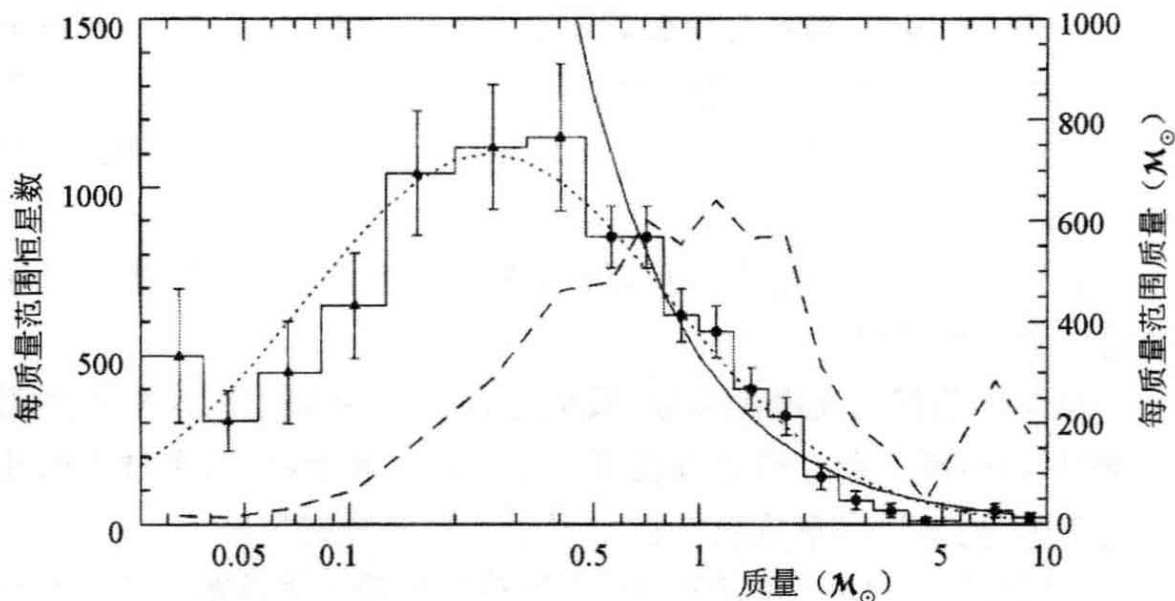


图 2.5 昴星团中恒星的质量:每个质量范围的数目正比于直方图下的面积。平滑曲线表示 Salpeter 初始质量函数,点线表示对数正态函数。长画线表示质量:0.25 M_{\odot} 附近的恒星最多,但(1~2) M_{\odot} 的恒星说明了星团质量的大部分

67 2.2 银河系中的恒星

多数恒星都没有可测量的视差,这告诉我们,银河系比 500pc 要大得多。为了估计更远恒星的距离,我们要依靠宇宙距离阶梯;我们测量它们相对于近到足以显示出视差的恒星的相对距离。有时,我们也可以用速度信息来得到距离,而无需这个中间步骤。在本节中,我们首先探索某些这样的机会,然后讨论恒星和星团在银河系中的分布,这种分布揭示了银河系的基本结构。我们在银盘中的位置,给了我们一幅旋涡星系的独一无二的、详细的三维图景。

2.2.1 运动学距离

朝向或远离观测者的视向速度 V_r ,是用恒星或气体光谱中的发射线或吸收线的 **Doppler 移动** 测量的(1.19 式)。切向速度 V_t ,是基于恒星在天空横向视运动的角速率:自行 μ 非常小,常以每年毫角秒测量。切向速度是距离和自行的乘积:

$$V_t = \mu(\text{弧度/时间}) \times d, \text{ 或 } \mu(0.001''/\text{year}) = \frac{V_t(\text{km s}^{-1})}{4.74 \times d(\text{kpc})}. \quad (2.6)$$

如果我们知道了一个特定天体的 V_r 和 V_t 如何相关,那么,通过测量 V_r 和自行,我们就可以求出它的距离。

我们目前对银河系尺度的最佳估计,来自一个超大质量黑洞周围恒星的自行,这个黑洞据信正好处于银心。恒星的轨道显示在图 2.17 中。下面的问题显示它们位置和速度的观测如何不仅给出黑洞的质量 M_{BH} ,而且也给出了它的距离:太阳离银心 $7.6 \pm 0.3 \text{ kpc}$ 。

问题 2.6 在 20 年中用一台 8 米望远镜定期观测银心,你会注意到一颗恒星在天空沿一直线前后运动:其轨道是侧向的。拍摄光谱测量其视向速度 V_r ,你会发现在天空同一点该星每次严格重复这个值。非常幸运:如图 2.6 所示,当该星在天空运动到最远的点,即当它离黑洞最近(近心点)和最远(远心点)时,情况也是这样。测量天空中这两点的间隔 s 和轨道周期 P 。假设黑洞提供了几乎全部引力,按照这些步骤求出黑洞质量 M_{BH} 和它到我们的距离 d 。

68

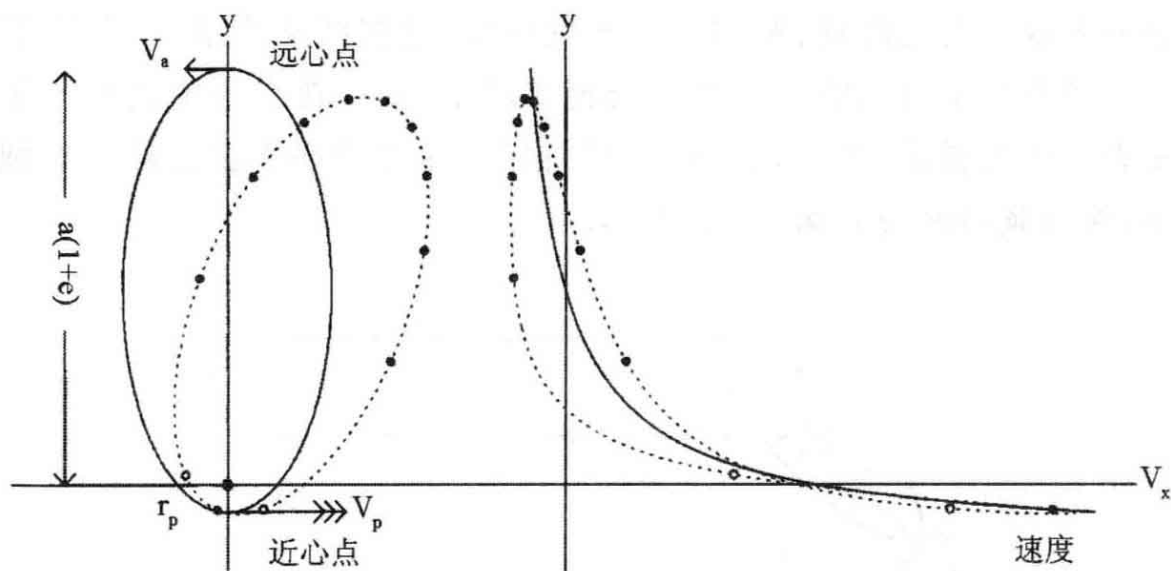


图 2.6 左,围绕原点处一质点运动的两颗恒星的轨道。实点间相等的时间段为 $P/10$,空点离近心点 $\pm 0.01P$ 。右,水平方向的速度。当轨道对于天球平面 $x=0$ 对称时,沿 x 轴观察的遥远观测者看到视向速度 v_x 严格重复(实线);如果轨道失准,这种情况就不会发生(点线)

从式(2.1)的定义证明,轨道半长轴 $a = 0.5 \text{ AU} \times (s/1'') (d/1 \text{ pc})$ 。观测给出 $s = 0.248''$: 在 8 kpc 的距离处 a 是多少? 恒星在天空中运动的两个最极端点其视向速度为 $V_a = 473 \text{ km s}^{-1}$ 和 $V_p = 7326 \text{ km s}^{-1}$: 在哪一点它最靠近黑洞? 轨道偏心率是 e : 解释为什么角动量守恒要求 $V_p(1-e) = V_a(1+e)$, 证明在这里 $e = 0.876$ 。

在距离 r 处以速度 V 运动, 恒星的动能 $\mathcal{K}\mathcal{E} = m_* V^2/2$, 势能 $\mathcal{P}\mathcal{E} = -Gm_* \mathcal{M}_{\text{BH}}/r$ 。因为总能量 $\mathcal{K}\mathcal{E} + \mathcal{P}\mathcal{E}$ 在轨道运动中不变, 证明:

$$V_p^2 - V_a^2 = \frac{G \mathcal{M}_{\text{BH}}}{a} \times \frac{4e}{1-e^2}. \quad (2.7)$$

测量 V 的单位是 km s^{-1} , \mathcal{M}_{BH} 的单位是 M_\odot , a 的单位是秒差距, $G = 4.3 \times 10^{-3}$ 。将 a 转换为 AU 证明, $\mathcal{M}_{\text{BH}}/M_\odot = 3822(a/1 \text{ AU})$ 。因为 $m_* \ll \mathcal{M}_{\text{BH}}$, 我们可以用 Kepler 第三定律: $P^2(\text{年}) = a^3(\text{AU})/\mathcal{M}_{\text{BH}}(M_\odot)$ 。测量值是 $P = 15.24$ 年, 用式(2.7)消去 $\mathcal{M}_{\text{BH}}/a$ 证明, $a = 942 \text{ AU}$, $\mathcal{M}_{\text{BH}} = 3.6 \times 10^6 M_\odot$ 。到银心的距离是多少?

- 69 1987年2月, 大麦云(LMC)中爆发了一颗超新星。不久后, 光谱中出现了高电离碳、氮和氧的窄发射线; 这些线非常窄, 以至它们必定来自恒星周围的冷气体。当超新星变暗时, 在它周围就看见了发光气体的椭圆, 这可能是红巨星阶段恒星赤道平面抛出的物质圆环, 因为倾斜而貌似椭圆(图 2.7)。

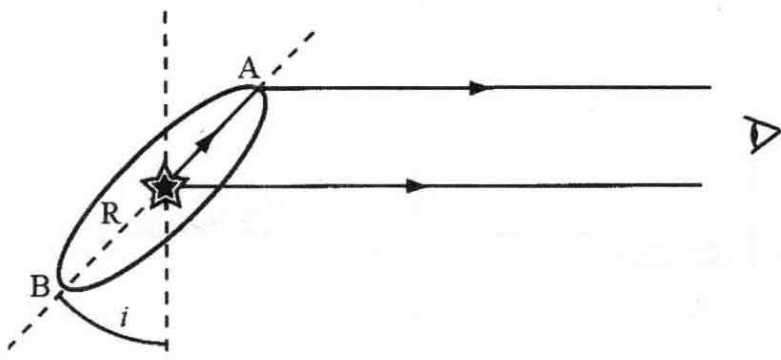


图 2.7 一个位于图右的观测者看到来自超新星 1987 A 周围气体环的“回光”

在超新星爆发后约 85 天, 窄发射线才开始变亮。所以光到达环的近沿并使气体电离, 然后气体的辐射到达我们, 比直接从爆炸到达

我们的光必定多花 85 天。因此我们可以求得以光天为单位的环半径；见下面的问题 2.7。结合它以角秒为单位的测量值，我们就知道 LMC 的距离在 50kpc 和 53 kpc 之间。来自两个空间天文台的信息被用于进行这种测量：因为气体发射线处在不能穿透地球大气的紫外波段，而且环太小，它在地面望远镜中的像被大气湍流搅得一团糟。

问题 2.7 超新星 1987A 周围的环在天空的角尺度测量值为 $1.62'' \times 1.18''$ ；如果其真形状为圆，证明环对正向成角 $i \approx 43^\circ$ 。如果环半径为 R ，用图 2.7 解释为什么先到 A 点然后再到我们的光，比从超新星直接到我们这里的光迟一段时间 $t_- = R(1 - \sin i)/c$ 。这样我们看见了回光。如果 t_+ 是光经由 B 点到我们这里的时延。证明 $R = c(t_- + t_+)/2$ 。测量值是 $t_- = 83$ 天， $t_+ = 395$ 天；求以光天为单位的半径 R ，从而求得到这个超新星的距离 d 。这个超新星在最亮时的视星等 $m_V \approx 3$ ；证明其光度为 $L_V \approx 1.4 \times 10^8 L_\odot$ 。（大多数 II 型超新星甚至更亮）。

2.2.2 分光视差：盘的垂直结构

正如我们在 1.1 节讨论过的，一颗恒星光谱中谱线的宽度和深度都依赖于它的光度。我们可以用这个事实作为测定恒星距离方法的基础。例如一颗具有 F2 型主序星光谱的恒星，同具有大约相同化学组成其他 F2 型矮星差不多一样亮。如果我们测量了其中一个的视差，式(2.1)就告诉了我们它的距离，从而就给出了其光度，以及所有类似的 F2 型星的光度。所以如果我们测量了更远恒星的视亮度并修正星际尘埃的变暗以后，用式(1.1)就能得出其距离。这种方法称为分光视差，因为它给出了我们通过三角视差获得的同样信息：即恒星的距离。

分光视差对某些类型的恒星效果好而对其他类型恒星效果差。主序星的光度常常能以 10% 的精度求得，这导致距离精度为 5%。但在 K 型巨星中，不论光度如何，大气中的温度是几乎相同的；巨星支在图 1.4 中几乎垂直。我们能够希望的最佳情况是测量光度到

0.5 绝对星等,所以距离精度到 25%。

对许多暗星拍摄高质量的光谱,需要在大望远镜上进行长时间观测。“穷人”的变通办法是由恒星的颜色估计其光谱型,并用其他指标来认定它是巨星还是矮星。如果测量的颜色随被观测星的光度有明显变化,而且我们能够改正星际尘埃的影响,这种测光视差方法可以获得相当的成功。当我们观测星团时结果最好;借助测量许多恒星,我们可以一并估计星团的距离和尘埃引起的红化。

当我们垂直于银盘向外看,并从形状模糊的遥远星系中挑出明锐的星像时,几乎所有视星等暗于 $m_v \approx 14$ 的恒星都是 K 和 M 型矮星。(在距离 1kpc 处,什么是 $M_v \approx 0$ 的 K 或 M 型巨星的视星等?)在这个方向很少有尘埃使恒星变暗和变红,所以 $V-I$ 颜色应当是光谱型的良好指标。图 2.8 中的恒星密度,是通过测量南银极方向视星等 $m_v < 19$ 的 12500 颗恒星的 $V-I$ 颜色,用测光距离绘制的。晚型 G 和早型 K 矮星比红巨星蓝,很少有同样颜色的巨星误导我们。

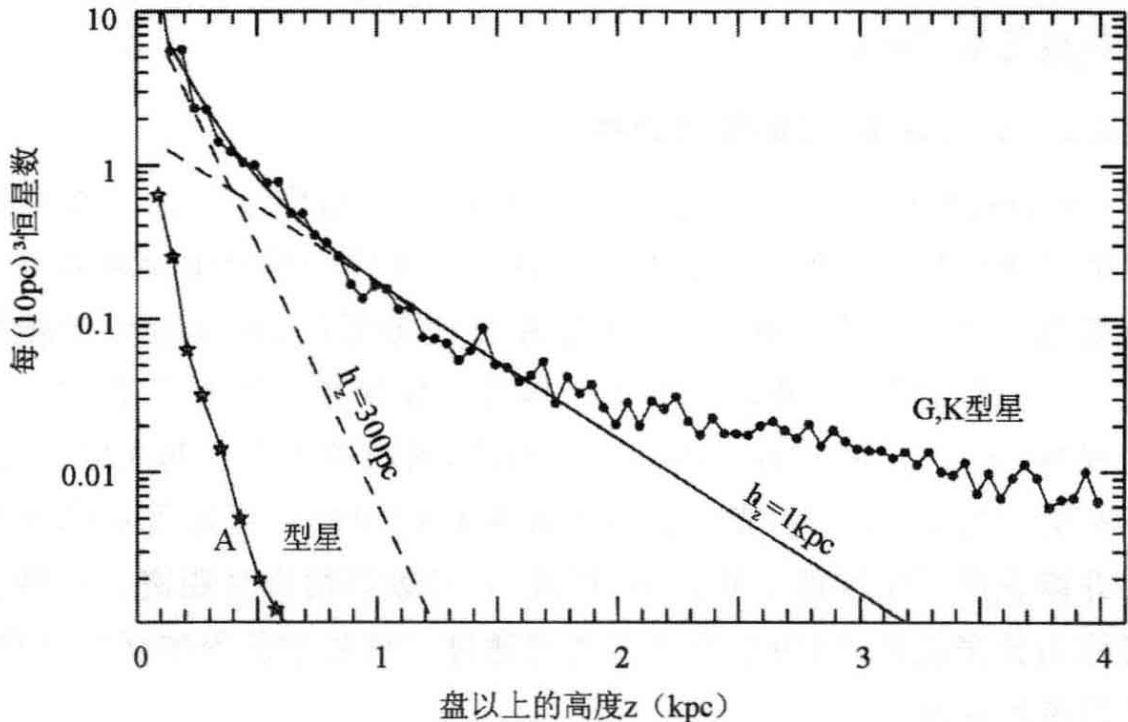


图 2.8 朝南银极看,实圈显示 $5 < M_v < 6$ 的恒星的密度;这是一些晚 G 和早 K 型矮星。斜长画线显示 $n(z) \propto \exp(-z/300\text{pc})$ (薄盘)和 $n(z) \propto \exp(-z/1\text{kpc})$ (厚盘);实线是它们的和。在 $z \geq 2$ kpc,大多数恒星属于贫金属晕。A 型矮星(星符)处于非常薄的层内(N. Reid and J. Knude)

用图 1.10 中的银心球极坐标 R, ϕ, z , 我们常常用一个双指数形式:

$$n(R, z, S) = n(0, 0, S) \exp[-R/h_R(S)] \exp[-|z|/h_z(S)], \quad (2.8)$$

来近似表达特定光谱型 S 的恒星的密度 $n(R, z, S)$, 式中 h_R 称为盘的标长, 而 h_z 称标高。图 2.8 显示, 在中平面附近, 对于 K 型矮星, $h_z \approx 300-350 \text{ pc}$, 而对于质量更大、寿命更短的恒星, 例如 A 型矮星, 标高较小, $h_z \leq 200 \text{ pc}$ 。盘内的气体, 以及与之混合的尘埃, 被约束在甚至更薄的层内。在太阳附近, 对于大多数中性氢气体, $h_z < 150 \text{ pc}$, 对于恒星从中诞生的冷分子氢气体云不大于 $60-70 \text{ pc}$ 。表 2.1 列出了各型恒星和气体的标高 h_z 值; 它们只是近似的, 因为密度并不严格遵循式(2.8)。标长可能处于范围 $2.5 \text{ kpc} \leq h_R \leq 4.5 \text{ kpc}$ 。

71

表 2.1 盘和晕中气体与恒星的标高和速度

银河系成分	h_z 或形状	$\sigma_x = \sigma_R$ (km s^{-1})	$\sigma_y = \sigma_\phi$ (km s^{-1})	σ_z (km s^{-1})	$\langle v_y \rangle$ (km s^{-1})	局地恒 星比例
太阳附近的 HI 气体	130pc		≈ 5	≈ 7	很小	
局地 CO, H ₂ 气体	65pc		4		很小	
薄盘: $Z > Z_\odot/4$	(图 2.9)					90%
$\tau < 3 \text{ Gyr}$	$\approx 280 \text{ pc}$	27	17	13	-10	
$3 < \tau < 6 \text{ Gyr}$	$\approx 300 \text{ pc}$	32	23	19	-12	
$6 < \tau < 10 \text{ Gyr}$	$\approx 350 \text{ pc}$	42	24	21	-19	
$\tau > 10 \text{ Gyr}$		45	28	23	-30	
厚盘	0.75-1 kpc					5%-15%
$\tau > 7 \text{ Gyr}, Z < Z_\odot/4$	(图 2.9)	68	40	32	-32	
$0.2 \leq Z/Z_\odot \leq 0.6$		63	39	39	-51	
太阳附近的晕星	$b/a \approx 0.5-0.8$					-0.1%
$Z \leq Z_\odot/50$		140	105	95	-190	
$R \sim 25 \text{ kpc}$ 处的晕	球形	100	100	100	-215	

注: 测量气体速度是离开盘向上看的 (HI 的 σ_z), 或在切点 (HI 和 CO 的 σ_ϕ); 薄盘恒星的速度参见图 2.9。对厚盘的晕, 丰度 Z , 形状和速度参考特定的恒星样本。速度 $\langle v_y \rangle$ 在银河系旋转的方向, 相对于局地静止标准, 即太阳半径 R_0 处的圆轨道, 假设 $v_{y,\odot} = 5.2 \text{ km s}^{-1}$ 。

问题 2.8 通过积分式(2.8)证明,半径 R 处 S 型星单位面积的星数(面密度)是 $\Sigma(R, S) = 2 n(0, 0, S) h_z(S) \exp[-R/h_R(S)]$ 。如果每型星有光度 $L(S)$, 面亮度 $I(R, S) = L(S)\Sigma(R, S)$ 。设 h_R 和 h_z 对所有类型恒星相同, 证明盘的总光度 $L_D = 2\pi I(R=0)h_R^2$ 。

对于银河系, 取 $L_D = 1.5 \times 10^{10} L_\odot$ (在 V 波段) 及 $h_R = 4$ kpc, 证明在离中心 8 kpc 的太阳位置处, 盘的面亮度是 $\sim 20 L_\odot \text{pc}^{-2}$ 。我们将在 3.4 节看到, 盘的质量密度约为 $(40-60) M_\odot \text{pc}^{-2}$, 故我们有 $M/L_V \sim 2-3$ 。为什么这比离太阳 100pc 内的恒星的 M/L_V 大? (哪些恒星只是在靠近中平面处找的?)

72 假设太阳附近是一个典型的地方, 我们可以估计银河系盘正在以多快的速率形成恒星。取 $M/L_V \approx 2$, 则盘光度 $L_V \sim 1.5 \times 10^{10} L_\odot$ 相当于有 $3 \times 10^{10} M_\odot$ 在恒星中。如果恒星是以我们在局地测量的同样初始质量函数产生的, 随着它们变老, 大约有一半的物质返回星际气体中。所以, 为了在 10Gyr 内把盘建构起来, 必须每年产生 $(3-5) M_\odot$ 的恒星。我们将在 2.4 节看到, 盘内有 $(5-10) \times 10^9 M_\odot$ 的冷气体, 所以这样的恒星诞生率可以维持至少几十亿年。

即使我们不能测量足够的恒星来求得它们在空间的分布, 我们还是能用 2.3 式的体积 \mathcal{V}_{\max} 来检验它们分布是否均匀: 这就是 $\mathcal{V}/\mathcal{V}_{\max}$ 检验。假设我们按照某种确定的规则(例如, 全部亮于一给定视星等)来选择一个恒星样本, 并且求出它们的距离 d 和绝对星等 M_V (等效的光度 L_V)。对于每颗恒星, 我们求出仍能将其包含在样本内的最大距离 d_{\max} 和体积 \mathcal{V}_{\max} , 并同距离我们近于该星的体积 $\mathcal{V}(<d)$ 比较。如果恒星密度处处相同, 平均说来就有 $\mathcal{V}(<d) = \mathcal{V}_{\max}/2$: 恒星有同等的可能处于体积 \mathcal{V}_{\max} 的较近的一半或较远的一半。比这个平均值小意味着离我们较远处恒星密度较小。

问题 2.9 假设我们观察北银极 5° 之内亮于 $m_V = 15$ 的 G 型矮星。假设它们全有 $M_V = 5$, 到多高的 z_{\max} 我们可以看见它们? 这样, $\mathcal{V}_{\max} = \Omega z_{\max}^3/3$, 这里 $\Omega/(4\pi)$ 是 5° 圆所覆盖的天空部分。如果每立方秒差距有 $n(z)$ 颗星, 证明我们看见的星数 N 是:

$$N = \Omega \int_0^{z_{\max}} n(z) z^2 dz, \text{ 而 } \left[\frac{V}{V_{\max}} \right] = \frac{1}{N z_{\max}^3} \int_0^{z_{\max}} n(z) z^2 \cdot \Omega z^3 dz.$$

当 $n(z)$ 为常数时, 证明 $V/V_{\max} = 0.5$ 。假设对 $z < 800\text{pc}$, $n(z) = 1$, 而更远处为零: 证明 $V/V_{\max} = 0.26$ 。在历史上, 这个检验被用来证明类星体在过去或者更亮, 或者密度更高。

因为银盘呈块状, 较老的恒星有较大的标高。恒星在绕转时会感到巨分子气体云(质量可达 $10^7 M_{\odot}$), 以及旋臂内的恒星和气体团块的引力。随着时间过去, 它们的轨道会受到来自这些物质聚集的随机吸引的扰动, 这使它们在径向的进出运动和垂直速度增加。图 2.9 显示了近邻 F 型星垂直于银盘的速度; 显然, 较老的恒星更可能运动得快。

73

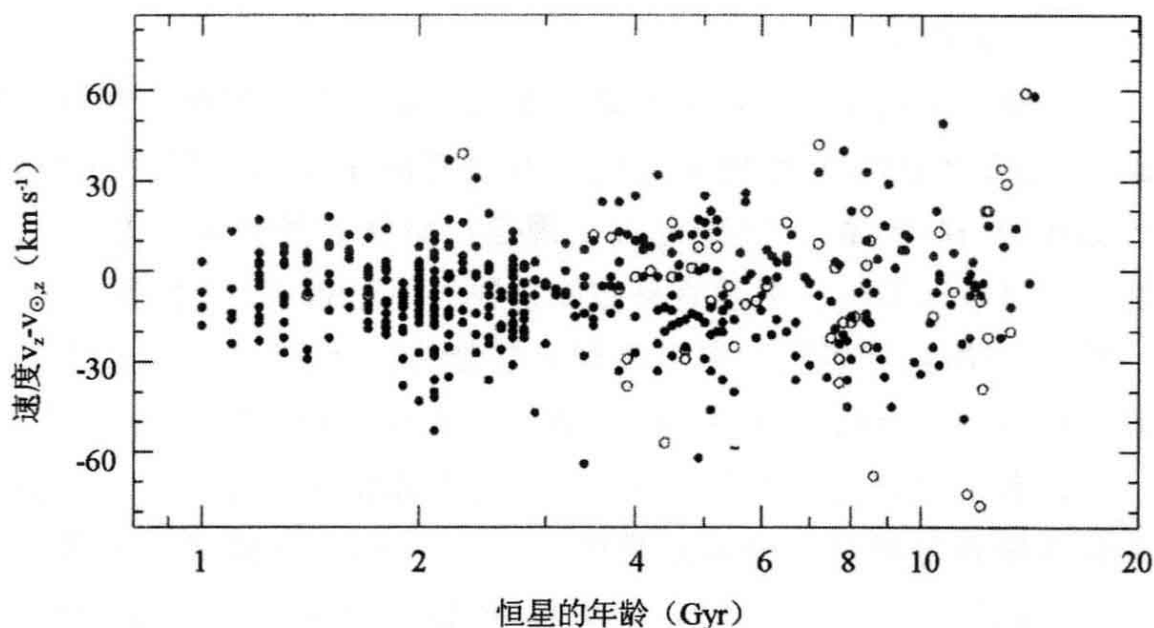


图 2.9 对于近邻的主序 F 和 G 型星, 速度 $v_z - v_{z, \odot}$ 是垂直于银道面相对于太阳测量的。空圈表示小于四分之一太阳铁丰度的恒星。较老的恒星一般运动较快; 平均速度是负的, 显示太阳以 7kms^{-1} “向上”运动 (B. Nordström *et al.* 2004 *AAp* 418, 98)

在表 2.1 中, 我们给出了不同组恒星的速度弥散 σ_z 。这个量测量的是垂直速度 v_z 的弥散:

$$\sigma_z^2 \equiv \langle v_z^2 - \langle v_z \rangle^2 \rangle, \quad (2.9)$$

式中, 角括号表示对所有恒星取平均。对于图 2.9 中的 F 型星, 我

74 们看到 σ_z 随恒星的年龄稳定地增加。只活了短时间的那些组恒星绝不会达到大的速度弥散。A 型主序星年龄不超过 10 亿年；它们的 σ_z 只有每秒几千米，而像我们太阳这样年龄 5Gyr 的 G 型矮星平均约为 30 kms^{-1} 。

表 2.1 也给出了盘平面中的速度弥散：如图 1.10 所示， $\sigma_x = \sigma_R$ 是从银心朝外径向测量的， $\sigma_y = \sigma_\phi$ 表示盘旋转方向的运动。给定光谱型的较老恒星同年轻恒星相比，在垂直方向既有较高速度，在盘平面内也有较大的随机运动。恒星垂直运动越快，它们在一定时间内就能离盘的中平面越远，标高 h_z 就越大。一般来说， $\sigma_R \geq \sigma_\phi \geq \sigma_z$ 。速度 $\langle v_y \rangle$ 给出非对称星流，即相对于太阳位置处盘内圆轨道的速度。它系统地负值。具有较大速度弥散的星群落后最多：我们将在 3.3 节了解其原因。

离中平面约 400pc 内的恒星主要属于银河系的薄盘。在较大的高度，图 2.8 显示 K 型矮星的密度并没有减小得如式 (2.8) 所预期的那样快；这些“额外”的恒星属于厚盘。厚盘的密度常由式 (2.8) 描述， $h_z \approx 1 \text{ kpc}$ ，但真正的垂直分布知道得并不是很好。（事实上，单从一轮 $n(z)$ 测量就要同时求出薄盘和厚盘的标高，这个问题提得就不好： $n(z)$ 中的小误差或随机变化，将会大大改变我们导出的 h_z 值。）

厚盘的恒星占了太阳附近 $z \approx 0$ 处全部恒星的 10%，每平方秒差距的厚盘星数只有薄盘星数的 30%。与仍在形成恒星的薄盘不一样，厚盘并不包含 O、B 或 A 型星，所以它必定老于约 3 Gyr。因为不存在明亮的年轻恒星，所以厚盘将比薄盘具有较高的质光比 M/L 。它对光度的贡献大致将在 30% 以下。

问题 2.10 薄盘恒星占中平面全部恒星的 90%，而只有 10% 属于厚盘，但薄盘的 h_z 大约比厚盘小 3 倍。由 2.8 式证明，每平方秒差距的恒星面密度遵从 $\Sigma(R, \text{薄盘}) \approx 3\Sigma(R, \text{厚盘})$ 。

薄盘内大多数恒星的重元素丰度在太阳值与半太阳值之间，尽管有的更贫金属一些。厚盘星的光谱一般显示出较小的重元素比例，大多数有 $Z_\odot/10 \leq Z \leq Z_\odot/2$ 。当我们看具有太阳附近厚盘的年

龄和化学成分特征的恒星时,它们有迅速的垂直运动, $\sigma_z \geq 40$ km/s,所以它们有足够的能量走到中平面以上 1 千秒差距甚至更远。

我们现在的厚盘可能是年轻银河系早期薄盘的遗迹。如果一个小的伴星系同银河系碰撞且发生并合,盘会受到震动,冲击能将大部分转换为恒星随机运动的增加。气体会落入盘的中平面;后来从中形成的恒星将构成我们今天观察到的薄盘。

75

盘星在星团和星协中诞生,气体云在那儿会合在一起,大到足以在自引力作用下塌缩。太阳处于一个称为古德带的年轻恒星组成的部分环或盘内。在 500 pc 距离以内,年轻于 30 Myr 的恒星在盘平面里没有找到,却处在一个与盘的中平面倾斜约 20° 的层中,离银心较近的恒星则处于中平面上方(图 2.10)。氢气体云形成一个类似的倾斜环,从离我们约 150 pc 的一点以 $1 \sim 2$ km/s 的速度向外膨胀。到太阳绕银河系转完几圈时,古德带的恒星将已经弥散入盘中。通过测量它们的速度将显示,它们遵循着非常相似的轨道;这样一种恒星集合称为“移动星群”。

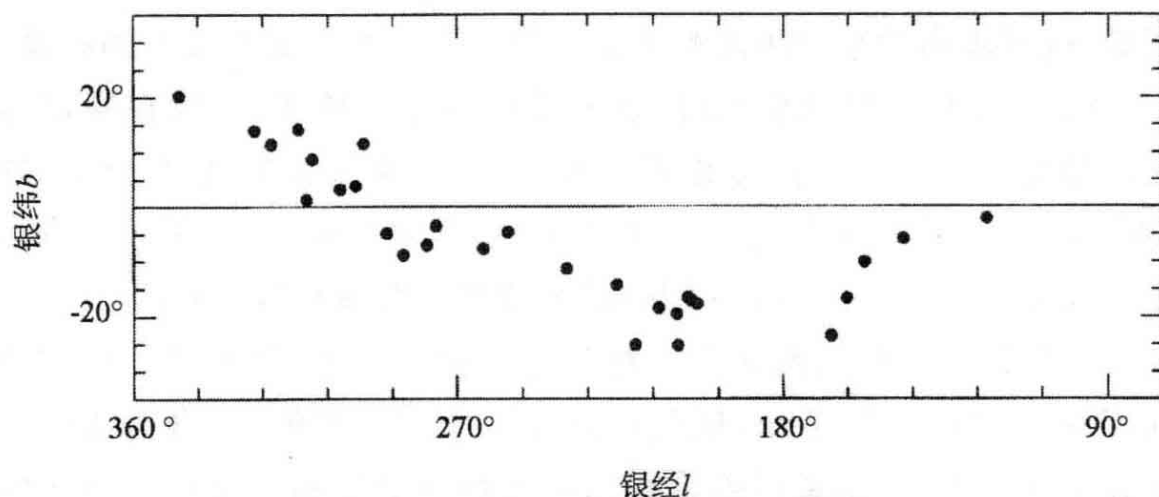


图 2.10 $M_V < 3$, 离太阳距离 $100 \text{ pc} < d < 500 \text{ pc}$ 的短寿命亮星,取自依巴谷星表。这些 B 和 A 型星大多数处于同盘的中平面倾斜 20° 的平面上

问题 2.11 为了探索 Malmquist 偏差,请你构建一个数值模型来描述恒星的分布以及观测它们的方法。如果观测亮于一给定视星等的恒星,我们不能得到天空所有恒星的良好混合,而是包含了较多高光度的恒星。当数学分析过于复杂时,这种“蒙特卡罗”法常常用到。

76

(a)你的模型天空由区域 A($70 \text{ pc} < d < 90 \text{ pc}$), B($90 \text{ pc} < d < 110 \text{ pc}$), C($110 \text{ pc} < d < 130 \text{ pc}$)的 G 型星组成。如果密度是均匀的,在区域 B 有 10 颗星,那么在区域 A 和 C 有多少(四舍五入)?为简单起见,设 A 区域内所有恒星都处于 $d = 80 \text{ pc}$, B 中的在 100 pc , C 中的在 120 pc 。

G 型星并不全有相同的光度;如果方差相当于约 0.3 等,光度的相对变化有多大?对每颗恒星掷一次骰子,记下朝上面的数字 N_1 ,给你的星 $M_V = M_{V,\odot} + 0.2 \times (N_1 - 3.5)$ 。如果你喜欢编程,可以用更多的恒星,把它们随机放在空间中,按 Gauss 随机分布来选择绝对星等,用平均的 $M_{V,\odot}$ 和 0.3 的方差。

(b)观测你的“天空”,用一台你只能“看到”视星等亮于 $m_V = 10$ 恒星的“望远镜”;这些恒星就是你的样本。它们的平均绝对星等同你放到天空中的所有恒星相比差多少?

你样本中所有恒星的平均距离是多少?若假设你样本中的每颗恒星具有你天空中所有恒星的平均光度,然后从它们的视星等计算距离:这样求得的平均距离是多少?你犯了一个什么意义上的错误?

(c)对于给定的光度来说,贫金属的主序星较蓝,所以在特定的光谱型它们必定较暗;如果恒星中重元素按重量的比例为 Z ,则 $\Delta M_V \approx -0.87 \log_{10}(Z/Z_\odot)$ 。对你的每颗星再掷骰子,记下数字 N_2 ,令 $Z/Z_\odot = (N_2 + 0.5)/6$,并从(a)改变其绝对星等以 ΔM_V 。

再用同一台望远镜观测。对于你的恒星样本,计算落入区域 B 和 C 中恒星的平均 Z 值,比起放到天空中的所有恒星,富金属的更多还是更少了?(测量误差具有如一类恒星或星系真光度弥散同种的效应。如果知道测量误差是多少,可以进行改正;但多数人过于乐观,低估了他们的误差!)

2.2.3 到星团的距离

如果我们能够观测不只是一颗星,而是一整个星团,其中所有恒星具有相同距离,而且从同一气态原始物质中一起形成,我们就能够对距离作出更加精确的估计。图 2.11 所示的昴星团含有看起来亮

于 $m_V = 17$ 的约 700 颗恒星。



图 2.11 昴宿疏散星团的中心区；最亮的几颗星很容易地照亮了星团的其余部分——NOAO

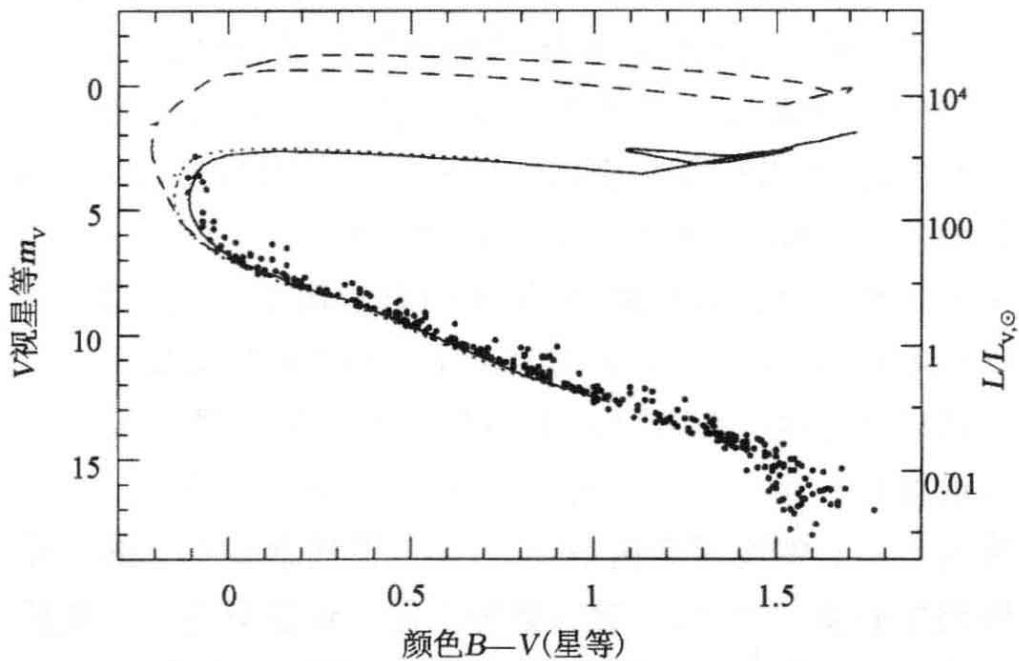


图 2.12 昴星团中恒星视星等 m_V 和颜色 $B-V$ 的测量值；点子表示观测到的恒星，实线是年龄 100 Myr 恒星的等龄线。点线表示未做尘埃红化改正的同样等龄线；长画线是年龄 16 Myr 恒星的等龄线 (J. C. Mermilliod)

77 图 2.12 的颜色—星等图显示,多数恒星仍然在主序上,但那些亮于 $m_V \approx 5$,用肉眼就能看见的恒星已经离开主序变成蓝巨星。主序比图 2.2 中的窄得多,因为所有的恒星具有相同的年龄和相同的重元素丰度。质量最小的恒星还没有到达主序,其中有些仍然部分被尘埃遮挡着。这个星团周围仍然存在气体和尘埃显示,其中还没有恒星发生超新星爆发;那是会把气体清扫干净的。

78 图 2.12 中的实线是一条**等龄线**,显示不同质量但相同年龄的恒星会出现在那里,如果它们被移动到相应于昴星团的距离模数: $(m-M)_0 = 5.6$ 的话。用和图 1.4 相同的恒星模型,已经对化学组成和太阳相同、年龄在 100Myr 的恒星进行了计算。多数恒星处于非常靠近这条等龄线的地方,但位于星团中心的几乎三分之一的恒星处在双星或聚星系统中,几颗星因为靠得太近而显现为一个较亮的天体;这些点落在了等龄线的上方。现在刚离开主序的恒星具有光谱型 B8 和质量 $M \approx 5 M_\odot$ 。长画线显示年龄只有 16 Myr 的年轻得多的星团的等龄线;在那时,质量 $10 M_\odot$ 的恒星仍然还在主序上。

为了用这种方法来测定星团的距离和年龄,我们必须考虑星际尘埃,这些尘埃散射来自恒星的光而使它们显得较暗。因为蓝光受到更强的散射,所以恒星在变得较暗的同时也显得较红。如果我们不承认尘埃的影响,等龄线就会显示为点线,在 $m_V \approx 5$ 处它显然太蓝以至同观测不符。类似地,如果我们对金属丰度比太阳低得多的恒星计算等龄线,也不会得到同观测亮度和颜色好的拟合。

像昴星团这样的**疏散星团**能够包含多达数百颗恒星,它们靠相互引力束缚在一起。表 2.2 显示,星团光度落在 $100L_\odot - 30000 L_\odot$ 的范围内。中心密度可高达 $100L_\odot \text{ pcs}^{-3}$ 但通常较小。**核半径**(面亮度下降到中心值一半处)一般为数秒差距。恒星具有小的随机速度,低于 1 km s^{-1} 。质光比一般低于 1;它因为明亮的大质量恒星死亡而随星团的年龄增加。这个比值很难测量,因为星团弥漫的外围含有过多的暗星,它们贡献了星团质量的大部分,却对光贡献甚微。我们将在 3.2 节看到,这种**质量分层**怎样能够建立起来。

表 2.2 银河系中的一些疏散星团

星团	d (pc)	[Fe/H]	M_V (mag)	L_V ($10^3 L_\odot$)	颜色 ($B-V$)	r_c (pc)	σ_r (kms^{-1})	年龄	质量 (M_\odot)	M/L (M_\odot/L_\odot)
NGC 3603	6500	—	—	20 000	-0.3	0.5	—	<5 Myr	7000	0.001
Pleiades (M45)	132	0.0	-4.3	4.5	-0.05	3	0.5	0.125 Gyr	800	0.2
NGC 6705 (M11)	1900	0.14	-6.0	22	0.18	1	—	0.25 Gyr	—	—
Hyades	46	0.14	-2.7	1.0	0.40	3	0.3	0.625 Gyr	460	0.4
NGC 7789	2000	-0.26	-5.7	17	0.98	5	0.8	1.5 Gyr	—	—
NGC 2682 (M67)	860	-0.05	-3.3	1.8	0.78	1	0.8	4 Gyr	2000	1
NGC 6791	4000	0.3	-3.5	2.1	1.02	3	—	8-10 Gyr	—	—

注： d 是离太阳的距离； $[\text{Fe}/\text{H}] = \log_{10}(Z/Z_\odot)$ ； M_V 和 $B-V$ 对尘埃遮挡效应做了改正； r_c 是对于大约太阳光度的恒性测量的核半径； σ_r 是星团中心区恒星的视向速度 V_r 的弥散。质量来自恒星光度函数，用了为寻找暗弱或遮掩恒星的红外观测。

疏散星团常常被气体和尘埃包围着，而且它们总是处于靠近盘平面的地方。表 2.2 中最年轻的星团 NGC 3603 就在银心附近。其可见光只有 $\sim 1\%$ 能够到达我们，所以我们必须在红外波段来研究它。在其他星系中，我们在旋臂上看到疏散星团。可惜我们不能看到银河系疏散星团的多数，因为可见光不能顺利穿过盘内的尘埃。我们只能在离太阳约 5kpc 范围内绘制较完全的星团图。

在 1200 个左右已知的疏散星团中，只有约 5% 年龄老于 1Gyr，多数年龄小于 300Myr；附近的毕星团年龄约 600Myr。由于星团的光大多来自其最亮的恒星，所以其总的或积分光的颜色给了我们其年龄的粗略估计。例如，昴星团有 $B-V = -0.05$ ，接近于其仍在主序上的最亮恒星的色；见表 1.4。随着大质量恒星的死亡，更多的星团光来自红巨星，其颜色变得较红。我们可以利用邻近星团的观测和恒星演化理论，把星团的色同其年龄和金属丰度联系起来。当我们在其他星系中观测星团时，我们一般只测量积分光。将一个星团的色同银河系中的星团比较，我们可以得到它的年龄和其恒星化学组成的估计。

在古德带之外,年轻于 300Myr 的已知疏散星团大多处于银河中平面 50pc 以内。较老的星团,像薄盘中的老星一样,有较大的标高, $h_z \approx 375\text{pc}$ 。老于 10 亿年的星团主要是在超过太阳轨道的外银河系发现的,那里引力较弱。它们成员众多而且致密。较年轻的星团随银心距散布较均匀;其中很多尺度较大或成员较少,容易破碎和离解。因为疏散星团的引力吸引不能将其强烈地束缚在一起,它们在穿过盘的旋臂时容易被拉散,也容易因团内恒星彼此引力拉拽而瓦解。我们今天看见的老星团可能是一个大得多族群的健壮幸存者。

NGC 3603 是一个非常年轻而且大个的星团;在中心秒差距内有几个 O3 型星,每个的光度 $L \sim 30000 L_\odot$ 。恒星年龄不大于 5 Myr,可能还更年轻。因为其最大质量的恒星还在发光,它比表 2.2 中其他星团要亮很多。它是在星暴星系中形成的超星团的较小的一种。这里恒星形成是如此猛烈,以至将在 ~ 300 Myr 内耗完星系的冷气体供应。(见 2.2 节,银河系在至少 2—3Gyr 之内将不会用尽气体。)我们将在 7.1 节进一步讨论星暴。

80 因为比氦重的元素是在恒星内部产生的,它们将随宇宙年龄变老而变得更为丰富。图 2.9 显示,老于 10 Gyr 的 F 型恒星比起较年轻的恒星更可能是贫铁的。所以我们可以预期,在银河系生命早期形成的老疏散星团,应当比较年轻的星团有较低的金属丰度。令人吃惊的是,事情并非如此;老星团 NGC 6791 像太阳一样富金属。所有年龄疏散星团的化学组成有相当大的弥散。银河系内金属的增丰过程必定相当参差不齐:某些区域甚至直到最近这些元素还相当贫乏。离银心较远的疏散星团更可能是贫金属的;同内部相比,外银河系让自己增丰似乎更慢。

球状星团非常不同于疏散星团;它们含有远为众多的恒星,结构更为紧密。银河系 150 多个已知球状星团中最亮的是半人马座 ω ;光度 $L \approx 10^6 L_\odot$,含有约一百万颗恒星。在图 2.13 中,我们看到另一个明亮的星团杜鹃座 47;表 2.3 显示,较暗的星团范围低到 $10^4 L_\odot$ 。在核半径: $r_c \approx 5\text{pc}$ 以内,恒星密度大致为常数。球状星团

的恒星与表 2.2 的疏散星团内的恒星相比,具有较高的随机速度 σ_r 。在一个小的近邻星系一天炉座星系周围的球状星团,同银河系中的球状星团非常相似。在某个外半径 r_t (通常超过 30 pc) 处,恒星密度锐降至零。这就是潮汐半径或截断半径。这一点之外的恒星同星团束缚得非常松散,以至当星团绕银河系转动时,它们会被银河系的潮汐引力扫掉。我们将在 4.1 节进一步讨论这个过程。

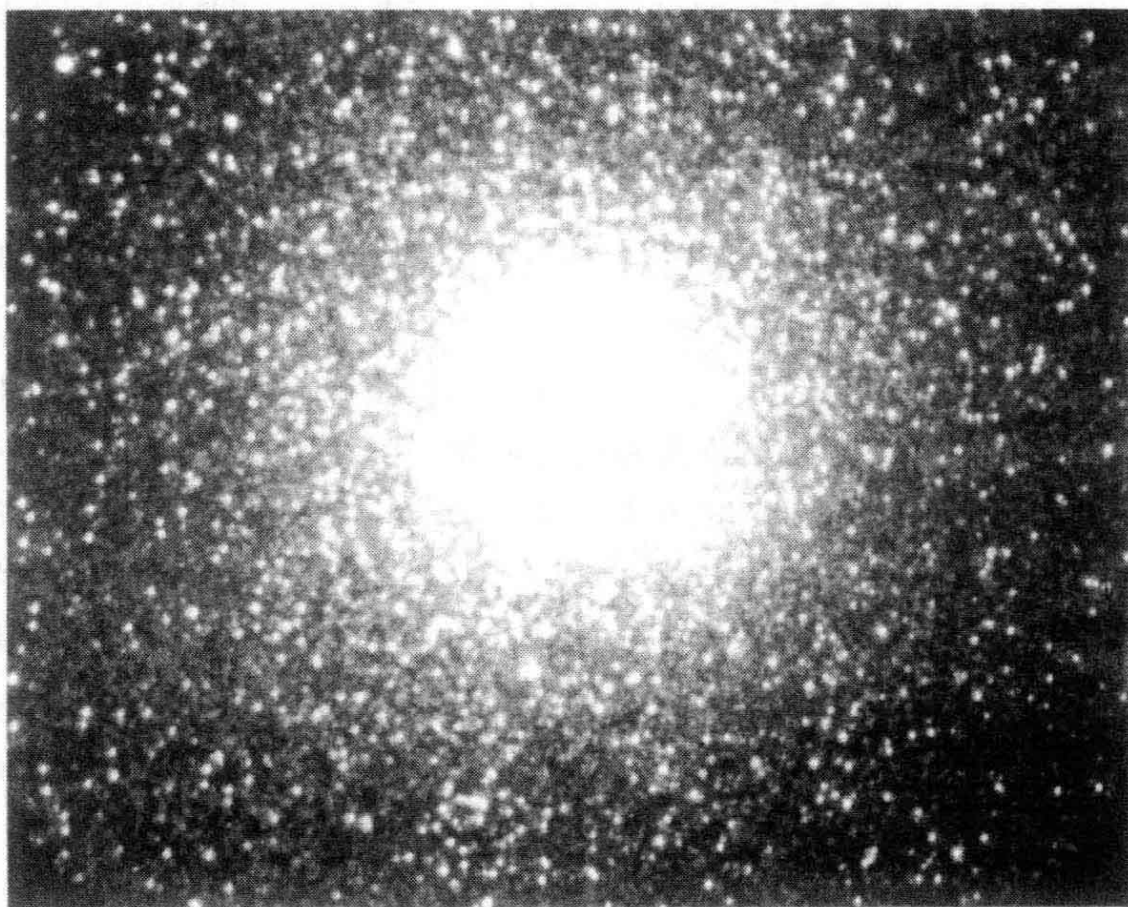


图 2.13 亮球状星团杜鹃座 47——南非大望远镜

表 2.3 银河系中的一些球状星团和一个属于天炉座矮椭球星系的球状星团

星团		d (kpc)	$[\text{Fe}/\text{H}]$	M_V (mag)	L_V ($10^3 L_\odot$)	r_c (pc)	r_t (pc)	σ_r (km s^{-1})
NGC 5139	ω Cen	5.2	-1.6 ^a	-10.2	1100	4	70	20
NGC 104	47 Tuc	4.5	-0.71	-9.5	500	0.5	50	11
NGC 7078	M15	10.8	-2.15	-9.3	440	<0.01 ^b	85	12
NGC 6341	M92	8.5	-2.15	-8.3	180	0.5	35	5
NGC 7099	M30	9.1	-2.13	-7.6	95	<0.1 ^b	45	5

续表

星团		d (kpc)	$[Fe/H]$	M_V (mag)	L_V ($10^3 L_\odot$)	r_c (pc)	r_t (pc)	σ_r ($km\ s^{-1}$)
NGC 6121	M4	1.73	-1.2	-7.2	60	0.5	25	4
	Pal 13	24.3	-1.9	-3.8	3	0.5	>50	0.6-0.9
NGC 1049	Fornax 3	140	-2.0	-7.8	100	1.6	>50	9

注： d 是离太阳的距离； $[Fe/H] = \log_{10}(Z/Z_\odot)$ ； r_c 是核半径， r_t 是潮汐或截断半径；

σ_r 是中心区恒星视向速度 V_r 的弥散；

^a ω Cen 的恒星 20%—30% 是较富金属的；

^b 塌缩核：见 3.2 节。

81

银河系的球状星团中，没有一个比数十亿年更年轻，大多数要老得多。图 2.14 的两个颜色—星等图显示，根本就没有年轻恒星。球状星团杜鹃座 47 年龄老于 10 Gyr。其中的恒星只有太阳金属丰度的 15%，所以主序以比太阳稍蓝和更亮的恒星结束。同在昴星团中一样，主序非常狭窄，因为所有恒星具有相同的年龄和化学组成。较亮的恒星落在一条狭窄的红巨星支，或者 $M_V \approx 0$ 的水平支上。像布居在图 2.2 内红团簇的局地盘星一样，水平支恒星燃烧其核心中的氦和周围壳层中的氢。多数贫金属星团的恒星看来有 12—15 Gyr 老。即使考虑可能的观测误差和恒星演化理论的不确定性，它们的年龄也不大可能小于 11—12 Gyr。这接近于式(1.31)给出的宇宙年龄估计值 t_H 。

为什么银河系在继续产生疏散星团时却停止产生球状星团呢？我们将在问题 3.14 中看到，恒星形成必须在球状星团中比它在今天常见的情况下更有效，才能允许它们保持致密。当星系构建时，极高的气体密度和压强可以产生比之今天能够形成的更致密、质量更大的球状星团。疏散星团 NGC 3603 的按比例放大的样本，可能作为今天的球状星团存活下来。

球状星团缺乏重元素。富金属球状星团的恒星具有太阳金属丰度的 1/3 到 1/10，而贫金属星团含有这些元素少到太阳比值的 1/300。颜色—星等图给出了星团丰度的线索。在贫金属球状星团中，水平支完全处于红巨星支蓝侧。在较年轻和金属较富的星团中，

它向红侧移动。贫金属星团 M92 的水平支恒星像光谱星 A0($B-V=0$)那样蓝,而在杜鹃座 47 中,它们像太阳那样红, $B-V \approx 0.6$ (图 2.14)。M30 的主序和巨星支也比杜鹃座 47 中的蓝得多。

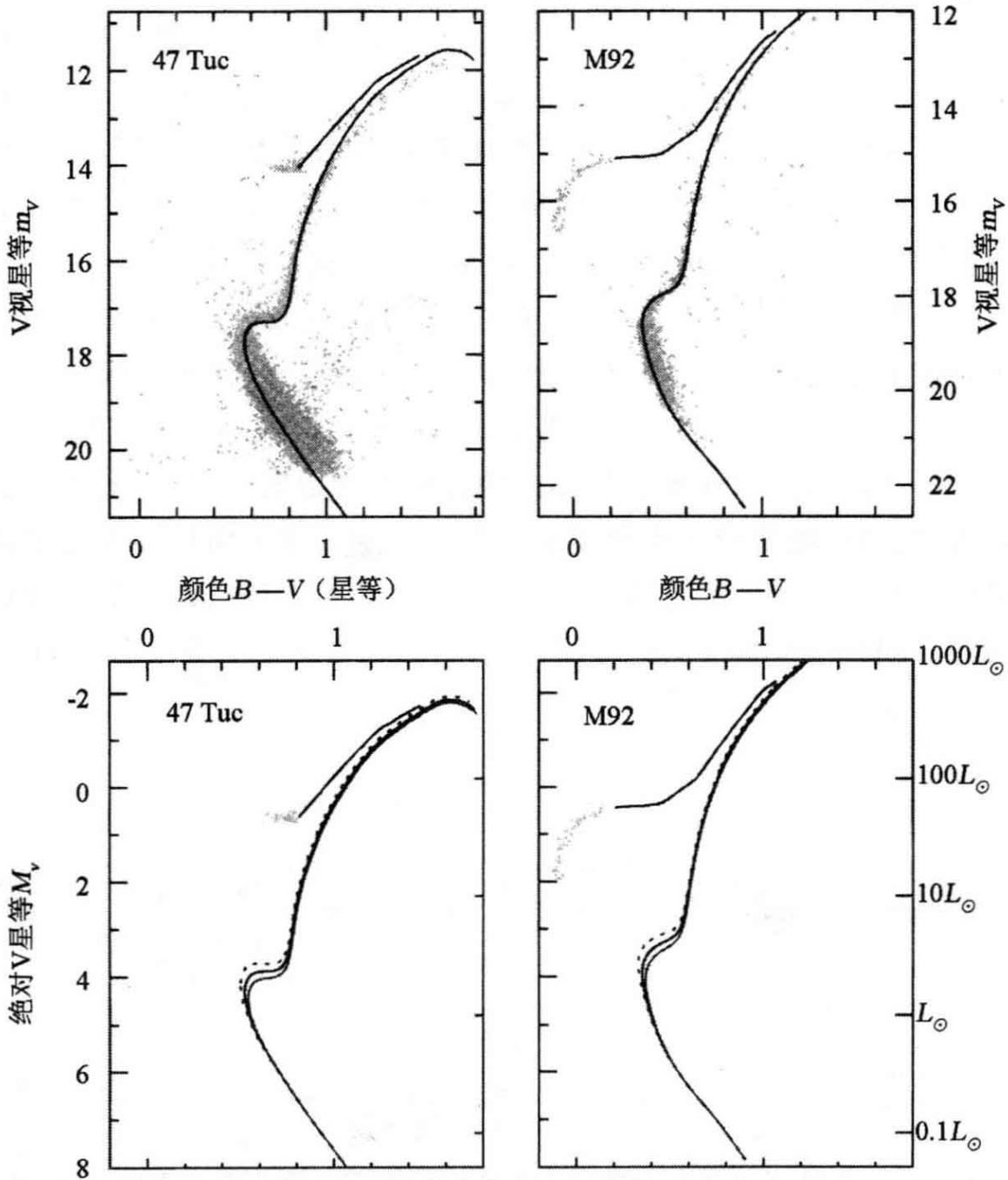


图 2.14 上,球状星团杜鹃座 47 和 M92 的颜色—星等图;所有垂直标度与光度重合。上左,在 $B-V, m_V = (0.8, 19.5)$ 附近与主序交叉的星序,是在背景上可见的小麦云的红巨星支。模板曲线显示的是年龄 12 Gyr 的恒星。上右,模板曲线是年龄 13 Gyr 的贫金属星。下,中间的等龄线和上面的相合;点线表示年轻 2 Gyr 的恒星,较淡的线表示年老 2 Gyr 者(P. Stetson;取自 Teramo 天文台 BaSTI 的模板)

82 没有球状星团离我们足够近,使其距离能够用三角视差来测量。作为替代,我们将观测到的颜色-星等图同如图 2.14 那样的恒星演化模型预期进行比较。我们调整假设的距离、年龄和重元素丰度以
83 获得最佳拟合。求距离的另一种方法来自天琴座 RR 型星,这是水平支上的小质量星。这些星是脉动的;随着半径交替增大和变小,它们的亮度以 0.2-1 天的周期规则地变化,这使它们容易被发现。天琴座 RR 型星全都具有大致相同的光度, $L \approx 50 L_{\odot}$; 所以如果我们能够测定它们的视亮度,式(1.1)就给出了距离。

和疏散星团不同,多数球状星团都远离中平面,所以我们的视线不会被多尘的盘遮挡。当我们朝银心方向望去时,比朝反银心方向能看见多得多的球状星团,这表明太阳在盘内离银心几千秒差距处。图 2.15 显示,富金属球状星团在内银河系为数较多,而且离中平面较近;它们可能是同核球和厚盘一起形成的。贫金属星团围绕银河系中心形成一个大致的球形。其中,红的水平支可以是相对年轻的标志。同具有蓝水平支的星团比较,它们较少朝银河系中心集中。

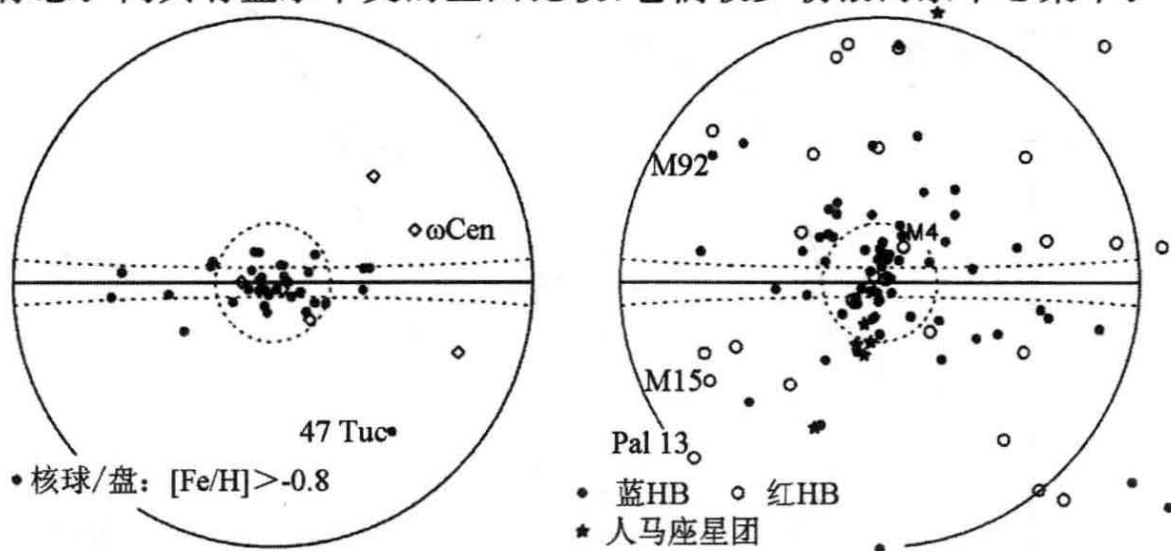


图 2.15 左图,银河系富金属“盘”球状星团(实点),和不寻常天体,也许是瓦解的矮星系的遗迹(空菱形)在天球上的位置。右图, $[Fe/H] < -0.8$ 的贫金属星团。人马座矮星系的(星符)落入天球上的大圆上。有蓝水平支的星团(实点)比有红水平支者(空圈)更集中于中心。圆表示离银心方向 20° 和 90° ;实线为银道。长画线表示在 $b = \pm 5^{\circ}$ 之间,星团可能容易隐藏在多尘盘里

我们可以从其光谱中吸收线的 Doppler 位移来测量球状星团中恒星的视向速度。这些结果告诉我们,大多数贫金属球状星团并不遵循圆轨道。它们深深地插入银河系,但多数时间花在大距离处。晕星团的轨道几乎是随机取向的,所以星团系统作为一个整体并不像盘那样绕银心旋转。富金属球状星团系统的确在旋转;这些星团遵循的轨道很像厚盘中的恒星。

恒星是从致密气体云中产生的:所以我们本可预期银河系最老的恒星是在其致密的中心。但与此相反,它们是在其最延伸的成分——晕族球状星团中。这是怎么发生的呢?我们的银河系像其他相当大的星系一样是一种吞食同类的家伙:它已经吃掉了自己最近的邻居和伴侣。我们将在 7.1 节看到,引力如何减慢两个彼此靠近星系的运动;如果这个效应足够强,它们就会朝彼此旋进和并合。人马座矮星系(见 4.1 节)——我们最近的伴星系——正在部分被消化和瓦解。有好几个贫金属球状星团遵循着非常相似的轨道,已致几乎可以肯定它们属于这个矮星系,但现在是银河系晕的一部分。球状星团半人马座 ω 包含不同金属丰度的恒星,不像是一个真正的星团。也许它其实是一个致密矮星系在外围恒星被扯掉以后的遗迹。麦哲伦云在 3~5Gyr 之内将遭遇和人马座矮星系同样的命运。有些天文学家认为,图 2.15 中的“蓝”贫金属星团加入银河系是在后者吞掉其母星系之时。

银河系的**贫金属晕**由晕族球状星团组成,比个别贫金属星约多 100 倍,其中某些具有的丰度比太阳值的 10^{-5} 还小。在近域,一千颗恒星中只有一颗属于贫金属晕。它们遵循的轨道类似于贫金属球状星团,所以相对于太阳运动非常快。我们可以通过其不寻常的高自行挑出少数近邻晕星。蓝水平支恒星、像天琴座 RR 型星这类特殊变星以及红巨星,在为数众多的前景盘星中脱颖而出。贫金属球状星团和贫金属晕星已经在远至离银心 100kpc 处发现。

多数晕星看来同贫金属球状星团一样老。同疏散星团一样,我们今天看到的球状星团是一大族群的少数幸存者。有些晕星必定是被银河系引力瓦解或撕碎的球状星团的遗迹(见 3.2 节和 4.1 节)。

球状星团帕洛马 5 可能已失去 90% 的恒星；从它伸出的两条蔚为壮观的恒星尾跨天空大于 10° 。银河系远区的许多球状星团(如表 2.3 中的帕洛马 13)成员相当少。如果像这样的星团是在离银心较近的地方形成的,它们早就已经被撕碎了。贫金属晕也含有各种“移动星群”,它们遵循共同的轨道,可能是被俘获的伴星系的遗迹。环绕天空伸展的一条由碳星和 M 型巨星组成的星流,看来是从人马座矮星系剥下来的。

85 描绘贫金属晕最有用的办法是先猜测盘、核球和晕内恒星的光度函数和密度,然后用蒙特卡罗方法计算,人们预期可以在特定天区看到的具有给定视亮度的每种光谱型恒星有多少。然后调整这些猜测以达到与观测结果的最佳拟合。图 2.16 显示在北银极每平方度内视亮度 $19 < m_v < 20$ 的恒星数目与模型预言的比较,在该模型中,太阳附近 0.15% 的恒星属于贫金属晕,且晕星的密度近似按 r^{-3} 随半径下降。在这个亮度范围内,几乎所有蓝星都是晕星,而几乎所有红星都在薄盘中(见下面的问题),所以我们可以把各种成分分开。贫金属晕星的总质量只有约 $10^9 M_\odot$,比盘或核球中的恒星总质量小得多。

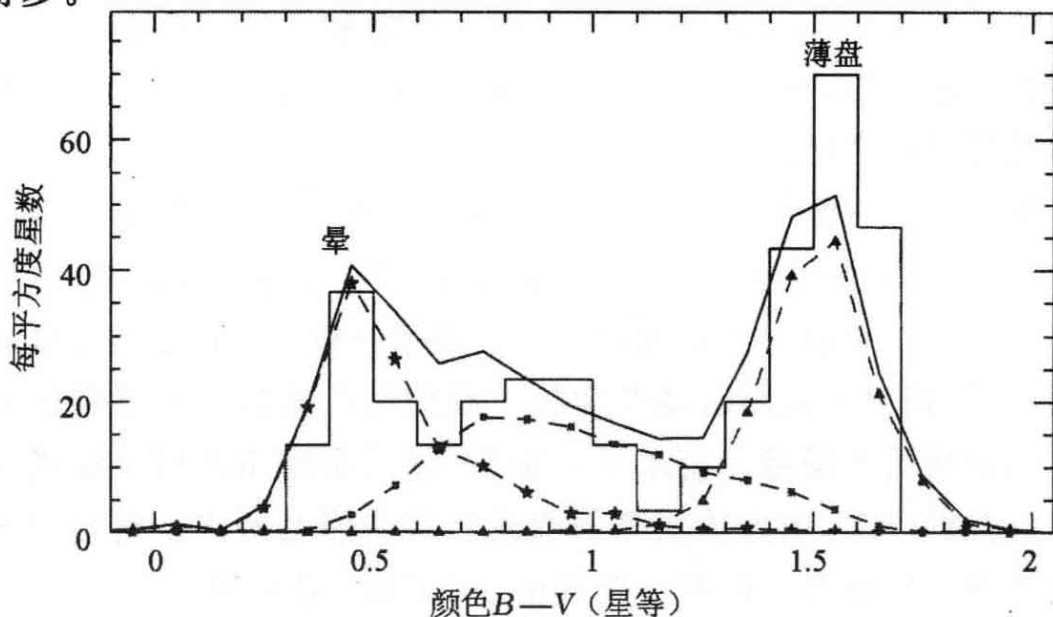


图 2.16 北银极附近每平方度内每种 $B-V$ 颜色视星等 V 在 $19 < m_v < 20$ 的恒星数目。实线表示模型的预言:薄盘星(三角形)是红的,晕星(星符)是蓝的,厚盘星(方块)具有中间颜色(N. Reid)

问题 2.12 选择图 2.16 的视星等范围来清楚分开薄盘和晕中的恒星。为理解其何以可行,用图 2.2 代表局域盘的恒星,同时假设晕星的颜色-星等图与图 2.14 中的贫金属球状星团 M92 相似。

(a) 一颗 $B-V=0.4$ 的盘星的绝对星等 M_V 是多少? 它必须离多远才有 $m_V=20$? 在 M92 中,仍在主序上的最蓝的恒星有 $B-V \approx 0.4$ 。证明,如果这样一颗星具有视星等 $m_V=20$,它必定处于 $d \approx 20 \text{kpc}$ 。

(b) 如果一颗盘星有 $B-V=1.5$,它可能有什么样的绝对星等 M_V ? 若 $m_V=20$,那颗星会有多远? 在 M92 中, $B-V \approx 1.2$ 的最红的星 M_V 是多少? 如果 $m_V=20$,这些星必须有多远?

(c) 解释为什么图 2.16 中最红的恒星多半属于盘,而最蓝的恒星属于晕。

这类模型与从盘朝各个方向往外看的观测比较,告诉我们贫金属晕稍微有点扁,但比银河系核球圆。我们在表 2.1 中看到,对于晕星来说,切向漂移速度 $\langle v_y \rangle$ 几乎等于太阳绕银心的旋转速度;晕很少或没有自转。外晕似乎比内部圆。表 2.1 显示,外晕恒星在径向比切向运动得慢些: $\sigma_R < \sigma_{\theta, \phi}$ 。这些恒星并没有深深插入银河系;它们的径向速度很低,如果它们是从朝银河系旋进的一个伴星系撕下来,我们的预期就正会如此。

86

2.2.4 红外观测:核球和核心

银盘的研究总是受到星际尘埃的阻碍。通过在可见和紫外波段的散射和吸收,尘埃不让我们获得盘内远星的清晰图像。通过比较天空不同部分恒星的数目,William Herschel 在 1800 年得以证明银河系是一个盘。但因为他在这个盘内每一方向看到大约相同数目的恒星,他错误地得出结论说太阳必定在银河系中心附近。事实上,盘内的尘埃遮住了多数恒星。

描绘银河系核球的最佳方法是使用红外光,它比可见光能更自由地在多尘的盘内传播。这些观测表明,无论对薄盘还是厚盘,式 (2.8) 的标长 h_R 可能都处于范围 $2.5 \text{kpc} < h_R < 4.5 \text{kpc}$ 。超出半径

$R_{\max} \approx 15 \text{ kpc}$, 盘星的密度显得朝零迅速下降。我们在 5.1 节中将会发现, 在某些其他星系的恒星盘内也见到了这类“边界”。

本书封面的近红外像显示了在 1.25 、 2.5 和 $3.5 \mu\text{m}$ 波长所见的银河系。我们清楚地看到了一个扁平的中央核球, 它贡献了银河系总光的约 20%; 大多来自离中心 $\sim 1 \text{ kpc}$ 范围内。核球看起来为梨形, 一侧比另一侧大。它可能是一个中央棒, 从中心延伸 $3-4 \text{ kpc}$; 在 $l > 0$ 的一端因为离我们较近而显得较大。在 Hubble 分类中, 银河系可能是一个 Sbc 或 Sc 型星系。它的棒并没有强到可以成为 SBbc 或 SBc, 尽管有些天文学家可能会将它放入有棒和无棒旋涡星系之间的中介类型, 记号为 SAB。

87 星晕的密度朝银心增加, 人们自然想知道银河系核球是否正是晕的致密内部。这是不对的。虽然核球恒星年龄有数十亿年, 它们并不像晕那样贫金属。平均金属丰度至少为太阳值的一半, 有些恒星重元素丰度高达太阳的 3 倍。核球比内晕更扁平, 核球恒星绕银心运动的方向与盘相同。核球内的平均速度约为 100 km s^{-1} , 比盘内稍慢; 核球星有较大的随机运动。在下面的 4.3 节中, 我们将讨论银河系的核球、晕和盘怎样形成。非常靠近银心处, 我们发现了致密气体和年轻恒星。大约 150 pc 以外, 近红外观测揭示出一个巨大的致密星团人马座 B2, 它正在以猛烈的速率生成恒星。离中心 $30-50 \text{ pc}$ 处, Quintuplet 和 Arches 星团每个都亮于 $10^6 L_{\odot}$, 含有几个质量非常大的恒星。在银河系心脏有一个炽热致密分子云环, 半径约 2 pc , 气体质量为 $10^6 M_{\odot}$ 。它环绕银河系的恒星核——一个巨大的恒星聚集体。

银核在光学波段不可见, 因为周围的尘埃将光散射和吸收掉了; 在 V 波段, 它变暗 31 星等! 在近红外 $\lambda \sim 5-7 \mu\text{m}$ 处它看得最清楚; 在更长的波段, 暖尘埃辐射强, 超过了星光。在质量和大小方面, 星核与大质量球状星团没有多大差别, 在半径 $10''$ 或 0.2 pc 的中央尖峰内恒星质量有 $3 \times 10^7 M_{\odot}$ 。在离中心 $1''$ 之内, 恒星密度达到 $3 \times 10^7 M_{\odot} \text{ pc}^{-3}$ 。但是, 和在球状星团中不一样, 在过去 2 百万—7 百万年中这里已经形成了至少 30 颗大质量恒星。恒星—星团核在巨旋涡

星系中是常见的；它们迄今是这些系统最致密的区域。不像真正的星团，它们含有的恒星在年龄和组成方面有一个范围。

最靠里的年轻恒星离银河系中央射电源不到 0.05pc 。图 2.17 显示了它们(由观测到的视向速度和自行计算出来)的一些轨道。这些恒星遵循着和太阳系中行星几乎同样的 Kepler 运动,我们在问题 2.6 看到过如何用它们来测定中央致密天体的质量。这几乎肯定是一个黑洞:否则我们不能理解 $4 \times 10^6 M_{\odot}$ 如何纳入这样小的体积中。

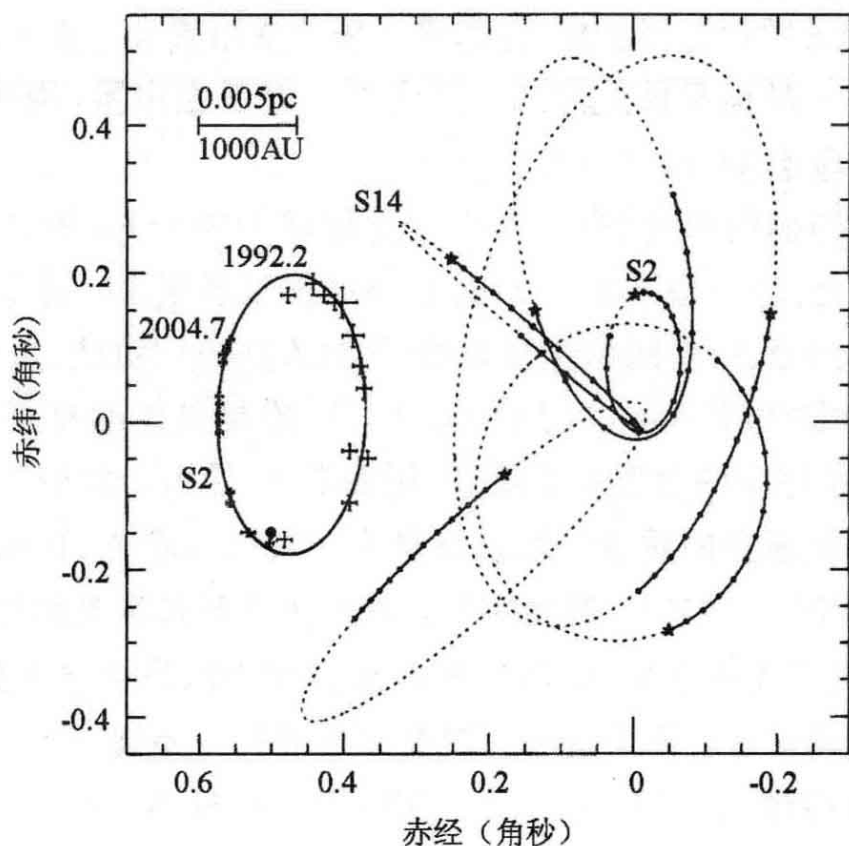


图 2.17 星符表示 1992.25 年银核内恒星的位置,沿轨道小点之间的间隔为一年;恒星在黑洞附近(原点处的实点)运动较快。插入图显示为 O8/O9 型星 S2 测量的坐标,它在 12.5 年的观测期内几乎运行了一个完整的轨道 (F. Eisenhauer, MPE Galactic Center Team)

内区的射电图显示出狭窄的纤维,数十秒差距长但宽不足一秒差距,范围超出了银河系平面。它们是高度偏振的,显示出这是同步辐射;产生辐射的电子可能被磁场保持在纤维之内。在黑洞位置处是一个中央点状源人马座 A*, 其亮度变化非常迅速以至尺度必定小于 10 光分,或 1.3AU 。人马座 A* 可能是在活动星系核内发现的

壮观核射电和 X 射线源的小型版, (我们将在 9.1 节讨论活动星系核)。如果是这样, 它就是一个非常弱的例子。其功率不大于太阳总能量输出的几千倍, 而在 Seyfert 星系和类星体中, 单是核心就能使星系的其余部分黯然失色。

88

问题 2.13 这里我们构建一个粗略的模型, 以估计如果从银心进行观测, 你用肉眼能看到多少恒星。肉眼能看到的恒星视亮度亮于 $m_V \approx 5$; 从地球上我们能看到大约 7000 颗。假设银河系核心是一个半径 3 pc 的均匀恒星球, 并忽略尘埃的变暗效应。在 3 pc 远看见 $m_V = 5$ 的一颗恒星的光度 L_{eye} 是多少? 对于主序星, 用式 (1.6) 证明, L_{eye} 相应于 $M \approx 0.6 M_{\odot}$ 。

在我们的简单模型中, 在主序上停留少于 3Gyr 的几乎所有恒星现在都已死亡; 按照表 1.1, 这对应的恒星质量 M_u 是多少? 质量在 M 和 $M + \Delta M$ 之间的主序星数目 $\xi(M) \Delta M$ 由式 (2.5) 近似给出: 对于 $M \geq 0.2 M_{\odot}$, $\xi(M) \propto M^{-2.35}$, 质量更低的星很少。求 $M < M_u$ 的主序星的总数和总质量, 用参数 ξ_0 给出。我们如何知道红巨星将贡献很少的质量? 取总质量为 $10^7 M_{\odot}$, 求 ξ_0 ; 证明银核含有 $L \geq L_{\text{eye}}$ 的 $N_{\text{eye}} \sim 4 \times 10^6$ 颗主序星。我们怎么知道看见的红巨星将少得多? (对于先进学生: $L < L_{\text{eye}}$ 的恒星将作为肉眼星被看见, 如果它们离观测者够近。证明这不会对整体造成什么差别。)

延伸阅读: F. Melia, 2003, *The Black Hole at the Center of our Galaxy* (Princeton University Press, Princeton, New Jersey) 是为普通读者写的。

89

2.3 银河系自转

作为一个好的近似, 我们银河系盘中的恒星和气体是在绕银心的近圆轨道上运动。我们可以利用这种有序运动的优点, 从每个方向测得的银河系气体速度来绘制其分布。从测得的速度, 我们可以计算需要多少向内的力, 才能把我们银河系的气体保持在它的轨道上; 已经查明这比预期的多得多。除了亮星和气体之外, 还需要附加

的质量,即暗物质。

离银心较近的恒星转一圈所用的时间少于较远的恒星。这种较差自转是通过考虑近邻恒星的自行首次发现的。向内看,我们看到恒星在其轨道上超过我们;它们相对于我们的运动是在和太阳轨道速度 V_0 相同的方向上。向外看,我们看到恒星落在我们后面,所以它们有相反方向的自行(图 2.18)。具有相同银心半径的恒星以和太阳同样的速率运转,所以它们保持着固定的距离‘侧着’运动。这样一来,对于靠近太阳的恒星,自行 μ 有一个随银经 l 变化的成分 $\mu \propto \cos(2l)$ 。这种模式在 1900 年已经被注意到;荷兰天文学家 Jan Oort 在 1927 年将其解释为银河系自转的效应。到 1920 年代,照相底片变得更为灵敏,能够记录的恒星光谱好得足以精确测量视向速度;这对于测量银河系中的较差自转更为有用。

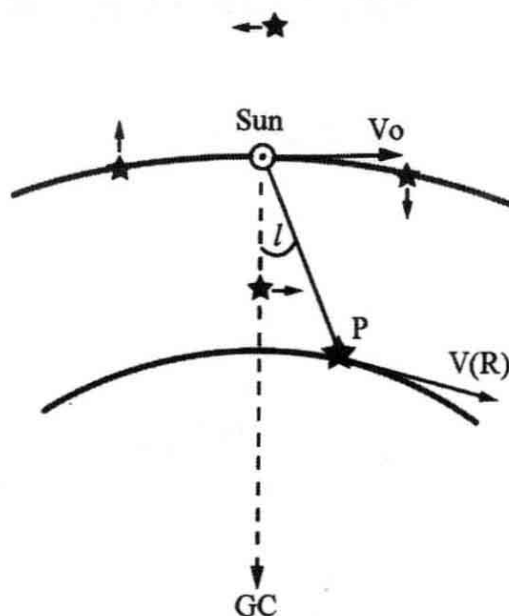


图 2.18 银河系自转:靠近银心(GC)的恒星在其轨道上走在我们前面,而外面的落在我们后面。具有同样银心距的恒星在我们两侧运动

太阳并不严格处于银河系中平面内,而是在其上方 15 pc 处,它环绕银心的轨道也不是一个正圆。局域静止标准定义为(修正表 2.1 的非对称星流 $\langle v_y \rangle$ 后)太阳附近恒星的平均运动。相对于这个平均值,太阳正在以 10 km s^{-1} 的速度朝银心“向内”运动,在旋转方向上行进约快 5 km s^{-1} ;它朝北银极“向上”的速度为 $7 \sim 8 \text{ km s}^{-1}$ 。发表的恒星和气体速度通常都是相对于这个标准给出的。

90

通常(但不总是,见下面的问题 2.16),我们假设局域静止标准遵循一条围绕银心的圆轨道。在 1985 年,国际天文学联合会(IAU)推荐 $R_0 = 8.5 \text{kpc}$ 作为太阳到银心的距离, $V_0 = 220 \text{ km s}^{-1}$ 为它在圆轨道上的速度。为了容许工作者比较他们的测量,天文学家们常用这个 IAU 值来计算恒星的距离和速度,尽管当前的估计更接近 $R_0 \approx 8 \text{kpc}$ 和 $V_0 \approx 200 \text{ km s}^{-1}$ 。

问题 2.14 用 R_0 和 V_0 的 IAU 值证明,太阳绕银心转一圈要花约 240 Myr。这个周期有时称为“银年”。

2.3.1 测量银河系自转曲线

91 我们可以计算一颗恒星或气体云的视向速度 V_r , 假设它遵循一条严格的圆轨道; 见图 2.19。在半径 R_0 处, 太阳(或更准确地说, 局域静止标准) 以速度 V_0 运转, 而半径 R 处的一颗恒星 P 轨道速度为 $V(R)$ 。该星以速度

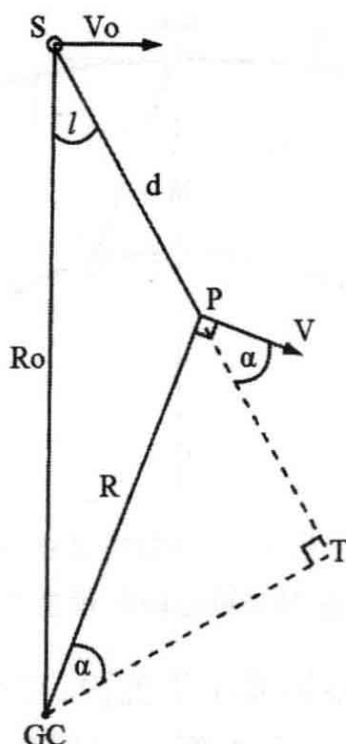


图 2.19 银河系自转: 在具有银经 l , 银心距 R , 离太阳距离 d 的点 P 处的恒星或气体以速度 $V(R)$ 做轨道运动。到 P 的视线在切点 T 离银心最近

$$V_r = V \cos \alpha - V_0 \sin l. \quad (2.10)$$

离开我们运动。用正弦定理, 我们有 $\sin l/R = \sin(90^\circ + \alpha)/R_0$, 所以

$$V_r = R_0 \sin l \left(\frac{V}{R} - \frac{V_0}{R_0} \right). \quad (2.11)$$

如果银河系像一个转盘那样刚性旋转, 恒星之间的距离不会变化, 且 V_r 总会是零。事实上, 离中心较远的恒星要花较长的时间完成其轨道; 角速度 V/R 随半径 R 下降。则 2.11 式告诉我们, 对于在 $0 < l < 90^\circ$ 方向的近邻天体, V_r 为正, 对于那些在银河系另一侧远得使 $R > R_0$ 的恒星变为负。对于 $90^\circ < l < 180^\circ$, V_r 总是负的, 而对于 $180^\circ < l < 270^\circ$, 它总是正的; 在 $270^\circ < l < 360^\circ$ 的扇区, 又重复第一象限的图案但 V_r 反号。图 2.20 显示了银河系盘内来自中性氢气体的 21cm 发射线强度: 如所预期, 没有在第二象限 ($90^\circ < l < 180^\circ$) 带正速度, 或在第三象限带负速度的气体。在银经方向延伸许多度的狭窄暗带显示气体已经在那里堆积起来, 其速度被旋臂中的引力所改变。

92

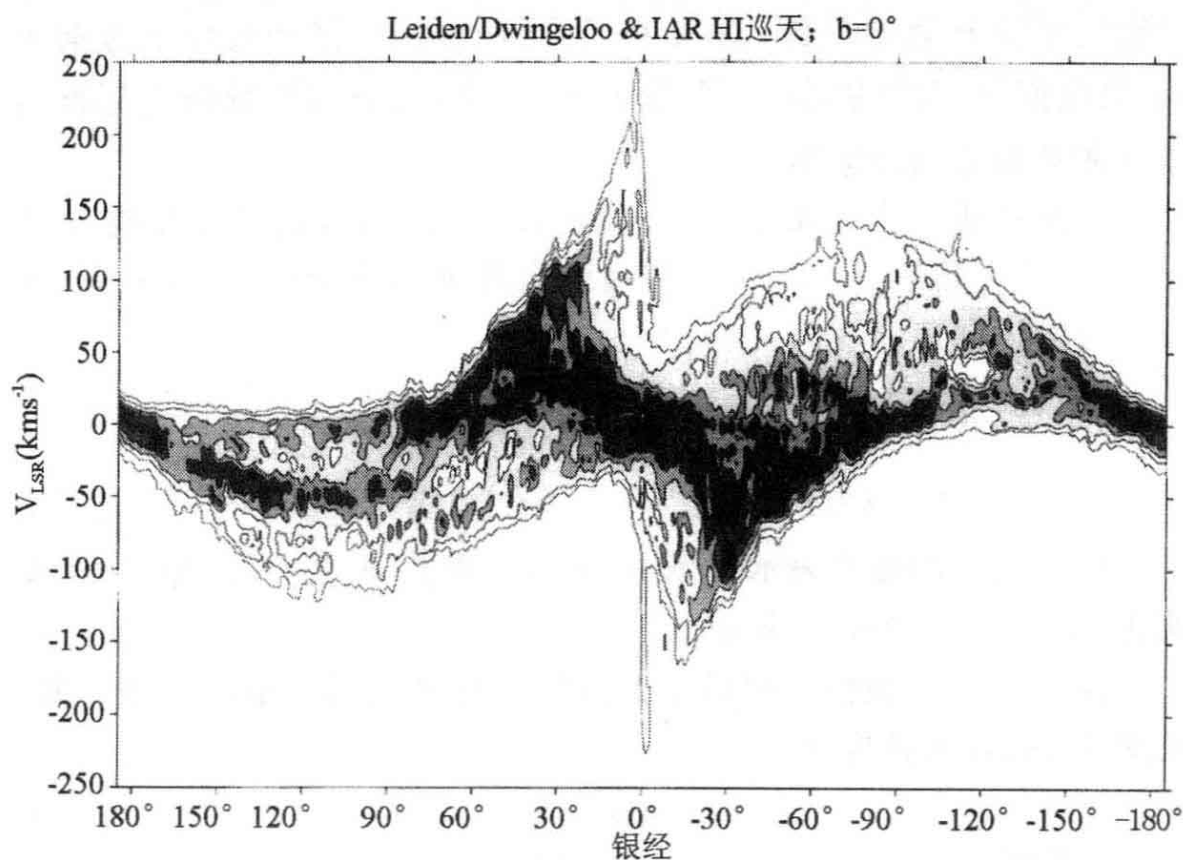


图 2.20 在盘平面内, 以相对于局域静止标准测量的速度 V_{LSR} 朝向或离开我们的中性氢气体的 21cm 发射线强度 (D. Hartmann and W. Burton)

问题 2.15 对于 $R_0 = 8\text{kpc}$ 和处处 $V(R) = 220\text{kms}^{-1}$ 的简单银河系模型, 求在 $R = 4, 6, 10$ 和 12kpc 处圆轨道内气体的 $V_r(l)$ 。通过绕每个环改变银心方位角 ϕ 做到这一点; 对每一对 (ϕ, R) 求 d , 然后得到银经 l 和 V_r 。绘制一张类似图 2.20 的图以显示这些环上的气体。在图 2.20 本身中, 解释对应于 $(l \sim 50^\circ, V > 0)$; $(l \sim 50^\circ, V < 0)$; $(l \sim 120^\circ, V < 0)$; $(l \sim 240^\circ, V > 0)$; $(l \sim 300^\circ, V > 0)$; 和 $(l \sim 300^\circ, V < 0)$ 。 $(l \sim 120^\circ, V > 0)$ 的气体在哪里?

问题 2.16 假设银河系中的气体并不严格遵循圆轨道, 但从银心径向朝外有速度 $U(R, l)$; 太阳附近的恒星有向外速度 U_0 。证明, 图 2.19 中 P 点的气体离开我们的速度是

$$V_r = R_0 \sin l \left(\frac{V}{R} - \frac{V_0}{R_0} \right) - R_0 \cos l \left(\frac{U}{R} - \frac{U_0}{R_0} \right) + d \frac{U}{R}. \quad (2.12)$$

现在假设太阳正以速度 $U_0 > 0$ 向外运动, 但银河系其余部分的气体遵循圆轨道; 在 $l = 180^\circ$ 方向测得的气体速度应同零差多少? 对于给定半径 R 处的气体, 在从 $l = 90^\circ$ 和 $l = 270^\circ$ 移开的什么方向上 V_r 取极值(极大或极小)? 用图 2.20 证明, 太阳和局域静止标准可能正在从银心向外运动。

当恒星或气体云靠近太阳, 以至 $d \ll R$ 时, 我们可以忽略含 d^2 的项; 对于三角形 S-P-GC 用余弦定理则得 $R \approx R_0 - d \cos l$ 。式 (2.11) 的视向速度变为:

$$\begin{aligned} V_r &\approx R_0 \sin l \left(\frac{V}{R} \right)' (R - R_0) \approx d \sin(2l) \left[-\frac{R}{2} \left(\frac{V}{R} \right)' \right]_{R_0} \\ &\equiv dA \sin(2l), \end{aligned} \quad (2.13)$$

这里我们用撇号表示对 R 的微商。常数 A 从 Oort 命名, 测量值为 $14.8 \pm 0.8 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ 。

在 P 点的一颗恒星相对于太阳的自行可以用类似的方法计算。从图 2.19, 切向速度为:

$$V_t = V \sin \alpha - V_0 \cos l. \quad (2.14)$$

93 注意到 $R_0 \cos l = R \sin \alpha + d$, 我们有:

$$V_t = R_0 \cos l \left(\frac{V}{R} - \frac{V_0}{R_0} \right) - V \frac{d}{R}. \quad (2.15)$$

靠近太阳处,我们可以做代换 $R_0 - R \approx d \cos l$, 来证明 V_t 几乎随距离 d 线性变化:

$$V_t \approx d \cos(2l) \left[-\frac{R}{2} \left(\frac{V}{R} \right)' \right]_{R_0} - \frac{d}{2} \left[\frac{1}{R} (RV)' \right]_{R_0} \\ \equiv d [A \cos(2l) + B], \quad (2.16)$$

式中常数 $B = -12.4 \pm 0.6 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ 。在 3.3 节中,我们将看到估计 B 的另一种方法。**Oort 常数** A 和 B 分别测量局域剪切(或同刚性自转的偏离),以及局域涡度(或盘内的角动量梯度)。

问题 2.17 证明 $A + B = -V'$, 而 $A - B = V_0 / R_0$ 。证明 V_0 和 R_0 的 IAU 值意味着 $A - B = 26 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ 。太阳附近 A 和 B 的测量值对应于上升还是下降的旋转曲线? 什么效应可能使我们在太阳附近测量的 $A + B \neq 0$, 即使银河系自转速度在那个半径大致为常数?

如果能够测量散布于全盘的已知恒星的速度,我们就能反过来求出 $V(R)$, 即银河系的自转曲线。可惜,来自盘星和星团的可见光被尘埃遮挡。射电波能够穿过尘埃传播,我们可以收到来自银河系几乎任何地方的气体原子氢的 21cm 超精细跃迁辐射。但是,我们一般无法知道发射气体的距离。

对于内银河系($R < R_0$),切点法规避了这个困难,并容许我们求出自转曲线。角速度 V/R 随半径下降。这样,式(2.11)告诉我们,当我们沿 $0 < l < 90^\circ$ 的一个固定方向看盘时,视向速度 $V_r(l, R)$ 在图 2.19 中切点 T 处最大,在那里视线离银心最近。这里,我们有

$$R = R_0 \sin l \text{ 和 } V(R) = V_r + V_0 \sin l. \quad (2.17)$$

这样,如果在盘内几乎每一点都有发射气体,通过测量图 2.20 中对于每个银经 l 看到发射的最大速度,我们就可求出 $V(R)$; 这个结果显示于图 2.21。旋臂中多余质量的引力,容易使穿过它们的气体的速度改变 $10 - 20 \text{ km s}^{-1}$ 。如果切点靠近旋臂,则用式(2.17)求出的旋转速度,将不同于那个银心半径处轨道的平均速度。

测量外银河系的自转速度比较困难。我们必须首先用分光或测光视差法求出到年轻星协的距离。然后从恒星周围热或冷气体的发

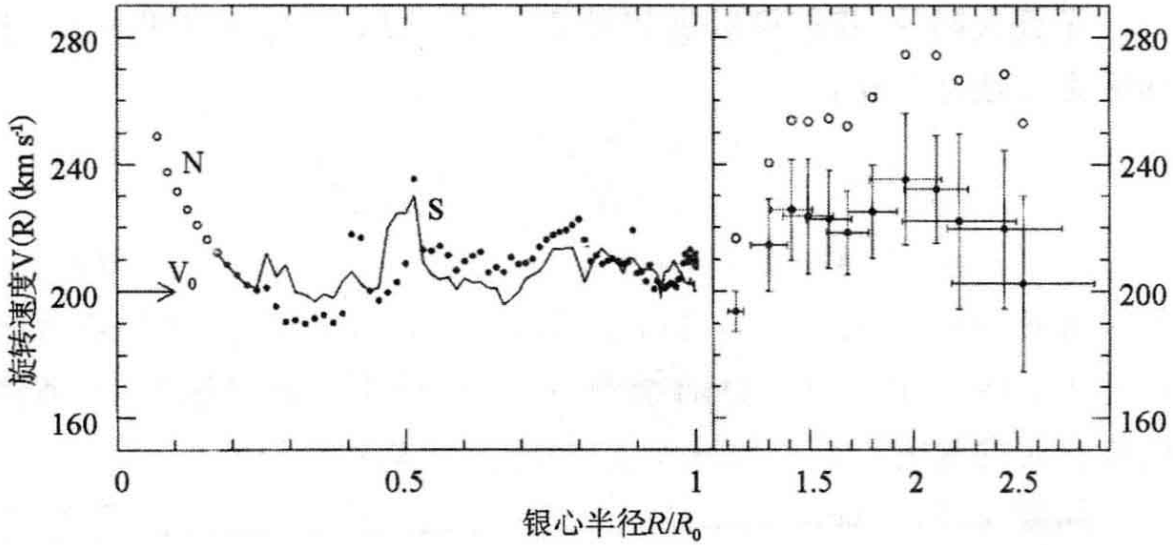


图 2.21 左图,用切点法求银河系自转,取 $V_0 = 200 \text{ km s}^{-1}$; 点子表示 $l > 270^\circ$ 的北边 HI 气体的速度; 曲线给出 $l < 90^\circ$ 的南边气体的结果。切点法在 $R \leq 0.2R_0$ 时失效(空圈), 因为这种气体在银棒内走椭圆轨道。右图, 外银河系的自转速度, 以 $V_0 = 200 \text{ km s}^{-1}$ 计算(实圈)和以 $V_0 = 220 \text{ km s}^{-1}$ 计算(空圈); 十字表示估计的误差(W. B. Burton and M. Honma)

射线测量它们的视向速度 V_r 。恒星距离通常测量得不是非常好, 但它们好得足以告诉我们, 自转速度 $V(R)$ 在外银河系的确没有太多下降, 可能甚至还在进一步上升。

2.3.2 银河系中的暗物质

在 3.1 节中我们将看到, 对于球形系统, 半径 R 处圆轨道的速度 V 同该半径内部的质量 $M(<R)$ 由严格公式

$$M(<R) = RV^2/G. \quad (2.18)$$

关联起来。当 R 以秒差距测量, 时间以百万年测量, 质量 M 以 M_\odot 测量时, 牛顿引力常数 $G = 4.5 \times 10^{-3}$ 。对于一个扁平盘内的轨道, 这个公式给出 $M(<R)$ 准确到 10%—15%。因为 $V(R)$ 并不下降, 银河系的质量必定随半径几乎线性地增加, 甚至远到太阳以外很少有恒星之处。以后我们将看到, 光和质量分布之间的这个矛盾在旋涡星系中一般都存在。天文学家常常将它称作“短缺质量”或“暗物质”问题。星系可能含有大量几乎不发光的物质; 人们假设这种不发光的物质处于暗晕之中。

问题 2.18 用 2.18 式求出银心半径 R_0 的球内的质量 $M(<R_0)$ 。该球内的平均密度是多少(以 $M_\odot \text{pc}^{-3}$ 测量)? 证明这比式 (1.30) 的临界密度约大 10^5 倍。

在 2.8 式中取 $h_R = 4 \text{kpc}$, 证明银河系盘的 60% 在太阳轨道以内。对于核球取 $L_V = 5 \times 10^9 L_\odot$, 对于盘取 $15 \times 10^9 L_\odot$, 证明质光比 $M/L(<R_0) \approx 5$ 。用问题 2.8 的结果, 解释为什么我们相信 R_0 之内不多于一半的质量是暗物质。

问题 2.19 银河系的 HI 盘向外延伸到 $2.5 R_0$ 。从图 2.21 证明, 质量 $M(<2.5R_0) \approx 2 \times 10^{11} M_\odot$, 所以质光比 $M/L_V \geq 10$ 。将此同我们在问题 2.8 中得到的结果比较会怎样? 银河系暗物质大多数在哪里?

问题 2.20 考虑球形密度分布 $\rho_H(r)$ 且

$$4\pi G\rho_H(r) = \frac{V_H^2}{r^2 + a_H^2}, \quad (2.19)$$

式中 V_H 和 a_H 为常数; 半径 r 内包含的质量 $M(<r)$ 是多少? 用 2.18 式证明半径 r 处的圆轨道速度 $V(r)$ 由

$$V^2(r) = V_H^2 [1 - (a_H/r) \arctan(r/a_H)], \quad (2.20)$$

给出。描绘 $V(r)$ 作为半径的函数。这个密度律常常用来表示星系暗晕的质量, 为什么?

2.4 银河系气象学: 星际气体

银河系的恒星之间分布着形成恒星的气体, 而恒星又将其核燃烧产生的重元素返回气体中去。几乎所有气体都在银盘内。尽管其质量少于恒星中的 10%, 但它还是赋予银河系许多独特的性质。假如没有气体, 银河系就会是 S0 星系, 而不是旋涡星系: 银河系的盘就会没有炽热的年轻恒星, 也没有旋涡图案。银河系的星光只有大约一半自由逸入星系际空间; 多尘的星际气体将其余的部分吸收掉了。本书封面显示了从射电到 γ 射线波长观测到的银河系气体、尘埃和恒星。

96 像恒星盘一样,银河系的星际物质也受引力作用,这种引力最终导致最密的气体塌缩成新的恒星。但是我们也必须考虑在讨论恒星运动时可以安全忽略的其他力:气体压力、磁力和宇宙线的压力。气体被恒星的辐射加热和电离;它将在快速的星风、超新星爆发和穿过旋臂的冲击下产生运动。同地球的大气一样,星际介质也处于复杂的运动中。

2.4.1 描绘气体层

同恒星不一样,气体没有进入标准尺度的单元。气体团块的质量同它的温度,或任何能与其距离独立测定的其他量,并没有直接联系。所以,气体云的距离是很不确定的,除非在特殊情形:例如我们知道该气体围绕着一颗恒星。当我们在一颗恒星的光谱中看到来自星际气体的吸收线时,我们就知道该气体离我们比那颗恒星近。对于银河系盘内圆轨道中的气体,我们可以计算运动学距离。从其谱线发射,我们求得在银经 l 方向有多少气体在以视向速度 V_r 运动。然后从自转曲线 $V(R)$,我们可以用 2.11 式来估计其距离。这样,我们就能构建银河系气体如何分布的图景。

当所有辐射不经吸收到达我们时,以特定速度运动的气体的质量正比于相应波长处的辐射强度。可见光受到星际尘埃的强烈吸收,而射电波能够穿过多尘气体传播。但是,在盘中,我们的视线常常要穿过足够多的物质,以至来自遥远气体的射电波也会被离我们较近的气体部分吸收:发射是光厚的。中性氢(HI)21cm 谱线在银河系内区为光厚。致密冷云(那里气体主要是分子)常常由¹²CO 的毫米波谱线示踪,则几乎总是光厚的。因此,许多分子气体我们不能直接看到。

回忆 1.2 节,我们看不到来自冷分子氢的发射线,因为 H₂ 是一个对称分子。致密气体中下一个最丰富的分子是一氧化碳,每 10⁴ 个 H₂ 分子大约对应一个 CO 分子。在大尺度上,我们可以将在冲击地球大气时被探测到的高能宇宙线数目(见后面),同宇宙线碰到银道面内的气体原子产生的 γ 射线亮度进行比较,就能测定原子和

分子气体的总量。接着再通过同 CO 的观测进行比较,我们可以求得分子氢的柱密度与最低转动跃迁的 CO 发射的平均比值 X_{CO} 。在银河系中, X_{CO} 在盘内相当均匀。在中央数百秒差距内和星暴中较高,在那里非常猛烈的恒星形成产生了强辐射场。

1.2 节的表 1.8 列出了来自某些常见星际分子的谱线。分子云中的大多数气体是冷的,温度 $T \approx 10 \sim 20\text{K}$,其中 CO 发射最强。当碰巧处于遥远的射电星系或类星体前面,吸收了相当多谱线的辐射时,更冷的气体也可以探测得到。我们以后将看见,最致密的气体是在分子云的小暖核中,那是年轻星团和星协的诞生地。我们在这里观测到诸如 NH_3 、CN 和 H_2CO 之类的分子。

图 2.22 显示了原子和分子气体在银河系中是如何分布的。它基于运动学距离,用 CO 示踪 H_2 。银河系可能含有 $(4-8) \times 10^9 M_{\odot}$ 的 HI,分子气体为该量的大约一半。几乎所有的 H_2 ,但不到一半的 HI 处于半径 R_0 的太阳圈内。分子气体堆积在半径 4kpc 的环中。在这个环以内,除非在中心几百秒差距,我们找不到分子或原子气体。在本书封面上,我们看到原子氢比分子气体或恒星延伸到大得多的半径处。它也形成一个比分子气体较厚的层。在太阳附近,CO 发射云主要处于离中平面的 80pc 以内,而 HI 盘约有两倍那么厚。HI 层甚至膨出得更远。

正如在其他星系中那样,致密分子气体、尘埃和年轻恒星集中在旋臂里:见 5.5 节。太阳正好处于人马一船底臂外面,这条臂可以绕盘追踪几乎一整圈,其旋臂倾角约为 10° ,这对于 Sbc 或 Sc 型星系是典型的。从银心向外看,我们在猎户座中看见一个短的近臂支。英仙臂大约在 2kpc 以外,它在图 2.20 中显示为在 $l > 90^\circ$, $V_{\text{LSR}} \approx 50 \text{ km s}^{-1}$ 处的一个暗脊。然而,我们并没有一幅旋臂图案的全景。尘埃在可见光遮挡了我们穿过盘的视线,气体的运动学距离也不可靠,因为旋臂的引力拖拽将它从圆轨转动拉开了。

图 2.23 显示,原子气体远在银道面上方。让视线离开朝向 $l = 180^\circ$ 的银心,从(2.11)式我们预期,圆轨道内的气体有 $V_r \sim 0$,既不朝向也不离开我们运动。与此不同, $b = +70^\circ$ 附近的气体却以大于

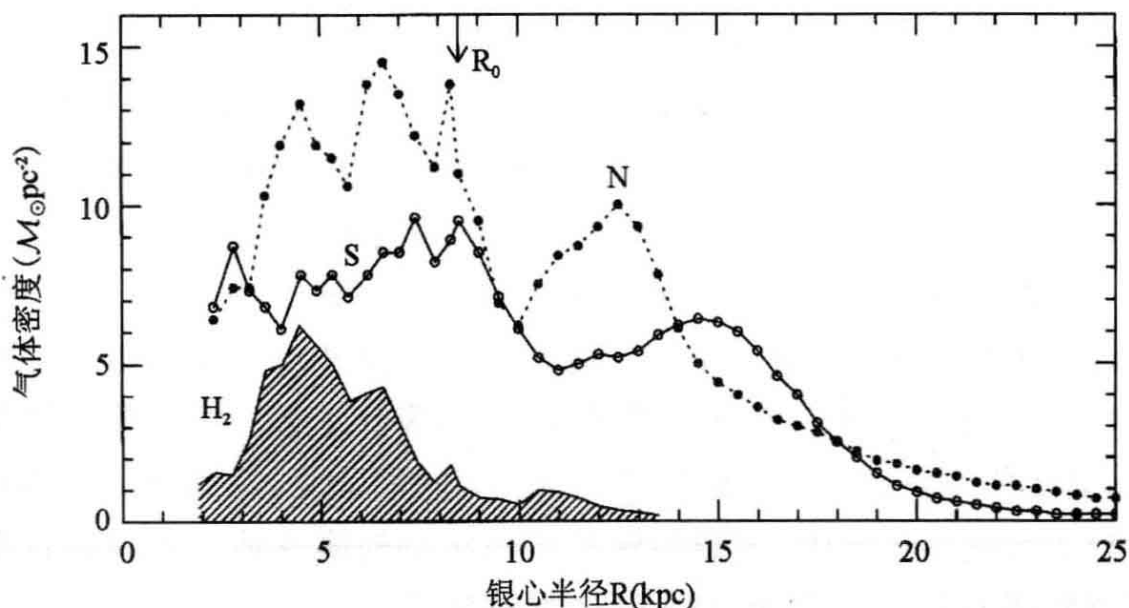


图 2.22 中性氢的面密度,分别按银河系北半部($0 < l < 180^\circ$; 实点)和南半部($180^\circ < l < 360^\circ$; 空圈)估计。在太阳圈内,密度对光学厚度的修正敏感;在外面,取决于对 $V(R)$ 的选择。阴影区表示分子氢的面密度,是从 CO 辐射强度估计的(W. Burton and T. Dame)

70 km s^{-1} 的速度趋近我们。HI 的高速云甚至更快地向盘下落,速度超过 100 km s^{-1} 。其中有些可能是盘物质,被超新星或来自炽热大质量恒星的星风刮到了中平面上方,现在正往回落。另一些,像麦哲伦流中的气体(见 4.1 节),则来自银河系以外。我们一般并不知道这些云的距离,所以也不能估计它们的质量。如果它们类似于在我们的邻居 M31 周围发现的云(见 4.2 节),则大多数在离盘 50 kpc 以内,质量从 $10^4 M_\odot$ 到 $10^7 M_\odot$ 。下落的高速云可以把贫金属气体加到盘上,有可能解决我们将在 4.3 节讨论的 G 型矮星问题。

离银心 1—2 kpc 之外,几乎所有气体都是热的或温的。我们可以探测银河系和其他星系晕中的温气体云,办法是考查它们在遥远恒星或类星体紫外光谱中产生的吸收线(见 9.3 节)。在致密的温气体中,光被 MgII 这类低电离离子吸收。较弥漫的云是高电离的;我们在那里看到 CIV 和 NV 的谱线。我们也看到 OVI 的吸收线,它产生于 $\sim 3 \times 10^5 \text{ K}$ 的气体,在那里图 2.25 显示出冷却是最快的。这种物质必定位于暖云和 $\sim 10^6 \text{ K}$ 的最热气体之间的边界处。

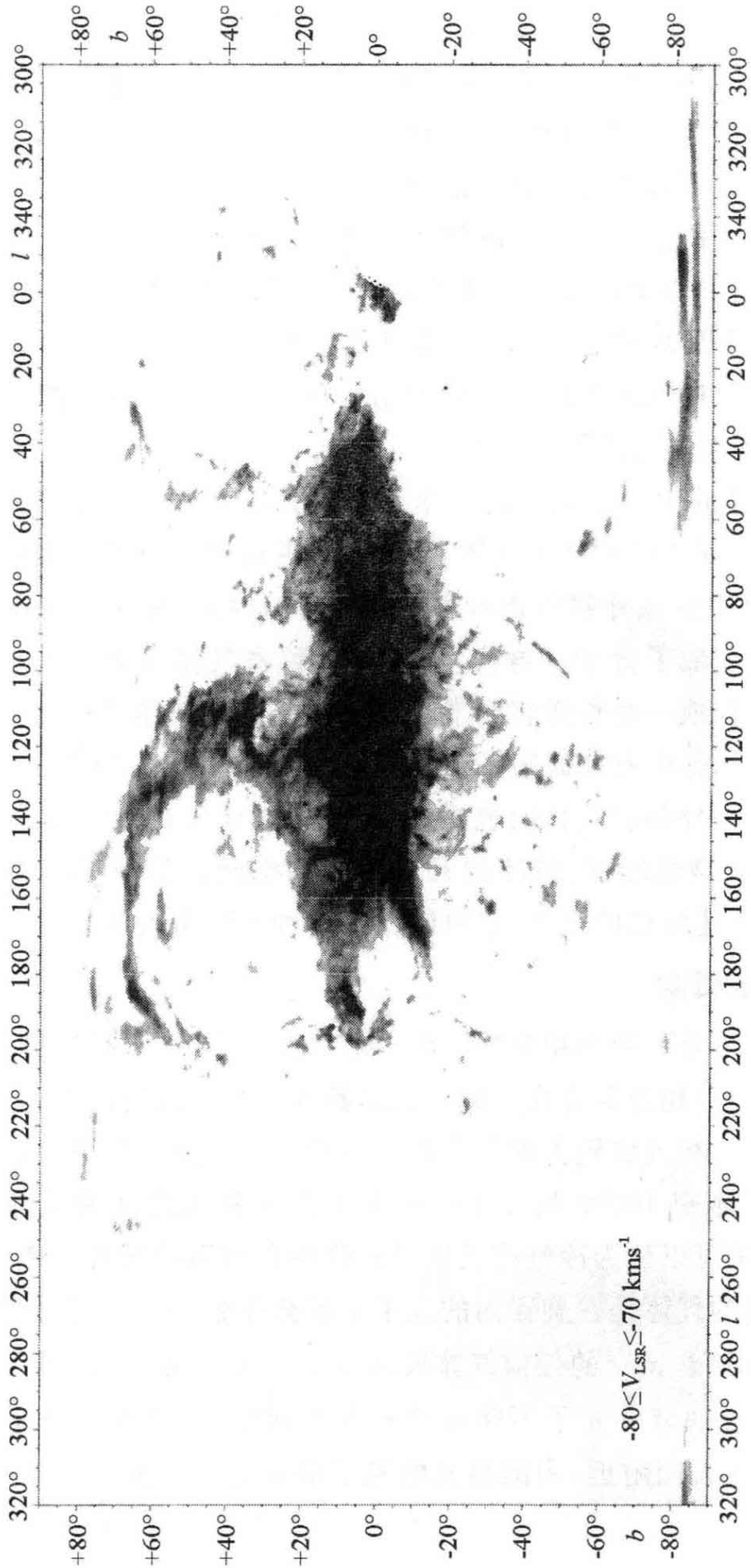


图2.23 速度在 $-80 \text{ km s}^{-1} < V_l < -70 \text{ km s}^{-1}$ 的中性氢；银纬 $b=0$ 从图的中部水平穿过。注意高纬度的气流。图上的空区不能从 Dwinglo (荷兰) 的望远镜观测到 (D.Hartmann and W.Burton)

在离银心约 3 kpc 以内, 致密气体环的里面, H_2 的平均面密度降到 $5 M_{\odot} pc^{-2}$ 以下。在这些半径处, 原子和分子气体都处在与 $b=0$ 平面倾斜 $10^{\circ}-20^{\circ}$ 的盘内, 处于该平面下方的气体银经为正, 上方的 $l < 0$ 。我们不知道什么原因造成了这种倾斜, 也不知道为什么它能够维持。倾斜盘气体不做圆转动。作为替代, 观测到的发射对于 $l > 0$ 为负速度, 在负银经为正速度, 对于圆运动而言, 式(2.11)是不容许这种情形出现的。‘禁戒’速度的发射可以用我们在 2.2 节讨论过的类棒银河核球来解释。在棒的引力作用下, 气体必须遵循椭圆轨道, 交替朝向或者离开银心。

银河核球的中央 200pc 是一个正在活跃形成恒星的富气区域; 它包含至少 $10^8 M_{\odot}$ 的分子气体, 或者说约占银河系分子气体总质量的 10%。这个区域外部的物质形成倾斜盘的内沿, 其密度现在高得使气体主要变成了分子。再往里, 又发现致密气体接近平面 $b=0$; 它在这儿被拉成一些长弧和纤维, 仿佛在环绕中央黑洞转动。

100

在银河系盘中有如此多的尘埃, 以至我们看不见来自这个中央区的光学和紫外辐射。我们观测到来自 $T \approx 10^7 K$ 的炽热等离子体的 X 射线, 充满着较密、较冷的云块周围的空间。银河系的引力太弱, 保持不住这样热的气体; 它可能作为一种风而逸入星系际空间。

2.4.2 物理图像

星际气体是一种多相介质。在 1pc 和大约 1kpc 之间的尺度上, 热相、暖相和冷相全混合在一起。大多数原子处于致密的冷相, 而弥漫的暖相和热相气体则占据了大部分体积。冷的分子和原子物质比热的等离子体密 10000 倍以上——大于空气和水之间的反差。所以, 我们通常可以认为冷气体云通过较弥漫介质运动没有障碍。

最致密的气体是在旋臂内的几千个巨分子云中。H 原子 $N_H \geq 10^{20} cm^{-2}$, 或 $M_{\odot} pc^{-2}$ 的任何气体云基本上变成了分子云, 因为能够破坏 H_2 分子的紫外光子不能穿透较大的深度。(暴露的分子是非常脆弱的: 在太阳附近, 周围星光的光子破坏它们只要几百年) 这些云能够大于 20pc, 质量超过 $10^5 M_{\odot}$, H_2 分子密度 $\geq 200 cm^{-3}$, 在核

心升到 10^4 cm^{-3} 以上。它们被冷的 HI 环绕着, 形成跨度直到 $\sim 100 \text{ pc}$, 气体质量 $10^7 M_{\odot}$ 的巨大复合体。在旋臂之间, 云比较小: 典型的是 $M \sim 40 M_{\odot}$, 尺度 $\sim 2 \text{ pc}$, 密度难以升到 100 cm^{-3} 以上。在中央 200 pc 内的分子云比太阳附近的更密 ($n_{\text{H}} \approx 10^4 \text{ cm}^{-3}$) 和更热 (一般在 70 K 左右)。

冷的原子氢比分子云密度低, $n_{\text{H}} \sim 25 \text{ cm}^{-3}$, $T \leq 80 \text{ K}$ 。在太阳附近, 大约一半的 HI 要暖得多, $T \sim 8000 \text{ K}$ 和 $n_{\text{H}} \sim 0.3 \text{ cm}^{-3}$ 。这种中性气体同暖的电离气体混合, 具有同样的温度和压强。暖气体云本身被包裹在 $n_{\text{H}} \sim 0.002 \text{ cm}^{-3}$, $T \sim 10^6 \text{ K}$ 炽热弥漫等离子体中。在这样的温度, 由于同高速电子的猛烈碰撞, 氢和氦几乎完全被电离。我们太阳本身正在穿过一个尺度 1 秒 差距、大约 50% 被电离的暖云运动, 该云处于一个跨度 100 pc 、形状不规则并正在膨胀的炽热气体局域泡内。在中平面上方 $1-2 \text{ kpc}$ 处, 我们仍能找到 HI 云, 但暖电离气体和热等离子体的比例较大。表 2.4 给出了各相星际气体的概要。注意, 乘积 $n_{\text{H}} T = p/k_{\text{B}}$ 对于冷 HI 云, 对于暖气体, 以及对于热等离子体都是相同的: 它们处于压强平衡之中。下面我们将明白何以如此, 并讨论热、暖和冷相为什么具有这样的温度。

表 2.4 银河系星际介质的“零阶”总结(取自 J. Lequeux)

成分	描述	密度 (cm^{-3})	温度 (K)	压强 (p/k_{B})	垂直 延伸	质量 (M_{\odot})	填充 因子
尘粒						$10^7 - 10^8$	小
大 $\leq 1 \mu\text{m}$	硅酸盐, 烟炱		~ 20		150 pc		
小 $\sim 100 \text{ \AA}$	石墨 C		$30 - 100$				
PAH < 100 原子	大分子				80 pc		
冷团块气体	分子: H_2	> 200	< 100	大	80 pc	$(2) \times 10^9$	$< 0.1\%$
	原子: HI	25	$50 - 100$	2500	100 pc	3×10^9	$2\% - 3\%$
暖弥漫气体	原子: HI	0.3	8000	2500	250 pc	2×10^9	35%

续表

成分	描述	密度 (cm^{-3})	温度 (K)	压强 (p/κ_B)	垂直 延伸	质量 (M_\odot)	填充 因子
	电离: H II	0.15	8000	2500	1kpc	10^9	20%
H II 区	电离: H II	$1-10^4$	~ 10000	大	80pc	5×10^7	小
热弥漫气体	电离: H II	~ 0.002	$\sim 10^6$	2500	$\sim 5\text{kpc}$	(10^8)	45%
气体运动	$\frac{3}{2} \langle \rho_{\text{HI}} \rangle \sigma_r^2$	$\langle n_{\text{H}} \rangle \sim 0.5$	10km s^{-1}	8000			
宇宙线	相对论性	1eV cm^{-3}		8000	$\sim 3\text{kpc}$	小	
磁场	$B \sim 5\mu\text{G}$	1eV cm^{-3}		8000	$\sim 3\text{kpc}$		
星光	$\langle \nu h_\nu \rangle \sim 1\text{eV}$	1eV cm^{-3}			$\sim 500\text{pc}$		
UV 星光	$11-13.6\text{eV}$	0.01eV cm^{-3}					

注: () 表示非常不确定的值, 压强和填充因子是指太阳附近的盘中平面; 注意来自宇宙线、磁场和气体云端动的压强大致相等。

101 只有 O 和 B 型星发射许多 13.6eV 以上的光子, 这是将氢原子从其基态电离所需要的能量。当一颗这样的恒星开始照耀时, 其紫外光首先将周围的 H_2 分子裂解为原子氢, 然后使气体光致电离产生一个 HII 区。发生这一过程的地方称为光致离解区。当新电离的气体被加热到 $\sim 10000\text{K}$ 时, 它的压强突然升高到周围云的约 1000 倍。HII 区膨胀, 把冷气体超声速地向外推。它常常刺穿分子云, 作为香槟状喷流逃逸。

银河系的整个气体层也被紊乱的磁场穿过。其强度在太阳附近约为 0.5nT 或 $5\mu\text{G}$; 它在较小的银心半径处要高一些, 在 $2R_0$ 处降到其局域值的约一半。除最冷的致密气体外全都充分电离, 成为优良电导体, 所以磁场冻结在里面同气体一起运动。

超新星爆发的膨胀遗迹将这种磁场连同气体向外扫, 运动的场把质子和较重的原子核加速到近光速成为宇宙线。能量超过 10^9GeV 或 $10^9 m_p c^2$ 的宇宙线能够逃离银河系磁场, 而能量较低者则陷入其中。宇宙线穿进更密的分子云, 使它们保持部分电离。宇宙线和磁场都抵抗压缩气体以有效增加气体压强的企图。

膨胀的超新星遗迹也把电子加速到相对论速度。当它们在银河系磁场中做螺旋运动时, 我们在射电波段观测到它们的同步辐射。

这种辐射在银道面附近最亮,但封面上最顶部的图像显示,弥漫的射电晕在其上下延伸了许多千秒差距。这表明磁场和快粒子能够逃离致密的盘内气体。

星际气体在大尺度和小尺度上都在运动。同恒星一样,星际气体云并不严格遵循环绕银心的圆轨道。它们也有随机运动:对于分子云一般约为 5 km s^{-1} ,对于原子气体云为 $8-10 \text{ km s}^{-1}$ 。甚至在分子云内部,较致密核中的气体必定在运动:观测到的 CO 线宽度相应的速度为 $1-10 \text{ km s}^{-1}$,而 CO 分子的热运动速度低于 0.1 km s^{-1} (见下面的问题)。比局域声速(大约等于气体中原子或分子的热运动速度)快的运动产生激波。这儿的气体速度跨过一个狭窄区域明显改变,运动能量转换为热。

102

我们并不严格知道这些运动如何产生,正如我们不能预报地球上的天气细节,即便我们知道风是从加热空气和大地的日光取得其能量的。星际气体可能是湍动的,其能量接连不断从大尺度运动转换为较小的尺度。亚声速湍流模型预言,在一个尺度为 L 的云内测得的随机速度 σ 应随 $\sigma \propto L^{1/3}$ 增加。这对于原子和分子气体近似为真。

问题 2.21 对于一个 $T=20\text{K}$, $n(\text{H}_2)=200 \text{ cm}^{-3}$ 云中的 H_2 分子,计算声速 c_s : $k_B T = \mu m_H c_s^2$, 式中 μm_H 为分子质量。在同一个云中,CO 分子的声速是多少? 从表 2.4,对于冷 HI 和对于暖中性气体的声速是多少? 证明冷 HI 云穿过暖星际介质的速度接近于暖气体的声速。一个 HII 区不能比此声速更快地膨入周围的气体:当 $T \approx 10^4 \text{ K}$ 时那有多快? 如果其温度不变,证明尺度为 1 pc , $n_H = 10^3 \text{ cm}^{-3}$ 的 HII 区要花 1 Myr 才能膨胀到其压强与暖弥漫气体平衡。

银河系的尘埃吸收了其紫外和光学星光的几乎一半。这能量的大部分使尘粒变暖,在红外区进行辐射,正如我们在封面的第 5 和第 6 条所见。冷星际气体每 10^{12} 个氢原子含有大约一个尘粒:平均每 100 立方米有一颗。最明显的是,尘埃吸收了恒星的可见光,否则它们会穿过气体。尘埃产生的吸收朝红外锐利地减小。因为尘埃最有

效地吸收波长小于颗粒尺度的光,这告诉我们,大多数尘粒尺度 $\leq 0.3\mu\text{m}$ 。

问题 2.22 用 1.1 节的黑体公式求出主要在 $150\mu\text{m}$ 辐射的尘粒温度。证明离一颗 $L=10^6 L_{\odot}$ 的 O 型星 1 pc 的大尘粒将被加热到这个温度。(回忆半径为 r_g 的尘粒吸收星光的面积为 πr_g^2 ,但从其整个表面辐射。)星系 M82 正经历着一次恒星形成暴发:它在什么波长发出其大部分能量? 证明其大尘粒有 $T\sim 50\text{K}$ 。尘粒必须离恒星多远才会达到 150K 的平均温度,从而在 $30\mu\text{m}$ 辐射?

103

图 2.24 显示 NGC 7331(一个非常类似于银河系或我们的邻居 M31 的星系)的恒星形成环的红外光谱。我们看到它的尘粒是一种复杂的混合物。大尘粒(温度 $\sim 30\text{K}$)产生峰值在 $100\mu\text{m}$ 的辐射。 $30\mu\text{m}$ 附近的辐射要求 $T\geq 100\text{K}$ 的较热的颗粒。很少有尘粒如此靠近恒星,以至能够达到这样高的平均温度。我们转而相信,这种辐射是来自小于 10nm 的尘粒,少于 10^6 个碳原子。这些尘粒如此微小,以至吸收一个紫外光子就能把它们的温度升到 100K 以上。

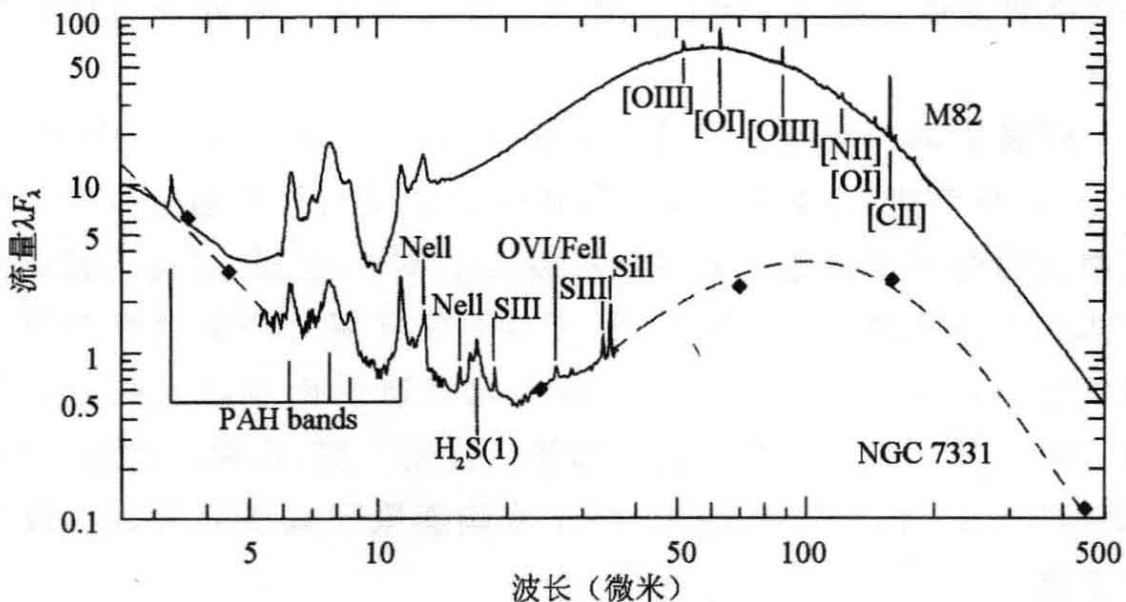


图 2.24 Sb 旋涡星系 NGC 7331 和星暴星系 M82 的红外光谱。相等高度的 λF_{λ} 对应于每 10 倍频率辐射相等的能量。原子谱线的波长见表 1.7;PAHs 发射短于 $30\mu\text{m}$;来自大尘粒的发射峰值接近 $100\mu\text{m}$ (J. D. Smith, D. Dale, and A. Li; Spitzer 空间望远镜 G. Lagache; ISO)

星际尘埃质量的 10%—20% 可能在最小的粒子中。多环芳香烃 (PAHs) 只有 100 个碳原子或更少。其碳原子排列成环, 构成一个扁片甚或一个圆的‘布基球’。它们的性质像大的分子而非不定型的固体。它们的 C—C 和 C—H 键的伸展产生 3—20 μm 区域的强发射线。当一个 PAH 分子吸收一个紫外光子时, 它将有约 10% 的机会抛出一个快速运动的光电子, 该光电子在同气体中的电子碰撞时会损失其能量。这可能是加热原子气体的主要方式。

尘粒主要由镁和铁的硅酸盐(来自红巨星的富氧大气)和各种形式的碳(无定型的烟灰、石墨和 PAH)组成。在致密冷云中, 水冰的幔、甲烷和氨凝结成较大的尘粒。尘埃构成了星际物质质量的约 1%, 在较密的气体中更多。在近似于太阳成分的气体中, 重于氦的元素只占质量的 2%。所以, 在致密云中, 几乎所有的碳、氧、镁等必定在尘埃里, 留下的气体这些元素就稀少了。尘粒在同快速运动的原子和彼此之间碰撞时不断被击碎, 同时通过吸收落在其表面的星际气体的原子而增长。现在展现于尘粒中的物质可能在那里呆了不足 500Myr。

104

尘粒表面是制造氢分子的主要场所。这些分子在气体中只是缓慢地形成, 因为原子很少彼此相遇, 后来又发现它很难失去能量而变得束缚于分子中, 因为这个过程由于对称性而被强烈地禁戒。在典型的密度 $n_{\text{H}} \sim 100\text{cm}^{-3}$, 原子氢形成 H_2 要花 10^{13} 年。当原子能够被吸收到尘粒上并在那里彼此‘发现’时, 多余的能量就转移给尘粒并释放出一个束缚的分子, H_2 形成约快 10^8 倍。

问题 2.23 在一个非常简单的模型中, H 原子同一颗尘粒碰撞, 黏在上面足够长的时间找伴; 对子作为一个 H_2 分子离开。在一个 $T=50\text{K}$ 的云中, 证明问题 1.9 的热运动速度是 $v_{\text{th}} \approx 1\text{km s}^{-1}$ 。从问题 1.11, 取尘粒半径 $a=0.1\mu\text{m}$, 数密度 $n_{\text{g}}=10^{-12} n_{\text{H}}$ 。证明一个 H 原子同一颗尘粒碰撞要在平均时间 $(n_{\text{g}} \pi a^2 v_{\text{th}})^{-1}$ 或 $10\text{Myr} \times (100\text{cm}^{-3} / n_{\text{H}})$ 之后。太阳和随它一起运动的气体, 穿过一条旋臂要花一个“银年”(见问题 2.14) 的 5%—10%。证明这足够长到使一个 $n_{\text{H}}=100\text{cm}^{-3}$ 的 HI 云基本上变成分子云。

星际气体是一个“开放”系统：它需要连续的能量供应。一颗像我们太阳这样的恒星在 Hubble 时间内将不会显著改变其轨道，除非银河系与另一个星系有近距离碰撞：星盘和核球是接近平衡的。作为对照，气体层就像一盆沸水；除非给它供应能量，气体将迅速冷却，云的随机运动将耗散掉。给星际气体增加能量的途径包括：恒星辐射、同宇宙线的碰撞、超新星、星风以及拉伸磁场的银河系自转。

作为一个例子，我们可以问电离氢转变为中性态有多迅速。在每立方厘米中，产生中性原子的速率等于电子数 n_e ，乘质子数 $n_p \approx n_e$ ，乘它们彼此相遇并复合的速率，后者依赖于（较轻和运动较快的）电子的温度 T_e 。因此，电子复合的速率为

$$-\frac{dn_e}{dt} = n_e^2 \alpha(T_e) \text{ 以及 } \alpha(T_e) \approx 2 \times 10^{-13} \left(\frac{T_e}{10^4 \text{K}}\right)^{-3/4} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}. \quad (2.21)$$

105 此处，函数 $\alpha(T_e)$ 隐含了一个相对速度范围内碰撞的物理机制；我们从 Dyson and Williams 书中的式(5.6)将其取来。对于 $5000\text{K} \leq T \leq 20000\text{K}$ ，这是一个好的近似。复合时间 t_{rec} 由电子数除以它们消失的速率得到：

$$t_{\text{rec}} = \frac{n_e}{|dn_e/dt|} = \frac{1}{n_e \alpha(T_e)} \approx 1500 \text{yr} \times \left(\frac{T_e}{10^4 \text{K}}\right)^{3/4} \left(\frac{100 \text{cm}^{-3}}{n_e}\right). \quad (2.22)$$

当气体较热时，电子和质子碰撞比较频繁但粘合在一起的可能性较小，所以 t_{rec} 较长。

在 HII 区内， t_{rec} 只有几千年。一旦恒星不再提供紫外光子，电离气体便迅速复合。在暖的电离星际气体中，密度只有 $\sim 0.1 \text{cm}^{-3}$ ，复合需时 $\sim 2 \text{ Myr}$ 。但是，因为这种气体非常多，为了保持其电离态，它必须吸收来自盘内全部 O 和 B 型星紫外辐射的至少 25%。这些高能光子必须在中性气体云之间找到通向中平面上方 $\sim 1 \text{kpc}$ 的道路。

问题 2.24 我们可以估计一个大质量星周围 HII 区的尺度，该星每秒辐射 S_e 个能量超过 13.6eV 的光子。假设半径 r_e 内的气体

吸收了所有这些光子,变成几乎完全电离,所以 $n_e \approx n_H$, 即氢核的密度。在稳定态中,原子复合如同电离一样快,所以该星电离的气体质量为 M_g , 这里

$$S_* = (4\pi r_*^3 / 3) n_H^2 \alpha(T_e) = (M_g / m_p) n_H \alpha(T_e).$$

用 2.21 式证明,一个辐射 $S_* = 10^{49} \text{ s}^{-1}$ 进入 10^3 cm^{-3} 密度气体的中 O 型星,会创造一个半径 0.7 pc, 含有 $\sim 40 M_\odot$ 气体的 HII 区(假设 $T_e = 10^4 \text{ K}$)。如果密度大 10 倍, r_* 是多少? 证明只有十分之一那么多的气体被电离。一颗 $n_H = 10^3 \text{ cm}^{-3}$ 但只有 $S_* = 3 \times 10^{47} \text{ s}^{-1}$ 的 B1 型星周围的 HII 区有多大?

冷却时间 t_{cool} 测量气体辐射掉它的热能有多快。当有 n 个原子 cm^{-3} 时,每立方厘米中的能量正比于 nT ; 如果它以光度 L 辐射, $t_{\text{cool}} \propto nT/L$ 。当气体为光薄时,我们有一个类似式(1.17)和(2.21)的公式:来自该体积的光子数正比于 n^2 。我们可以写为

$$L = n^2 \Lambda(T), \text{ 所以 } t_{\text{cool}} \propto T/[n\Lambda(T)]. \quad (2.23)$$

$\Lambda(T)$ 只依赖于温度,所以较密的气体冷却较快。

图 2.25 显示了化学成分大致和太阳相同的气体的冷却曲线,表 2.5 列出了把能量带走的主要过程。约在 10^7 K 以上,几乎所有原子都完全电离,气体通过自由-自由辐射冷却(见 1.2 节)。大致有 $\Lambda(T) \propto \sqrt{T}$, 所以 $t_{\text{cool}} \propto \sqrt{T}/n$; 我们可以从图 2.25 看到,较热的气体需要较长的时间冷却。在较低的温度,铁和其他金属的共振线成为主要冷却剂。它们非常有效,所以 $\Lambda(T)$ 在 10^6 K 和 10^4 K 之间陡增; 气体不能在星际介质的热相和暖相之间的温度保持太久。在低于约 8000 K 的中性气体中,能量损失锐降。它也依赖于柱密度 N_H , 后者决定紫外光子能穿多远以电离原子和裂解分子。 10^7 K 以下的几乎所有冷却,依赖于比氢和氦重的元素; 所以,在首批星系的贫金属气体中,冷却效应会比今天弱得多。

表 2.5 冷星际气体中的主要过程

温度	冷却过程	谱区
$>10^7$ K	自由-自由	X-ray
10^7 K $< T < 10^8$ K	铁共振线	X-ray
10^5 K $< T < 10^7$ K	金属共振线	UV, 软 X-射线
8000 K $< T < 10^5$ K	C, N, O, Ne 禁线	IR, 光学
暖中性气体: ~ 8000 K	Lyman- α , [O I]	1216Å, 6300Å
100 K $< T < 1000$ K	[O I], [C II], H ₂	远红外: 63 μ m, 158 μ m
$T \sim 10-50$ K	CO 转动跃迁	毫米波

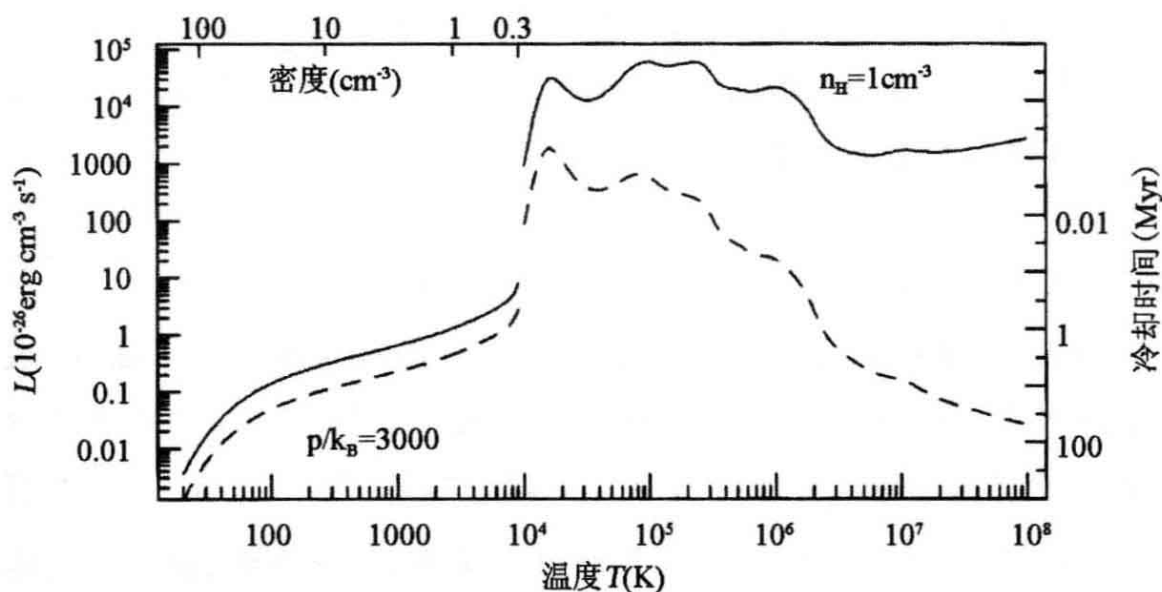


图 2.25 对于太阳成分的气体,每立方厘米的光度 L (实线),和冷却时间 t_{cool} (虚线)。在 10000 K 以上我们令 $n_{\text{H}} = 1 \text{ cm}^{-3}$; 气体是光薄的, $L = n^2 \Lambda(T)$ 。在 10000 K 以下热压强 $p/k_{\text{B}} = 3000$, 宇宙线和紫外流量按太阳附近测量; 我们令 $N_{\text{H}} = 10^{19} \text{ cm}^{-2}$; 所以几乎所有的氢都是原子氢(M. Wolfire and G. Hensler)

107 加热银河系气体的各种过程,送还了失去的能量。弥漫热气体在穿过膨胀的超新星遗迹引起的激波时被加热到 $\sim 10^6$ K。在太阳附近观测到的密度,图 2.25 显示它冷却迅速,在 $10^4 - 10^5$ yr 内凝结为较冷的云。在太阳位置附近,一个给定区域每 $1 - 5$ Myr 被超新星

激波穿过约一次,使气体重新加热。远离中平面处热气体密度低,冷却时间可以达到 1Gyr。

当恒星的紫外光落到最小的尘粒上时,暖和冷的 HI 气体云因光电子的加热而变暖。它们被氧和碳的远红外谱线所冷却。当气体温度降到 $\sim 100\text{K}$ 以下时,气体原子间的碰撞能量不足以激发远红外原子谱线。在分子云中,能量主要损失于 CO 的毫米波谱线。表 1.8 显示,最低的转动能级只在基态上方 5.5K,所以它被处于该温度或以上的气体中的碰撞所激发。主要热源是能穿透气体云的宇宙线;它们从气体原子中剥离电子,这些原子就在当宇宙线将电子碰入气体时分享了它们的能量。分子云是暗的;只有远红外和更长波的辐射能达到其内部。红外光使尘粒变暖,这就能阻止即便是最密和最冷的云冷却到低于 $\sim 10\text{K}$ (见问题 1.12)。

不像恒星,暖和和冷的气体云足够大,以至它们偶尔能够彼此碰撞。所以,像气体中的分子那样,它们是有压强的。HI 云的随机速度一般为 $\sigma_r \sim 10 \text{ km s}^{-1}$,太阳附近的体积平均密度 $\langle n_{\text{HI}} \rangle \sim 0.5 \text{ cm}^{-3}$;所以动能密度 $3\langle \rho_{\text{HI}} \rangle \sigma_r^2 / 2$ 等效于 $p/k_B \sim 8000$ 。表 2.4 显示,这比气体的热压强大得多,但与磁场和宇宙线贡献的压强大约相同。

这个大致的相等并非偶然。银河系的磁场从较差自转取得其大部分能量,较差自转倾向于拉拽小半径的气体胜过更远者。磁场被冻结在气体中,所以连接不同半径处气体云的磁力线随银河系自转而延伸,从而使磁场变强。气体云的随机运动、宇宙线的压强,以及来自星风和超新星爆发的扰动也使磁场延伸和搅乱。场强与这些过程的活力有关。

随着碰撞的进行,云的整体运动很多转变成了热,而热则会被辐射掉。如果没有受到超新星爆发、来自 HII 区的星风、磁场的拉拽,以及穿过旋臂的震动的话,云的随机运动将会在 10—30Myr 内停止。这样我们就看到了能量是在云的运动、磁场和宇宙线之间不断转换的。在非常复杂的过程中,各种运动的能量往往被平均分配,正如动能在室内碰撞着的气体分子之间平均等量分布一样。这里,每种成分施加了大致相等的压强。

新的恒星诞生于银河系致密分子云中。这些云的压强远高于周围的原子气体,因为它们必须抵抗自身引力的向内拉拽。我们将在 8.5 节看到,引力将使一个密度为 ρ , 温度为 T 的气体云自身塌缩,如果它的直径超过 **Jeans 长度**:

$$\lambda_J = c_s \sqrt{\frac{\pi}{G\rho}};$$

这里 c_s 是声速, $c_s^2 = k_B T / (\mu m_H)$, μm_H 是平均分子质量。这个球内的质量 M_J 是 **Jeans 质量**:

$$\begin{aligned} M_J &\equiv \frac{\pi}{6} \lambda_J^3 \rho = \left(\frac{1}{\mu m_H}\right)^2 \left(\frac{k_B T}{G}\right)^{3/2} \left(\frac{4\pi n}{3}\right)^{-1/2} \frac{\pi^3}{3\sqrt{3}} \\ &\approx 30 \left(\frac{T}{10\text{K}}\right)^{3/2} \left(\frac{100\text{cm}^{-3}}{n}\right)^{1/2} M_\odot \quad (2.24) \end{aligned}$$

如果气体压强不足以阻止它,云差不多就会在自由下落时间以后塌缩(见 3.1 节的 3.24 式):

$$t_{\text{ff}} = \sqrt{\frac{1}{G\rho}} \approx \frac{10^8}{\sqrt{n_H}} \text{yr} \quad (2.25)$$

我们何时预期塌缩是如此迅速呢? 气体在受到压缩时会变热,所以,Jeans 质量将按 2.24 式增加。除非它能够把热辐射掉,气体压强将使塌缩变慢。于是冷却时间必定很短: $t_{\text{cool}} \ll t_{\text{ff}}$ 。如果 T 不增加,Jeans 质量将随密度的上升而减小,原来的云就能够破裂为较小的碎片自己独立塌缩。这会继续到最密的碎片变为光厚;它们热起来并作为原恒星开始发光。

表 2.4 示明,银河系有 $(1-2) \times 10^9 M_\odot$ 在分子云中,密度超过 100 cm^{-3} , $T \sim 10-20\text{K}$ 。按照 2.24 和 2.25 式,这些云中任何大于 $60 M_\odot$ 者都应在大约 10Myr 内塌缩。以这种方式将银河系所有的分子物质变为恒星,将产生 $\sim 100 M_\odot \text{ yr}^{-1}$ 的新恒星,远多于我们观测到的新恒星 $(3-5) M_\odot \text{ yr}^{-1}$ 。要么是塌缩的分子云只将其很少的质量转变为恒星,要么必定有某种东西——或许是“冻结”的磁场或湍流运动——使塌缩变慢。

正如水在地球大气中经历固、液、气相那样,星际物质也在不同

的相之间不断变化。当 HI 气体冷却或在旋臂中受到压缩时,它的较多部分会转变为致密的冷相。当原子气体变得足够密以至紫外光不能穿透其内部时, H_2 将在尘粒上形成。分子云失去热量并逐渐收缩,如果没有先受到干扰就会形成新的恒星。当新的大质量恒星照射它们在其中诞生的致密云的遗物时,它们的紫外光子将 H_2 分子劈开,然后使原子电离而形成 HII 区,它膨胀着,突破分子云去同暖的电离介质混合。

109

我们在 1.1 节曾经看到,小质量恒星在其生命行将结束时变成红巨星和超巨星,流出由其核燃烧产生的重元素增丰的多尘气体。超新星爆发也释放尘埃和重元素。即使这些爆发中的能量只有星光的 $\sim 1\%$,超新星仍然是银河系热气体和宇宙线的主要来源。它们的激波加热周围的气体到百万度以上,清扫并增强磁场,加速宇宙线。

一旦大质量恒星用紫外辐射、星风和超新星爆发破坏了它们出生地的分子云,在该气体有时间冷却并再次变得致密以前,就不会有恒星在那里诞生了。如果一个星系经历一次星暴(见 7.1 节),在 $\leq 300\text{Myr}$ 内将其冷气体变为恒星,在一个小体积内反复发生的超新星爆发能够加热如此多的气体,使之不得不作为超星风离开星系。银河系中的平均恒星诞生率由这种反馈环决定:在一给定区域中过于猛烈的恒星形成将阻止进一步的恒星诞生。在像我们银河系这样的大星系中,膨胀的超新星会压缩盘内邻近区域的冷气体,并能触发最密部分的塌缩以形成新恒星。于是恒星形成就能沿星系盘面“像疾病一样传播”。我们将在 4.4 节看到,矮星系更可能有跨越整个系统的快速恒星形成暴发,点缀着一些平静期。

延伸阅读: 两本大学本科教材是 J. E. Dyson and D. A. Williams, 1997, *The Physics of the Interstellar Medium*, 2nd edition; 和 D. C. B. Whittet, 1992, *Dust in the Galactic Environment* (both from Institute of Physics Publishing, London and Bristol, UK)。关于宇宙线的起源,见 M. S. Longair, 1994, *High Energy Astrophysics*, 2nd edition, Chapters 17–21 of Volume 2, *Stars, the*

Galaxy and the Interstellar Medium (Cambridge University Press, Cambridge, UK)。研究生水平的教材, 见 J. Lequeux, *The interstellar Medium* (English translation, 2004; Springer, Berlin and Heidelberg, Germany)。

第3章 恒星的轨道

110

在引力作用下,恒星围绕银河系运行,星系在星系群和星系团中运动。恒星同它们在其中运动的星际气体相比是如此致密,以至无论是气体的压强,还是嵌于其中的磁力都不能使它们偏离自己的轨道。如果我们知道质量如何分布,我们就能求得合引力,并能由此计算恒星和星系的位置和速度将如何随时间改变。

但是我们也能用恒星的运动来得知质量在哪里。正如我们在第2章所发现的那样,银河系中有许多物质是不能直接看到的。其辐射可能被吸收了,对于多尘盘内恒星的可见光,发生的情况就是如此。某些物质就是发射太弱:致密的冷气体云在射电望远镜图像中也不容易显示出来。声名狼藉的暗物质依然保守着隐蔽的秘密。但是,既然恒星的轨道携带着它们通过其所在星系的不同区域,我们观测当时它们的运动一直受到它们早些时候经过的引力场的影响。所以我们可以用引力作用下的运动方程从观测到的运动来推断,在我们不能直接看到的星系的那些部分中质量是怎样分布的。

牛顿的引力定律和计算引力的方法在3.1节中介绍。我们通常可以将恒星认作质点,因为它们的尺度同它们之间的距离相比很小。既然任何地方星系都包含着 $10^6 - 10^{12}$ 颗恒星,我们通常希望观测恒星的平均运动,而不是追踪每颗恒星的个别轨道。我们将证明位力定理,将恒星的平均速度同它们在其中运动的引力势阱的深度联系起来。轨道动力学和位力定理是我们求星团和星系质量的工具。

一个星系或星团的引力势,可以看作是(对包含许多恒星的区域取平均的)平滑成分同每个恒星周围非常深的势阱之和。在3.2节中我们将看到,一个星系内恒星的运动几乎完全是由该力的平滑部分决定的。在个别恒星之间交换能量的二体交会在致密星团内可能是重要的。我们将讨论这些交会如何改变星团的结构,并最终使其散掉或“蒸发”。

111

3.3 节涵盖了**本轮理论**,这是一种计算运动的简化方法,对象是像太阳这类遵循星系盘内非常近圆轨道的恒星。利用本轮,我们可以解释太阳附近盘星观测到的运动。3.4 节是本书最技术性的部分:它介绍了**无碰撞 Boltzmann 方程**,把空间中每点以给定速度运动的星数同作用于其上的引力联系起来。我们将概览它许多用途中的少数几个,例如求太阳附近银盘的质量密度。我们用柏拉图的警告(蒂迈乌斯篇,91d)提醒读者:那些认为仅靠注视天空而无需数学知识就能研究天文学的天真浅薄之徒来世将变为鸟。

符号。我们用黑体表示矢量。恒星的能量和角动量用 ε 和 \mathcal{L} 给出; E 是单位质量的能量,而 L 及其分量表示单位质量的角动量。 F 用于力和单位质量的力取决于上下文。

3.1 引力作用下的运动:为星系称重

牛顿引力定律告诉我们,一个质点 M 吸引同它距离 r 的第二个质点 m ,使 m 的速度 \mathbf{v} 按

$$\frac{d}{dt}(m\mathbf{v}) = -\frac{GmM}{r^3}\mathbf{r}, \quad (3.1)$$

改变,式中 G 为牛顿引力常数。在质量为 m_α ,位置在 \mathbf{x}_α ($\alpha=1,2,\dots,N$) 的 N 个恒星组成的星团中,我们可以把所有其他恒星作用于恒星 α 的力加起来:

$$\frac{d}{dt}(m_\alpha\mathbf{v}_\alpha) = -\sum_{\substack{\beta \\ \alpha \neq \beta}} \frac{Gm_\alpha m_\beta}{|\mathbf{x}_\alpha - \mathbf{x}_\beta|^3}(\mathbf{x}_\alpha - \mathbf{x}_\beta). \quad (3.2)$$

消去这个方程中的 m_α ,这样加速度 $d\mathbf{v}_\alpha/dt$ 就与该星的质量无关了:轻和重的物体下落得同样快。这是引力质量和惯性质量之间的**等效原理**,它是广义相对论的基础。我们可以把星团作用于位置在 \mathbf{x} 质量为 m 的一颗恒星上的力写为**引力势** $\Phi(\mathbf{x})$ 的梯度:

$$\frac{d}{dt}(m\mathbf{v}) = -m\nabla\Phi(\mathbf{x}), \text{ 及 } \Phi(\mathbf{x}) = -\sum_{\alpha} \frac{Gm_\alpha}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}_\alpha|} \text{ 对于 } \mathbf{x} \neq \mathbf{x}_\alpha, \quad (3.3)$$

这里我们已经选择了任意的积分常数使得在大距离处 $\Phi(\mathbf{x}) \rightarrow 0$ 。如

果我们设想在星系或星团中物质连续分布, \mathbf{x} 点的势将由所有其他点的密度 $\rho(\mathbf{x}')$ 积分给出:

$$\Phi(\mathbf{x}) = - \int \frac{G\rho(\mathbf{x}')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} d^3\mathbf{x}', \quad (3.4)$$

每单位质量的力 \mathbf{F} 是

$$\mathbf{F}(\mathbf{x}) = - \nabla\Phi(\mathbf{x}) = - \int \frac{G\rho(\mathbf{x}')(\mathbf{x} - \mathbf{x}')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|^3} d^3\mathbf{x}'. \quad (3.5)$$

式(3.4)的积分关系可以变为微分方程。将 ∇^2 用于两边, 我们有

$$\nabla^2\Phi(\mathbf{x}) = - \int G\rho(\mathbf{x}') \nabla^2 \left(\frac{1}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} \right) d^3\mathbf{x}'. \quad (3.6)$$

在三维情况下, 对变量 \mathbf{x} 微分给出, 对于 $\mathbf{x} \neq \mathbf{x}'$ (尝试在笛卡儿坐标中核对)

$$\nabla \left(\frac{1}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} \right) = - \frac{\mathbf{x} - \mathbf{x}'}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|^3}, \quad \text{且} \quad \nabla^2 \left(\frac{1}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} \right) = 0. \quad (3.7)$$

所以在中心在 \mathbf{x} 半径为 ϵ 的小球 $S \in (\mathbf{x})$ 外面, (3.6) 式右边的积分为零。如果我们取 ϵ 足够小, 使得球内的密度 ρ 几乎为常数, 我们有

$$\begin{aligned} \nabla^2\Phi(\mathbf{x}) &\approx - G\rho(\mathbf{x}) \int_{S \in (\mathbf{x})} \nabla^2 \left(\frac{1}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} \right) d^3\mathbf{x}' \\ &= - G\rho(\mathbf{x}) \int_{S \in (\mathbf{x})} \nabla_{\mathbf{x}'}^2 \left(\frac{1}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} \right) dV'; \end{aligned} \quad (3.8)$$

在上一步中, $\nabla_{\mathbf{x}'}^2$ 意味着求导数是对变量 \mathbf{x}' , 而不是对 \mathbf{x} (请在笛卡儿坐标中核对, 对于 $|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|$ 的任何函数, 两个 ∇^2 相等)。

现在我们可以用散度定理: 对于任何足够平滑的函数 f , $\nabla_{\mathbf{x}'}^2 f$ 沿任何体积内部的体积分, 等于 $\nabla_{\mathbf{x}'} f \cdot d\mathbf{S}'$ 沿其表面的面积分。对于任何函数 $f(\mathbf{x} - \mathbf{x}')$ 我们也有 $\nabla_{\mathbf{x}'} f = -\nabla f$ 。令 $f = 1/|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|$, 式(3.7)告诉我们, 在球 $S \in (\mathbf{x})$ 的表面上, 梯度 $\nabla_{\mathbf{x}'} f$ 是一个指向点 \mathbf{x} 的长为 ϵ^{-2} 的矢量。表面积是 $4\pi\epsilon^2$, 所以式(3.8)中 $\nabla_{\mathbf{x}'} f \cdot d\mathbf{S}'$ 的积分是 -4π 。我们有 **Poisson 方程**:

$$\nabla^2\Phi(\mathbf{x}) = 4\pi G\rho(\mathbf{x}). \quad (3.9)$$

同式(3.4)的积分相比,这可能是势 $\Phi(\mathbf{x})$ 和相应的密度之间更方便的关系。为了给一个星系或星团的密度 $\rho(\mathbf{x})$ 选择一种近似表达,我们可以为势 $\Phi(\mathbf{x})$ 挑选一种数学上方便的形式,然后计算相应的密度。我们必须小心让我们选择的势处处满足 $\rho(\mathbf{x}) \geq 0$; 很多看起来挺不错的势后来发现在某些地方 $\rho(\mathbf{x}) < 0$ 。下面的问题讨论一些常用的势。

问题 3.1 用 3.1 式证明,在离一个质点 M 距离 r 处,引力势为

$$\Phi(r) = -\frac{GM}{r}. \quad (3.10)$$

问题 3.2 **Plummer 球** 是对于星团和球形星系的一个简单而粗略的模型。它的引力势

$$\Phi_P(r) = -\frac{GM}{\sqrt{r^2 + a_P^2}}. \quad (3.11)$$

当 $r \gg a_P$ 时趋近于 $\mathbf{x}=0$ 处一个质点的势。它的总质量是多少? (提示:提前看看 3.22 式。)证明它的密度是

$$\rho_P(r) = \frac{1}{4\pi G} \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\Phi_P}{dr} \right) = \frac{3a_P^2}{4\pi} \frac{M}{(r^2 + a_P^2)^{5/2}}. \quad (3.12)$$

在 3.4 节中我们将看到, $\rho_P(r)$ 描绘一个多方系统,在那里每个能量 E 的星数正比于 $(-E)$ 的幂。

当沿 z 轴从远距离来看 Plummer 球时,证明离中心距离 R 处的面密度是

$$\Sigma_P(R) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho_P(\sqrt{R^2 + z^2}) dz = \frac{M}{\pi} \frac{a_P^2}{(a_P^2 + R^2)^2}. \quad (3.13)$$

核对,核半径 r_c (在那里 $\Sigma_P(R)$ 降到中心值的一半) 是在 $r_c = 0.644 a_P$ 。

114

问题 3.3 除非 $a_H \rightarrow 0$, 2.19 式的“暗晕”质量分布的势不能写为简单形式。证明该势对应于密度

$$\rho_{\text{SIS}}(r) = \frac{\rho(r_0)}{(r/r_0)^2} \Rightarrow \Phi_{\text{SIS}}(r) = V_H^2 \ln(r/r_0), \quad (3.14)$$

式中 r_0 为常数, $V_H^2 = 4\pi G r_0^2 \rho(r_0)$: 这是奇异等温球。该密度有一个

尖峰：它在中心无限增长。证明 Φ_{SIS} 和半径 r 内的质量在 $r \rightarrow \infty$ 时没有有限的极限，并且圆轨道速度在所有半径处均为 V_H 。在奇异等温球描述的系统，每个能量 E 的星数正比于 $\exp[-E/(2V_H^2)]$ 。

问题 3.4 一个简单盘模型的势为 **Kuzmin 盘** 的势：在圆柱极坐标 R, z 中

$$\Phi_K(R, z) = - \frac{GM}{\sqrt{R^2 + (a_K + |z|)^2}}. \quad (3.15)$$

不论 z 是正是负，这是 $R=0$ 处一个质点 M 的势，它在平面 $z=0$ 的对侧沿 z 轴移动了一段距离 a_K 。证明除 $z=0$ 外，处处有 $\nabla^2 \Phi = 0$ ；用散度定理证明，那里的面密度是

$$\Sigma_K(R) = \frac{a_K}{2\pi} \frac{M}{(R^2 + a_K^2)^{3/2}}. \quad (3.16)$$

对于球形星系或星团，牛顿证明了两个关于引力场的定理。第一定理说，密度均匀的球壳内部引力为零。在图 3.1 中， S 点的恒星受到一个狭窄立体角锥 $\Delta\Omega$ 内 A 处物质的引力拉拽，也受到来自同一锥内 B 处物质在反方向的力。根据对称性，直线 AB 同曲面在 A 点的法线 OA 所成之角与它在 B 的法线 OB 所成之角相等。于是所包含质量之比正好是 $(SA/SB)^2$ ；根据反平方律，两个力严格相等，并彼此相消。因此没有力作用在恒星上，且引力势 $\Phi(\mathbf{x})$ 在球壳以内必为常数。

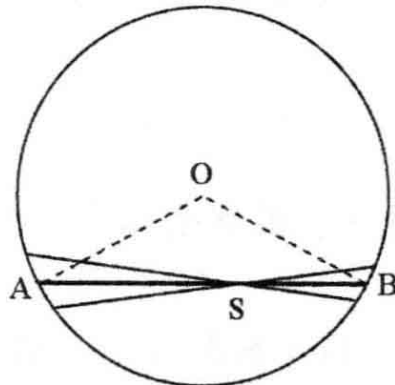


图 3.1 中心点在 O 的均匀空心球内的引力

第二定理说，在任何球对称物体外面，引力与仿佛其全部质量集中于球心相同。如果我们能证明这对于一个均匀球壳是如此，则它

115

对于由这样的壳组成的任何球对称物体也必定如此。为了求出处在一个质量为 M , 半径为 a , 离中心距离为 r 的均匀球壳外面一点 P 的势 $\Phi(\mathbf{x})$, 我们可以把来自壳上各个小片的贡献 $\Delta\Phi$ 相加。在图 3.2 的左边, 环绕 Q' 所张的一个狭窄立体角锥 $\Delta\Omega$ 内的质量贡献了:

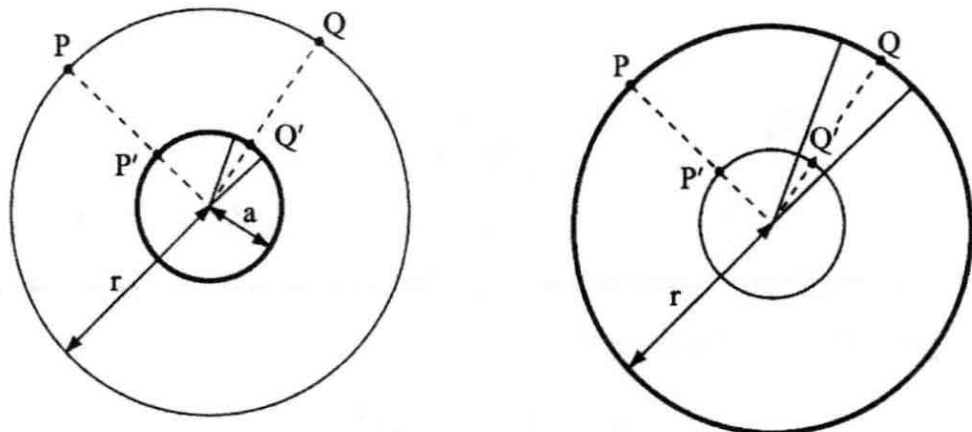


图 3.2 均匀球壳外面的引力势

$$\Delta\Phi[\mathbf{x}(P)] = - \frac{G M}{|\mathbf{x}(P) - \mathbf{x}(Q')|} \frac{\Delta\Omega}{4\pi}. \quad (3.17)$$

现在考虑点 P' 处的势 Φ' , 该点处于具有相同质量 M , 但半径现在为 r 的球内距离中心 a 处。在图 3.2 的右边我们看到, 来自同一锥(它切割较大的球于 Q)内物质的贡献 $\Delta\Phi'$ 是:

$$\Delta\Phi'[\mathbf{x}(P')] = - \frac{G M}{|\mathbf{x}(P') - \mathbf{x}(Q)|} \frac{\Delta\Omega}{4\pi}. \quad (3.18)$$

但是, 因为 $PQ' = P'Q$, 这就等于 $\Delta\Phi[\mathbf{x}(P)]$, 所以, 当我们沿整个球积分时,

$$\Phi[\mathbf{x}(P)] = \Phi'[\mathbf{x}(P')] = \Phi'[\mathbf{x} = 0] = - \frac{G M}{r}; \quad (3.19)$$

P 点的势和力就和半径为 a 的球全部质量都仿佛集中在球心完全相同。

116

这两个定理告诉我们, 在密度为 $\rho(r)$ 的任何球形物体内部, 朝向中心的引力正好等于那个半径里面所有物质内向力之和。一个在半径 r 的轨道上绕中心以速度 $V(r)$ 运动的恒星, 其加速度 V^2/r 必须由内向的引力 $-F_r(r)$ 。所以, 如果 $M(<r)$ 是半径 r 以内的质量, 我们有:

$$\frac{V^2(r)}{r} = -F_r(r) = \frac{GM(<r)}{r^2}. \quad (3.20)$$

我们已经在 2.3 节中用这个方程求过银河系的质量。无论什么时候我们都能在一个星系内的近圆轨道上找到恒星或气体,迄今为止这是估计星系质量的最简单和最可靠的办法。

对于一个质点,我们有 $V(r) \propto r^{-1/2}$; 在一个球形星系中,旋转速度绝不能比这下下降得更快。势 $\Phi(r)$ 为

$$\Phi(r) = - \left[\frac{GM(<r)}{r} + 4\pi G \int_r^\infty \rho(r') r' dr' \right]. \quad (3.21)$$

(请核对,将此式对 r 微分可以回到 3.20 式)。我们看到 $\Phi(r)$ 并不等于 $-GM(<r)/r$, 除非所有质量都在半径 r 以内。但式 (3.4) 暗含着,在离具有有限质量 M_{tot} 很远的地方,

$$\Phi(\mathbf{x}) \rightarrow - \frac{GM_{\text{tot}}}{|\mathbf{x}|}. \quad (3.22)$$

问题 3.5 用 3.20 式证明,如果一个球形星系的密度 ρ 为恒量,则一颗在圆轨道上运动恒星的角速度 $\Omega(r) = V(r)/r$ 是恒量。证明,一颗在径向轨道(即穿过中心的直线)上运动的恒星会在半径内做谐和振荡,具有周期

$$P = \sqrt{\frac{3\pi}{G\rho}} \sim 3t_{\text{ff}}, \text{ 这里 } t_{\text{ff}} \equiv \sqrt{1/G\rho}. \quad (3.23)$$

自由下落时间 t_{ff} 大约等于密度为 ρ 的气体云(如果没有压强支持的话)在自引力下塌缩所需的时间。证明,如果你凿一个洞穿过地心到另一边,丢一个鸡蛋下去,那么(忽略空气阻力、熔岩外流等等)在大约一个半小时之后,当这个鸡蛋回到其出发点时,你又能把它取回来。

问题 3.6 从太阳 200 km s^{-1} 的轨道速度,求在它 $r = 8 \text{ kpc}$ 处轨道以内的质量。证明,银心周围该半径的球内平均密度是 $\sim 0.03 M_{\odot} \text{ pc}^{-3}$, 所以 $t_{\text{ff}} \sim 100 \text{ Myr}$ 。这是一个星系内区的典型密度。诸如恒星形成暴发这类涉及星系大部分区域的过程,大约就是在这样的时标发生的,因为引力不可能更快地把物质从星系的一边移动到另一边。

问题 3.7 Navarro—Frenk—White(NFW)模型描述像图 8.16 那样的模拟中形成的冷暗物质晕。证明,相应的密度和势为:

$$\rho_{\text{NFW}}(r) = \frac{\rho_{\text{N}}}{(r/a_{\text{N}})(1+r/a_{\text{N}})^2} \Rightarrow \Phi_{\text{NFW}}(r) = -\sigma_{\text{N}}^2 \frac{\ln(1+r/a_{\text{N}})}{(r/a_{\text{N}})}, \quad (3.24)$$

式中 $\sigma_{\text{N}}^2 = 4\pi G \rho_{\text{N}} a_{\text{N}}^2$ 。密度在中心上升很陡,但不如奇异等温球;在大半径处 $\rho(r) \propto r^{-3}$ 。证明半径 r 处圆轨道的速度 V 为:

$$V^2(r) = \sigma_{\text{N}}^2 \left[\frac{\ln(1+r/a_{\text{N}})}{(r/a_{\text{N}})} - \frac{1}{(1+r/a_{\text{N}})} \right]. \quad (3.25)$$

当求一颗星在星系中运动的轨道时,我们将在 3.2 节看到,通常可以忽略该星吸引所有其他恒星从而改变引力势这样的影响。如果质量分布是静态的(例如星系没有塌缩或同别的东西碰撞),点 \mathbf{x} 处的势就与时间无关。这样一来,当恒星以速度 \mathbf{v} 运动时,它所在处的引力势 $\Phi(\mathbf{x})$ 就按照 $d\Phi/dt = \mathbf{v} \cdot \nabla \Phi(\mathbf{x})$ 改变。取 3.3 式同 \mathbf{v} 的标量积,我们有:

$$\mathbf{v} \cdot \frac{d}{dt}(m\mathbf{v}) + m\mathbf{v} \cdot \nabla \Phi(\mathbf{x}) = 0 = \frac{d}{dt} \left[\frac{1}{2} m\mathbf{v}^2 + m\Phi(\mathbf{x}) \right]. \quad (3.26)$$

于是有:

$$\varepsilon \equiv \frac{1}{2} m\mathbf{v}^2 + m\Phi(\mathbf{x}) = \text{沿轨道不变的量} \quad (3.27)$$

恒星的能量 ε 是动能 $\kappa\varepsilon = m\mathbf{v}^2/2$ 和势能 $p\varepsilon = m\Phi(\mathbf{x})$ 之和。动能不能为负,而且 3.22 式告诉我们,远离孤立星系或星团时 $\Phi(\mathbf{x}) \rightarrow 0$ 。所以,只有当 $\varepsilon > 0$ 时,位置 \mathbf{x} 处的恒星才能逃逸;它必定比局域逃逸速度 v_e 运动得更快,后者由下式给出:

$$v_e^2 = -2\Phi(\mathbf{x}). \quad (3.28)$$

问题 3.8 太阳围绕银心在半径 $R_0 \approx 8\text{kpc}$ 的近圆轨道上运动,速度 $V_0 \approx 200 \text{ km s}^{-1}$ 。如果银河系的所有质量都集中在其中心,证明其总质量大约为 $7 \times 10^{10} M_{\odot}$,而且若一颗近邻恒星运动快于 $\sqrt{2} V_0$,它就会脱离银河系。事实上,我们看见了速度大到 500 km s^{-1}

的局域恒星;解释为什么这告诉了我们,在太阳轨道以外银河系还含有堪称重要的质量。

恒星的角动量 $\mathcal{L} = \mathbf{x} \times m \mathbf{v}$ 按照下式变化

$$\frac{d\mathcal{L}}{dt} = \mathbf{x} \times \frac{d}{dt}(m\mathbf{v}) = -m\mathbf{x} \times \nabla\Phi \quad (3.29)$$

(为什么我们能够去掉 $d\mathbf{x}/dt \times m\mathbf{v}$ 这一项?)如果星系对 $\mathbf{x}=0$ 是球对称的,力 $\nabla\Phi$ 指向中心, \mathcal{L} 就不改变。对于一颗在轴对称星系中运动的恒星,我们将在下面的 3.3 节看到,只有平行于对称轴的角动量分量保持不变。

问题 3.9 计算在 3.11 式的 Plummer 势中,在半径 r 的圆轨道上运动的质量 m 恒星的能量 ε 和角动量 \mathcal{L} 。证明圆周速度 $V(r)$ 在中心附近随半径增加,而往外下降,并且处处有 $d\mathcal{L}/dr > 0$, 而角速度 $\Omega(r) = V/r$ 总是减小。

问题 3.10 对于势 $\Phi(r) = -Kr^{-\alpha}$ 中 (K 和 α 为正常数) 圆轨道上的一个粒子,证明 $V^2(r) = -\alpha\Phi(r)$ 。质量为 m_1 和 m_2 的两个气体云在半径 r_1 和 r_2 上做圆周运动。总能量 ε 和角动量 \mathcal{L} 是多少?

现在将气体云移至半径 $r_1 + \Delta r_1$ 和 $r_2 + \Delta r_2$ 的不同圆轨道上。 Δr_1 和 Δr_2 必须如何相关才能让 \mathcal{L} 保持不变? 假设 Δr_1 和 Δr_2 很小,能量改变 $\Delta\varepsilon$ 是多少? 证明如果 $\alpha < 2$, 圆轨道的角动量 $rV(r)$ 随 r 增加。我们将在 3.3 节看到,只要圆轨道是稳定的,这个条件就得到满足。证明如果 $\Delta r_1 < 0$, 第二态的能量就比初始能量低。将旋转盘不同区域耦合起来的过程,诸如黏滞或旋臂结构,能够通过让质量向内和角动量向外运动而从转动中抽取能量。

在星团中,引力势将随恒星的运动而改变: $\Phi = \Phi(\mathbf{x}, t)$ 。每颗恒星的能量不再守恒,只有整个星团的能量守恒。为了证明这一点,我们取 3.2 式同 v_α 的标量积,再对所有恒星求和。左边给出总动能 K 119
 ε 的导数:

$$\sum_{\alpha} \mathbf{v}_{\alpha} \cdot \frac{d}{dt}(m_{\alpha} \mathbf{v}_{\alpha}) = \frac{d}{dt} K\varepsilon = - \sum_{\substack{\alpha, \beta \\ \alpha \neq \beta}} \frac{Gm_{\alpha} m_{\beta}}{|\mathbf{x}_{\alpha} - \mathbf{x}_{\beta}|^3} (\mathbf{x}_{\alpha} - \mathbf{x}_{\beta}) \cdot \mathbf{v}_{\alpha}. \quad (3.30)$$

但我们可以从恒星 β 受力的方程开始, 并取同 \mathbf{v}_β 的标量积来求:

$$\frac{1}{2} \sum_{\beta} \frac{d}{dt} (m_{\beta} \mathbf{v}_{\beta} \cdot \mathbf{v}_{\beta}) = - \sum_{\substack{\alpha, \beta \\ \alpha \neq \beta}} \frac{G m_{\alpha} m_{\beta}}{|\mathbf{x}_{\alpha} - \mathbf{x}_{\beta}|^3} (\mathbf{x}_{\beta} - \mathbf{x}_{\alpha}) \cdot \mathbf{v}_{\beta}. \quad (3.31)$$

把上面两个方程的右边相加得:

$$- \sum_{\substack{\alpha, \beta \\ \alpha \neq \beta}} \frac{G m_{\alpha} m_{\beta}}{|\mathbf{x}_{\alpha} - \mathbf{x}_{\beta}|^3} (\mathbf{x}_{\alpha} - \mathbf{x}_{\beta}) \cdot (\mathbf{v}_{\alpha} - \mathbf{v}_{\beta}) = \sum_{\substack{\alpha, \beta \\ \alpha \neq \beta}} \frac{d}{dt} \left(\frac{G m_{\alpha} m_{\beta}}{|\mathbf{x}_{\alpha} - \mathbf{x}_{\beta}|} \right). \quad (3.32)$$

星团的势能 $\mathcal{P}\mathcal{E}$ 是各对恒星贡献之和:

$$\mathcal{P}\mathcal{E} = - \frac{1}{2} \sum_{\substack{\alpha, \beta \\ \alpha \neq \beta}} \frac{G m_{\alpha} m_{\beta}}{|\mathbf{x}_{\alpha} - \mathbf{x}_{\beta}|} = \frac{1}{2} \sum_{\alpha} m_{\alpha} \Phi(\mathbf{x}_{\alpha}) \quad \text{或} \quad \frac{1}{2} \int \rho(\mathbf{x}) \Phi(\mathbf{x}) dV; \quad (3.33)$$

被 2 除意味着每对给和只贡献一项。将 3.30 和 3.31 式相加, 我们看到:

$$2 \frac{d}{dt} \left[\mathcal{K}\mathcal{E} - \frac{1}{2} \sum_{\substack{\alpha, \beta \\ \alpha \neq \beta}} \frac{G m_{\alpha} m_{\beta}}{|\mathbf{x}_{\alpha} - \mathbf{x}_{\beta}|} \right] = 0. \quad (3.34)$$

于是星团的总能量 $\mathcal{E} = \mathcal{K}\mathcal{E} + \mathcal{P}\mathcal{E}$ 是常数。

问题 3.11 证明, 在一个密度为 ρ 的均匀球内部半径 r 处, 径向力 $F_r = -4\pi G \rho r/3$ 。如果 $r > a$ 处密度为零, 证明

$$\Phi(r) = -2\pi G \rho \left(a^2 - \frac{r^2}{3} \right) \quad \text{对于 } r \leq a \quad (3.35)$$

所以势能和质量 M 的关系为

$$\mathcal{P}\mathcal{E} = - \frac{16\pi^2}{15} G \rho^2 a^5 = - \frac{3}{5} \frac{G M^2}{a}. \quad (3.36)$$

取 $a = R_{\odot}$ (太阳半径), 质量 $M = M_{\odot}$, 证明 $\mathcal{P}\mathcal{E} \sim L_{\odot} \times 10^7 \text{ yr}$; 这近似于太阳从弥漫气体云收缩到目前尺度所释放的那么多能量。因为地球年龄约为 45 亿年, 太阳一直发光至少有这么久, 它显然有另外的能源——核聚变。

问题 3.12 证明, 对于 3.12 式的 Plummer 球,

$$\mathcal{P}\mathcal{E} = - \frac{3\pi}{32} \frac{G M^2}{a_P}. \quad (3.37)$$

我们将用这个结果来求星团的质量。

根据式(3.34),一个孤立星团内的恒星可以改变它们的动能和势能,只要能量的总和保持不变。当它们向远处运动时,其势能增加,速度必须下降以使动能得以减小。如果恒星运动得如此之远使得其速度降为零,然后就停在那里,系统依然能满足这个方程。但是星团不能保持在这种状态:3.2式表明,恒星要进入加速运动。位力定理告诉我们,(平均说来)动能和势能是如何处于平衡之中的。

为了证明这个定理,我们回到3.2式,但我们现在加上一个外力 \mathbf{F}_{ext} ;这可以代表(比如说)星系对其内部一个星团的引力拉拽。我们取同 \mathbf{x}_α 的标量积,再对所有恒星求和得到:

$$\sum_{\alpha} \frac{d}{dt} (m_{\alpha} \mathbf{v}_{\alpha}) \cdot \mathbf{x}_{\alpha} = - \sum_{\substack{\alpha, \beta \\ \alpha \neq \beta}} \frac{G m_{\alpha} m_{\beta}}{|\mathbf{x}_{\alpha} - \mathbf{x}_{\beta}|^3} (\mathbf{x}_{\alpha} - \mathbf{x}_{\beta}) \cdot \mathbf{x}_{\alpha} + \sum_{\alpha} \mathbf{F}_{\text{ext}}^{\alpha} \cdot \mathbf{x}_{\alpha} \quad (3.38)$$

如果我们从带 β 的力开始,就会得到一个类似的方程:

$$\sum_{\beta} \frac{d}{dt} (m_{\beta} \mathbf{v}_{\beta}) \cdot \mathbf{x}_{\beta} = - \sum_{\alpha, \beta} \frac{G m_{\alpha} m_{\beta}}{|\mathbf{x}_{\alpha} - \mathbf{x}_{\beta}|^3} (\mathbf{x}_{\beta} - \mathbf{x}_{\alpha}) \cdot \mathbf{x}_{\beta} + \sum_{\beta} \mathbf{F}_{\text{ext}}^{\beta} \cdot \mathbf{x}_{\beta} \quad (3.39)$$

这两个方程的左边是相同的;每个都等于:

$$\frac{1}{2} \sum_{\alpha} \frac{d^2}{dt^2} (m_{\alpha} \mathbf{x}_{\alpha} \cdot \mathbf{x}_{\alpha}) - \sum_{\alpha} m_{\alpha} \mathbf{v}_{\alpha} \cdot \mathbf{v}_{\alpha} = \frac{1}{2} \frac{d^2 I}{dt^2} - 2 \mathcal{K} \mathcal{E}, \quad (3.40)$$

式中 I 是系统的惯性矩:

$$I \equiv \sum_{\alpha} m_{\alpha} \mathbf{x}_{\alpha} \cdot \mathbf{x}_{\alpha}. \quad (3.41)$$

将式(3.38)和(3.39)做平均,我们得到(同式(3.32)比较),右边 121
第一项就是势能 $\mathcal{P}\mathcal{E}$:所以:

$$\frac{1}{2} \frac{d^2 I}{dt^2} - 2 \mathcal{K} \mathcal{E} = \mathcal{P}\mathcal{E} + \sum_{\alpha} \mathbf{F}_{\text{ext}}^{\alpha} \cdot \mathbf{x}_{\alpha}. \quad (3.42)$$

现在我们对这个方程在时间间隔 $0 < t < \tau$ 内进行平均:

$$\frac{1}{2\tau} \left[\frac{dI}{dt}(\tau) - \frac{dI}{dt}(0) \right] = 2 \langle \mathcal{K} \mathcal{E} \rangle + \langle \mathcal{P}\mathcal{E} \rangle + \sum_{\alpha} \langle \mathbf{F}_{\text{ext}}^{\alpha} \cdot \mathbf{x}_{\alpha} \rangle. \quad (3.43)$$

式中角括号用来代表这个长期平均。只要所有恒星都束缚在星团里,乘积 $|\mathbf{x}_\alpha \cdot \mathbf{v}_\alpha|$, 从而 $|dI/dt|$, 就绝不会超过某个有限的极限。因此,这个方程的左边必定随 $\tau \rightarrow \infty$ 趋于零,于是得:

$$2\langle \mathcal{K}\mathcal{E} \rangle + \langle \mathcal{P}\mathcal{E} \rangle + \sum_{\alpha} \langle \mathbf{F}_{\text{ext}}^{\alpha} \cdot \mathbf{x}_{\alpha} \rangle = 0. \quad (3.44)$$

这就是动力学的一个基本结果,即位力定理。

位力定理是我们求其中轨道远离圆形的星团和星系质量的工具。如果这个星团或星系接近球形且没有强烈自转,求解过程是直截了当的;否则,我们就必须使用 6.2 节的张量位力定理了。除非系统正在同别的系统发生激烈碰撞,或者通过塌缩依然在形成,我们可以假设它接近稳定态,所以位力定理是适用的。我们一般先假设质光比 M/L 在系统中处处相同,所以测量到的面亮度 $I(\mathbf{x})$ 代表质量密度。我们测量相对于星团平均运动的视向速度 V_r , 并求得速度弥散 σ_r 。这是由 $\sigma_r^2 = \langle V_r^2 \rangle$ 定义的,这里角括号代表对星团恒星的平均。例如,在球状星团中, V_r 测量精度可以达到 0.5 km s^{-1} , σ_r 一般为 $5-15 \text{ km s}^{-1}$;见表 3.1。

表 3.1 银河系中球状星团和疏散星团的动力学量

星团		σ_r	$\log_{10} \rho_c$	r_c	$t_{\text{relax},c}$	Mass	M/L_V
		(km s^{-1})	($\mathcal{M}_{\odot} \text{ pc}^{-3}$)	(pc)	(Myr)	($10^3 \mathcal{M}_{\odot}$)	($\mathcal{M}_{\odot}/L_{\odot}$)
NGC 5139	ω Cen	20	3.1	4	5000	2600	2.5
NGC 104	47 Tuc	11	4.9	0.7	50	800	1.5
NGC 7078	M15	12	>7	<0.1	<1	900	2
NGC 6341	M92	5	5.2	0.5	2	200	1
NGC 6121	M4	4	4-5	0.5	30	60	1
	Pal 13	~ 0.8	2	1.7	10	3	3-7
NGC 1049	Fornax 3	9	3.5	1.6	600	400	~ 3
疏散星团	Pleiades	0.5	0.5	3	100	0.8	0.2

注: σ_r 是星团核心视向速度 V_r 的弥散; ρ_c 是中心密度, $t_{\text{relax},c}$ 是星团中心的弛豫时间, 用 3.55 式令 $V = \sqrt{3}\sigma_r$, $\langle m_* \rangle = 0.3 \mathcal{M}_{\odot}$ 和 $\Lambda = r_c/1 \text{ AU}$ 求得。 r_c 有上限的星团可能有塌缩核。

许多星团非常远以至切向运动很难测量(在 $d = 30 \text{ kpc}$ 处相应

于 10 km s^{-1} 的自行 μ 是多少?) 我们常常假设平均运动是各向同性的, 即在各个方向都相同。于是 $\langle \mathbf{v}_a \cdot \mathbf{v}_a \rangle \approx 3\sigma_r^2$, 星团的动能为 $K\varepsilon \approx (3\sigma_r^2/2)(M/L)L_{\text{tot}}$ 。(几个球状星团的自行研究已经证明, 外部恒星的轨道拉得很长; 朝向和离开中心的运动大于垂直方向的运动。考虑这种各向异性会稍稍修改导出的质量。) 为了估计势能 $\mathcal{P}\varepsilon$, 我们令 $M = L_{\text{tot}} \times M/L$ 。通常, 我们设星团是球对称的。于是, 从它的面亮度, 我们可以求出恒星的体密度从而得到势能: 见下面的问题。

122

问题 3.13 对于球状星团内恒星的一个随机样本, $\sigma_r \approx 10 \text{ km s}^{-1}$; 面亮度可以用式(3.13)中 $a_p = 10 \text{ pc}$ 的 Plummer 模型来近似拟合。假设星团为球形且不含看不见的暗物质, 用位力定理证明, 它的质量 $M \approx 2 \times 10^6 M_\odot$ 。关于恒星的随机运动你是怎么假设的?

另一个手段是测量星团的核半径 r_c , 在那里面亮度 $I(\mathbf{x})$ 降到中心值的一半。疏散星团的核半径一般为几秒差距(表2.2)。我们可以将势能写为 $\mathcal{P}\varepsilon = -G M^2 / (2\eta r_c)$, 这里 η 是某个大约为 1 的常数。例如, 问题 3.11 的均匀球有 $r_c = \sqrt{3}a/2$, 用 3.36 式得到 $\eta = 5/(3\sqrt{3}) \approx 0.96$ 。对于问题 3.12 中的 Plummer 模型, $\eta \approx 2.6$ 。忽略来自星系其余部分的外力, 3.44 式给出星团的质量为:

$$M \approx 6\eta \sigma_r^2 r_c / G. \quad (3.45)$$

有时星团中心的面亮度 $I(\mathbf{x}=0)$ 比其总光度更容易测量。如果我们记 $L_{\text{tot}} \approx 4\pi r_c^2 I(0)/3$, 并且对于速度弥散我们取观测到的中心值 $\sigma_r(0)$, 则有:

$$\frac{M}{L} \approx \frac{9}{2\pi} \frac{\sigma_r^2(0)}{GI(0)r_c}. \quad (3.46)$$

在 σ_r 处处严格不变的球形系统中(3.4节的等温模型), 这个式子准确到百分之几。对于范围很广的类一星团和类一星系势, 它也是一个相当好的近似(见 Richstone and Tremaine 1986 AJ 92, 72)。

123

大多数球状星团的质量范围从 $10^4 M_\odot - 10^6 M_\odot$ 。表 3.1 表明典型的质光比 $1 \leq M/L \leq 4$ 。它大于 2.1 节中对太阳近邻的测量值, 这并不奇怪, 因为在这些老星团中所有明亮的大质量恒星现在都已经死亡了。但它比我们在问题 2.18 中对于银河系整体求得的值还

是小很多:球状星团看来并没有包含很多(即便有一点)“暗物质”。疏散星团没有球状星团那么致密,它们的恒星随机速度较小。表2.2中的质光比甚至比球状星团还低,因为亮星仍然在主序上。

问题 3.14 设有一个孤立的星团起初处于平衡。如果突然取走其质量的 f 部分,使得每个 m_* 质量变为 $(1-f)m_*$,动能和势能改变多少因子? 如果初始势能为 $\mathcal{P}\varepsilon_0$,证明总能量 $\varepsilon_0 = \mathcal{P}\varepsilon_0/2$,以后它是 $\varepsilon_1 = (1-f)(1-2f)\varepsilon_0$ 。所以,如果 $f > 0.5$,恒星就不再束缚在一起。用位力定理证明,当恒星来到一个新的平衡时,它们之间的平均距离要大一个因子 $(1-f)/(1-2f)$ 。

来自大质量恒星的快速星风,以及它们作为超新星的最后爆发,刮走了起初没有转变为恒星的任何星团气体。在银河系盘内,我们看见许多曾在一起诞生但现在尚未瓦解的年轻恒星团块;随着剩余气体被排除,它们变为非束缚的。球状星团必定是以不同方式形成,几乎用尽了它们所有的气体,否则星团就不会像它们今天那样致密地留下来。

为了求出不变星团势中一颗恒星的平均运动,我们可以把所有其他恒星的引力看成是产生了一个外力。对于每个恒星,位力定理现在告诉我们:

$$\langle v^2 \rangle = \langle \nabla \Phi(\mathbf{x}) \cdot \mathbf{x} \rangle. \quad (3.47)$$

(对于在球对称势 $\Phi(r)$ 内做圆轨道运动的恒星,核对上式给出同式(3.20)一样的轨道速度 $V(r)$)。在任何星团外部, $\nabla \Phi \cdot \mathbf{x}$ 的值开始随半径减小。正如太阳系中的行星一样,星团或星系中心部分的恒星,比那些大部分时间花在外围者一般运动得更快。

124 **问题 3.15** 银河系的若干伴星系在 60—80kpc 的距离上运转:见表 4.1 所列。相对于太阳测得它们的视向速度 $V_r(\odot)$ 典型约 100 km s^{-1} 。回头看看图 2.19,解释为了求得相对于银心的运动,你必须加上 $V_0 \sin l \cos b$ 。

为了简化问题,假设银河系是球对称的,其质量完全在伴星系轨道之内,所以你可以将它看作一个中心质点 M_G ,伴星系的相互势能

同外力项 $-G M_G/r^2$ 相比很小,伴星系的银心半径 r 几乎等于其到太阳的距离 d 。假设平均说来伴星系在各个方向有相等的速度;用式(3.47),依次对每一个估计 M_G 。对结果进行平均,证明银河系的质量超过 $10^{12} M_\odot$,所以 $M/L_V \geq 50$ 。

延伸阅读: H. Goldstein, C. Poole, and J. Safko, 2002, *Classical Mechanics*, 3rd edition (Addison—Wesley, San Francisco), Chapters 1—3; 和 J. Binney and S. Tremaine, 1987, *Galactic Dynamics*, (Princeton University Press, Princeton, New Jersey), Sections 2.1, 2.2, and 4.3; 这些都是研究生教材。

3.2 为什么银河系中无碰撞:二体弛豫

只要有足够的时间,空气或者香水的分子或者小的烟雾粒子就会均匀地扩散到房间中。这种情况之所以发生,是因为粒子能够在“碰撞”中交换能量和动量:两个粒子靠得如此之近,以至它们之间的力要比每个粒子受到的所有其他分子的合力强得多。在平均的室温和通常的大气压下,每个氧或氮分子每秒要交会约 10^{11} 次。

类似地,图 3.3 显示了我们如何能够将银河系的引力势看成两个成分之和:一个平滑成分是对含有许多恒星的区域平均,其余则是每个恒星周围的极深的势阱。个别恒星彼此之间的接连拉拽(由势的剧烈变化部分描述),使它们在只存在力的平滑部分时应走的路线发生偏离:我们可以把这些剧烈的拉拽看作是恒星之间的“碰撞”。

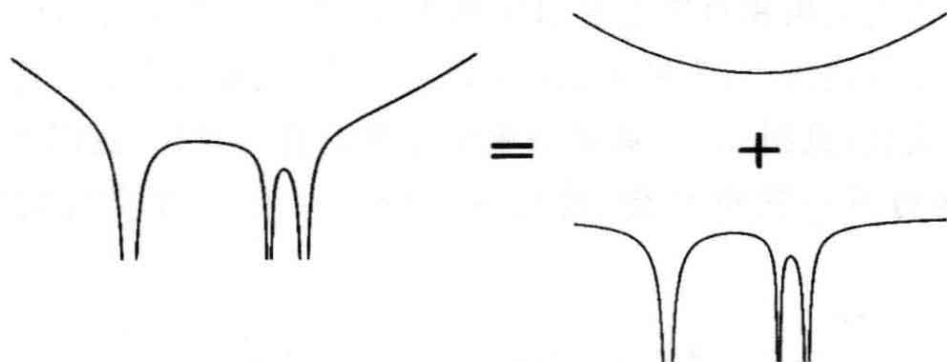


图 3.3 一个恒星系统的引力势 $\Phi(\mathbf{x})$ (这里由垂直高度代表), 可以分为一个平滑变化的平均成分和每个恒星附近的深势阱

我们将在本节看到,星系中恒星的行为与空气分子完全不同。遥远恒星微小拉拽的积累效应,与恒星在彼此非常近地交会时产生的强大力量相比,在改变恒星运动进程方面更为重要。但是(除非在致密星团中),即便是这种遥远碰撞,在银河系寿命期内对随机化(或“弛豫”)恒星的运动也影响甚微。例如,银河系势的平滑平均部分几乎完全决定了像太阳这样恒星的运动。

125 3.2.1 强近交会

我们可以如下计算强交会之间的平均时间,在这种交会中,一颗星如此之近地来到另一颗旁边,以至碰撞完全改变了它的速度和运动方向。假设恒星全都有质量 m ,并且在随机方向上以平均速度 V 运动。我们暂时忽略来自星系或星团其余部分的引力。这样,如果两颗星趋近到距离 r 以内,它们的动能之和就会增加以平衡势能的改变。当分离很远时,它们的相互势能为零。如果它们靠得最近时,势能的改变至少像其初始动能那么大,我们就说它们有一次强交会。这要求:

$$\frac{Gm^2}{r} \geq \frac{mV^2}{2}, \text{ 这意味着 } r \leq r_s \equiv \frac{2Gm}{V^2}; \quad (3.48)$$

我们称 r_s 强交会半径。在太阳附近,恒星的随机速度为 $V \approx 30 \text{ km s}^{-1}$,取 $m = 0.5 \mathcal{M}_\odot$ 得 $r_s \approx 1 \text{ AU}$ 。

126 这发生得有多频繁呢? 我们知道,在过去 4.5 Gyr 中太阳没有一次强交会;如果另一颗恒星走得这样近,行星的轨道就会已然被它瓦解。因为太阳相对于近星以速度 V 运动了一段时间 t ,所以它将同中心在其轨道上,半径为 r_s ,体积为 $\pi r_s^2 V t$ 的圆柱内的任何其他恒星有强交会;见图 3.4。如果每单位体积内有 n 颗星,我们太阳在时间 t_s 内将有一次近交会,使得 $n \pi r_s^2 V t = 1$,所以强交会的平均时间是:

$$t_s = \frac{V^3}{4\pi G^2 m^2 n} \approx 4 \times 10^{12} \text{ yr} \left(\frac{V}{10 \text{ km s}^{-1}} \right)^3 \left(\frac{m}{\mathcal{M}_\odot} \right)^{-2} \left(\frac{n}{1 \text{ pc}^{-3}} \right)^{-1}. \quad (3.49)$$

在 2.1 节中我们发现,对于太阳附近的恒星, $n \approx 0.1 \text{ pc}^{-3}$; 所以,

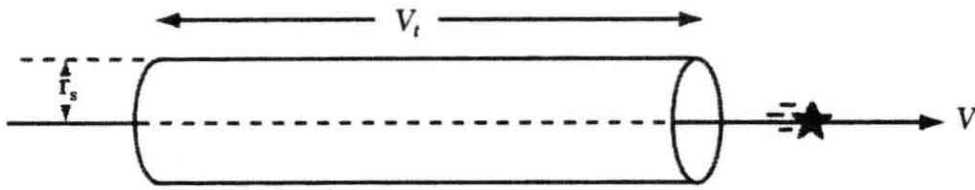


图 3.4 在时间 t 之内,这颗恒星将同处于半径 r_s 的圆柱内的另一颗恒星发生强交会

$t_s \sim 10^{15}$ 年。这约为一千万“银年”,远远超过了宇宙年龄。引力是比原子之间的电磁力弱得多的力,而且,按地球标准来说即使恒星质量非常大,它们依然并不经常走得足够近,使一个恒星的引力造成另一个恒星轨道的大变化。强交会只有在球状星团的致密核心和星系核中才是重要的。

3.2.2 弱远交会

对于空气中的分子,遥远粒子的电力和磁力将倾向于彼此相消,平均为零。所以强近交会在改变其运动的速度和方向方面更具有压倒的重要性。但引力永远是一种吸引力;一颗恒星吸引所有其他恒星,无论它们有多远。在本节中我们将看到,遥远恒星的累积吸引,在改变恒星的运动方向方面,比单次近交会更为有效。

在远交会中,一颗恒星作用于另一颗的力是如此之弱,以至在交会发生时,恒星几乎不会偏离其原来的轨道。所以我们可以用脉冲近似,来计算恒星沿未被干扰的轨道运动时所受的力。我们从图3.5中一颗质量 M 的恒星开始,它沿一条轨道以速度 V 运动,这条轨道将它带到离一颗质量 m 的静止恒星距离 b 之处。 M 的运动近似沿着一条直线; m 的拉拽给予它一个垂直于轨道的小运动 V_{\perp} 。如果我们从最靠近的点测量时间,则垂直力是

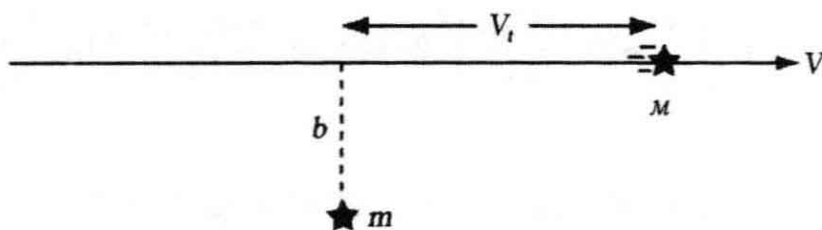


图 3.5 弱交会:恒星 M 以速度 V 在静止的恒星 m 旁经过,瞄准距离为 b

$$\mathbf{F}_\perp = \frac{Gm \mathcal{M} b}{(b^2 + V^2 t^2)^{3/2}} = \mathcal{M} \frac{dV_\perp}{dt}. \quad (3.50)$$

127 对时间积分我们发现, 交会以后很久, \mathcal{M} 的垂直速度是:

$$\Delta V_\perp = \frac{1}{\mathcal{M}} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{F}_\perp(t) dt = \frac{2Gm}{bV}; \quad (3.51)$$

\mathcal{M} 飞过 m 越快, 速度改变就越小。在这种近似下, \mathcal{M} 沿其原来方向的速度 V 不受影响; 在时间 $t < 0$ 将它向前拉的力与 $t > 0$ 时将它向后拉的力严格平衡。所以 \mathcal{M} 的轨道弯了一个角度:

$$\alpha = \frac{\Delta V_\perp}{V} = \frac{2Gm}{bV^2}. \quad (3.52)$$

在这里令 $V=c$ 显示出, 按照牛顿理论, 光的偏折角应当正好是式(7.13)中广义相对论预言值的一半。

\mathbf{F}_\perp 方向的动量必须守恒, 所以在交会以后, m 朝着 \mathcal{M} 的轨道以速度 $2G\mathcal{M}/(bV)$ 运动。仅当 \mathcal{M} 和 m 的相对位置在速度发生大变化的时间 $\Delta t \sim b/V$ 之内没有显著改变时脉冲近似才成立。趋近的垂直速度同 V 相比必须很小, 所以我们需要:

$$b \gg \frac{2G(m + \mathcal{M})}{V^2}. \quad (3.53)$$

所以弱交会要求 b 远大于式(3.48)的强交会半径 r_s 。

当恒星 \mathcal{M} 穿过银河系时, 许多恒星 m 都将拉拽它, 每一个改变它的运动数量均为 ΔV_\perp , 但方向不同。如果力是随机的, 则我们应当把垂直速度的平方相加来求得 ΔV_\perp^2 的期望值。在时间 t 之内, 以 b 和 $b + \Delta b$ 之间的距离经过 \mathcal{M} 的恒星 m 的数目, 正好是它们的数密度 n 和能够发生这些交会的体积 $Vt \cdot 2\pi b \Delta b$ 的乘积。乘以来自式(3.51)的 ΔV_\perp^2 再对 b 积分就得到期望的平方速度: 在时间 t 之后,

$$\langle \Delta V_\perp^2 \rangle = \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} n V t \left(\frac{2Gm}{bV} \right)^2 2\pi b db = \frac{8\pi G^2 m^2 n t}{V} \ln \left(\frac{b_{\max}}{b_{\min}} \right). \quad (3.54)$$

128 在时间 t_{relax} 之后有 $\langle \Delta V_\perp^2 \rangle = V^2$, 即恒星垂直于其原轨迹的预期速度大约等于其原来的向前速度; 它的初始轨道的“记忆”已经失去了。定义 $\Lambda \equiv (b_{\max}/b_{\min})$, 我们发现这个弛豫时间要比 3.49 式的强

交会时间 t_s 短得多:

$$t_{\text{relax}} = \frac{V^3}{8\pi G^2 m^2 n \ln \Lambda} = \frac{t_s}{2 \ln \Lambda}$$

$$\approx \frac{2 \times 10^9 \text{ yr}}{\ln \Lambda} \left(\frac{V}{10 \text{ km s}^{-1}} \right)^3 \left(\frac{m}{M_\odot} \right)^{-2} \left(\frac{n}{10^3 \text{ pc}^{-3}} \right)^{-1}. \quad (3.55)$$

我们应当给 Λ 取什么值还不清楚。如果 $b < r_s$, 我们的推导肯定不成立, 故我们通常取 $b_{\text{min}} = r_s$, 而 b_{max} 等于整个恒星系统的大小。对于太阳附近的恒星, $r_s = 1 \text{ AU}$, 而 $300 \text{ pc} \leq b_{\text{max}} \leq 30 \text{ kpc}$, 这给出 $\ln \Lambda = 18 - 22$; b_{max} 和 b_{min} 的准确值显然不重要。虽然遥远恒星的许多弱拉拽比非常稀疏的近交会能更迅速地改变像太阳这样恒星的运动方向, 所需时间仍然长达约 10^{13} 年, 比宇宙年龄长得多。所以, 在计算像太阳这样恒星的运动时, 我们可以忽略个别恒星的拉拽, 认为所有恒星都在整个银河系的平滑势中运动。在考察银河系盘内恒星轨道的下一节中, 我们将利用这一事实的好处。

表 3.1 给出了几个银河系球状星团中心的平均随机速度 σ_r 和弛豫时间。在最大的半人马座 ω 中, t_{relax} 约为 5 Gyr。这远远长于一颗恒星穿过其核心所花的时间 $t_{\text{cross}} \approx 0.5 \text{ Myr}$ 。我们可以只用引力的平滑部分, 来安全地计算一颗恒星在几圈之内的轨道。但是, 为了理解在整个银河系寿命中球状星团如何变化, 我们必须考虑个别恒星之间的能量交换。大多数星团的中心部分一直受着弛豫的影响。

问题 3.16 假设平均的恒星质量为 $0.5 M_\odot$, 且 $\Lambda = r_c / 1 \text{ AU}$, 用表 3.1 中的信息来求球状星团杜鹃座 47 中心的弛豫时间 t_{relax} 。证明穿越时间 $t_{\text{cross}} \approx 2 r_c / \sigma_r \sim 10^{-3} t_{\text{relax}}$ 。

疏散星团在大小方面可以同球状星团相比, 但密度要低得多, 一般 $n \sim 10 \text{ pc}^{-3}$ 或者更少, 恒星运动较慢, $\sigma_r \sim 1 \text{ km s}^{-1}$ 。对于平均的恒星质量为 $0.5 M_\odot$, 式 (3.55) 预言 $t_{\text{relax}} \sim 50 \text{ Myr}$, 而对于 $r_c = 2 - 3 \text{ pc}$, 穿越时间约 5 Myr。所以, 在 10 倍穿越时间之内, 弱交会的累积效应可以完全改变恒星的轨道。计算疏散星团的结构应如何随时间发展, 是一件特别困难的事情。我们不能只是跟随恒星在星团势平滑部分中的轨道; 这样将会只在几圈之后就得出不准确的结果。

积分式(3.2)的引力 N 体模拟,可以准确追踪恒星通过引力很强而且变化迅速的近交会,但却要在标准的计算机上花费太长的时间。进一步的复杂性在于,弛豫时间接近 $5 M_{\odot}$ 恒星的寿命,老化恒星的质量损失可能脱离星团。借助特别制造的计算机硬件已经取得了某些进展。

在一个由质量 m 以平均速度 V 运动的 N 颗恒星组成的孤立星团中,恒星之间的平均距离大约为系统尺度 R 的一半。式(3.44)告诉我们:

$$\frac{1}{2}NmV^2 \sim \frac{G(Nm)^2}{2R}, \text{ 所以 } \Lambda = \frac{R}{r_s} \sim \frac{GmN}{V^2} \cdot \frac{V^2}{2Gm} \sim \frac{N}{2}. \quad (3.56)$$

穿越时间 $t_{\text{cross}} \sim R/V$; 因为 $N=4n\pi R^3/3$, 我们有:

$$\frac{t_{\text{relax}}}{t_{\text{cross}}} \sim \frac{V^4 R^2}{6NG^2 m^2 \ln \Lambda} \sim \frac{N}{6 \ln(N/2)}. \quad (3.57)$$

在一个 $N \sim 10^{11}$ 颗恒星的星系中,弛豫只有在 10^9 倍穿越时间以后才是重要的,远远长于宇宙年龄。球状星团含有 10^6 颗恒星,所以对于整个星团 $t_{\text{relax}} \sim 10^4 t_{\text{cross}} \sim 10^{10}$ 年。在一个 $N=100$ 的疏散星团中,正如我们上面看到的,这两个时间几乎相等。

星系的引力 N 体模拟一般使用通过其引力按式(3.2)彼此吸引的 $10^4 - 10^6$ 个“星”。星系是中心聚集的,在致密的内区,穿越时间只有 $10^6 - 10^7$ 年。式(3.57)表明,如果把这些“星”看成质点,这些粒子会在 $t_{\text{relax}} \leq 10^3 t_{\text{cross}} \sim 10^{10}$ 年的时标上被完全拉离其原来的轨道。这些计算不能可靠模仿一个真实星系长于 10 亿或 20 亿年的行为;超过那段时间,弛豫就是重要的。如果能将 Λ 减小一些,我们可以延长这个时间极限。通常的办法是将势软化,以减小“恒星”彼此非常靠近时的吸引力。例如,我们可以用式(3.11)Plummer 球的势来代替每个质点的势。一个质量为 M 的“星”的吸引力限于 GM/a_P^2 , 所以 $b_{\text{min}} \approx a_P$ 。但为此付出的代价是我们的模型星系变得“模糊”;它不能适当地包括任何小于几倍 a_P 的结构。

问题 3.17 星系盘的引力 N 体模拟常常将所有粒子约束在一个平面上:我们用每单位面积 \bar{n} 颗星来代替每单位体积 n 颗星。式(3.54)中的 $2\pi b db$ 项被代之以 $2db$,这是为什么?证明现在 t_{relax} 不依赖于 Δ ,而是只依赖于 b_{min} ,取 $b_{\text{min}} = r_s$ 给出 $t_{\text{relax}}/t_{\text{cross}} = V^2/(4GRm\bar{n})$ 。如果质量密度 $m\bar{n}$ 固定,该比值与模拟粒子数无关。

3.2.3 二体弛豫的效应

当一颗恒星在星团的平滑势中运动时,式(3.27)告诉我们,其轨道不依赖于它是重还是轻,而只依赖于它的位置或速度。如果平滑势 $\Phi(\mathbf{x})$ 不随时间改变,恒星的能量就保持恒定。作为对照,二体“碰撞”容许两颗星以依赖于两者质量的方式交换能量和动量;这称为二体弛豫。

正如一间屋子内的空气分子一样,平均说来这种交换将把恒星的速度移向分享可用能量的最可几方式:这就是 Maxwell 分布。速度在 v 和 $v + \Delta v$ 之间的恒星分数 f 由 $f_M(\epsilon)4\pi v^2 \Delta v$ 给出,这里:

$$f_M(\epsilon) \propto \exp\left(\frac{-\epsilon}{k_B T}\right) = \exp\left\{-\left[m\Phi(\mathbf{x}) + \frac{mv^2}{2}\right]/(k_B T)\right\}, \quad (3.58)$$

式中 k_B 是 Boltzmann 常数。“温度” T 依赖于系统的能量:当恒星运动得较快时它就较高。下面的问题显示,对于质量 m 的恒星, T 与速度的方均值有如下关系:

$$\frac{1}{2}m \langle v^2(\mathbf{x}) \rangle = \frac{3}{2}k_B T. \quad (3.59)$$

正如地球大气中的氧分子比较轻的氢分子运动得慢一样,Maxwell 分布中较重的恒星平均说来比较轻的运动得更慢。

问题 3.18 解释为什么速度弥散由:

$$\langle v^2(\mathbf{x}) \rangle = \int_0^\infty v^2 \exp\left(-\frac{mv^2}{2k_B T}\right) 4\pi v^2 dv / \int_0^\infty \exp\left(-\frac{mv^2}{2k_B T}\right) 4\pi v^2 dv.$$

给出。将两个积分写作 $\int_0^\infty x^2 \exp(-x^2) dx$ 的倍数,证明式(3.59)成立。

131 当二体弛豫把速度分布推向 Maxwell 形式时, 它会使恒星从星团中蒸发。分布 $f_M(\mathcal{E})$ 含有少数能量任意高的恒星, 但运动得比式 (3.28) 所给逃逸速度 v_e 快的任何恒星都不能被星团束缚而将会逃逸。在一个由质量为 m_a 位置在 \mathbf{x}_a 的 N 颗恒星组成的星团中, 式 (3.33) 告诉我们, 逃逸所需的平均动能是:

$$\left\langle \frac{1}{2} m v_e^2(\mathbf{x}) \right\rangle = \frac{1}{N} \sum_a m_a \Phi(\mathbf{x}_a) = -\frac{2}{N} \mathcal{P}\mathcal{E} = \frac{4}{N} \mathcal{K}\mathcal{E}, \quad (3.60)$$

式中 $\mathcal{P}\mathcal{E}$ 和 $\mathcal{K}\mathcal{E}$ 是星团整体的势能和动能; 在最后一步, 我们已经用了式 (3.44), 即位力定理。逃逸所需的平均动能正好是每颗恒星平均值的 4 倍, 或 $6 k_B T$, 所以 Maxwell 分布 f_M 中逃逸恒星的份额是:

$$\int_{\sqrt{12k_B T/m}}^{\infty} f_M(\mathcal{E}) v^2 dv \bigg/ \int_0^{\infty} f_M(\mathcal{E}) v^2 dv = 0.0074 \approx \frac{1}{136}. \quad (3.61)$$

这些恒星离开了星团; 再过一段时间 t_{relax} 以后, 新的恒星被推到逃逸速度以上, 轮到它们离开了。在蒸发时间:

$$t_{\text{evap}} \sim 136 t_{\text{relax}}. \quad (3.62)$$

结束时, 星团将失去其大部分恒星。在观测到的球状星团中, t_{evap} 比宇宙年龄还长; 蒸发时间非常短的任何星团在我们能够观测它们之前很可能就瓦解掉了。对于疏散星团, t_{evap} 只有几十亿年。实际上, 这些星团瓦解得甚至更快, 因为蒸发还受到来自旋臂和盘内巨分子气体云反复引力拉拽的帮助。

二体弛豫也导致质量层化。较重的恒星聚集在星团中心, 而较轻的恒星被拉向外围; 我们在图 3.6 中看到了这个结果。如果起初星团的恒星完全混合, 具有相似的轨道速度, 质量较大的恒星将有较大的动能。但是在 Maxwell 分布中, 它们的动能必须相等。因此, 平均说来, 大质量的恒星在一次“碰撞”后将比它以前运动得慢, 接着沉入一个能量较低的轨道; 星团中心充满了那些能量太小以至不能走到别处去的恒星。但是, 随着星团变得中心聚集, 这些紧紧束缚的恒星必须比外面的运动得更快, 增加其释放能量的趋势。

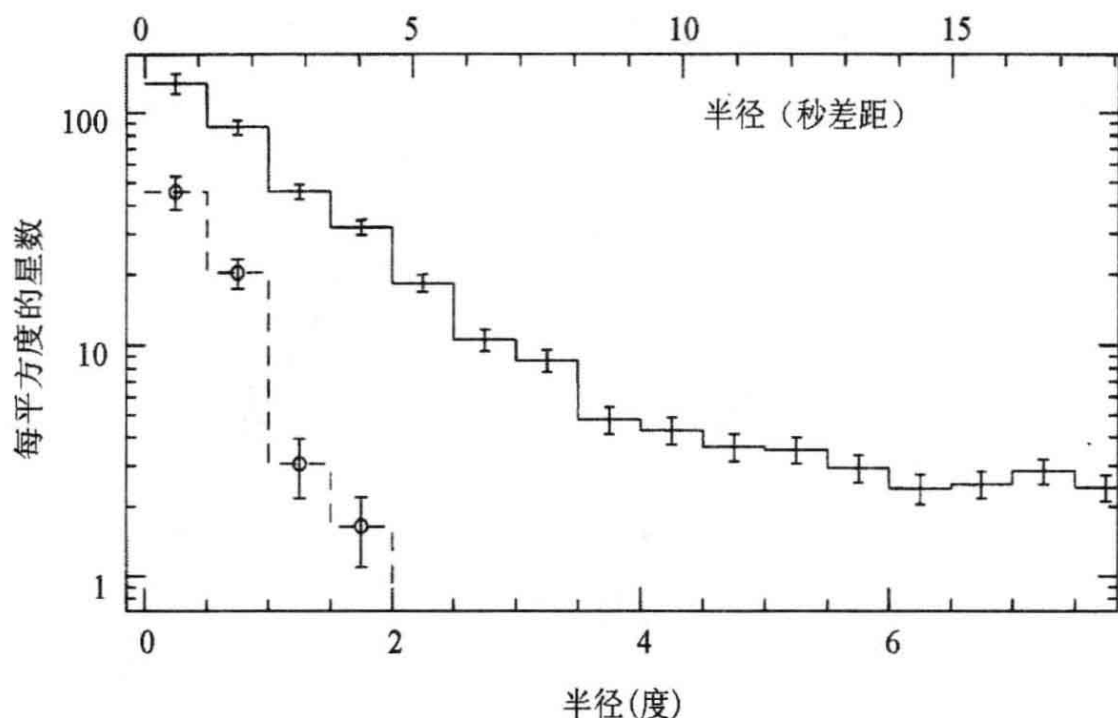


图 3.6 在昴(宿疏散)星团中,质量超过 M_{\odot} 的恒星(长画线直方图)比质量小于 M_{\odot} 的恒星(实线直方图)更向中心集中(J. D. Adams)

同时,朝上运动的较轻恒星则从其交会者获取能量,但将其花费在向外围的运动中。它们的新轨道要求比以前较慢的运动,所以动能变得更小。质量层化是一种不能制止的过程:最轻的恒星被向外推入不断膨胀的弥漫外晕,而较重的恒星则形成一个越来越致密的中心核。几乎所有的星团都一直受到质量层化的影响。那些带着星团大部分质量的最小和最暗的恒星(见图 2.3)分散到了远离中心之处。所以在估计星团质量或恒星的质量函数时必须仔细追踪它们。束缚在密近双星中的恒星对的行为,效果就像质量较大的单星那样沉到核心。球状星团中的 X 射线源就是一些双星,一颗主序星在其中围着一颗白矮星或中子星转动;它们全是在星团中心附近发现的。

即使一个星团中所有恒星严格具有相同的质量,靠近中心的低能轨道上的恒星,其轨道速度比那些外面的要高。所以内部的恒星倾向于失去能量,而外部的恒星则倾向于获得能量。结果,有些恒星从星团核排出来进入膨胀的晕,而余下的核则发生收缩。核变得更致密,而外部胀大,变得更松散。对等质量恒星星团的计算预言,在

(12-20) t_{relax} 以后,核半径将收缩到零,中心密度无限增加:这就是核塌缩。接近这种状态的星团应当有一个很小的致密核和一个弥漫的晕,就像我们在图 3.7 中看到的 M15 那样。

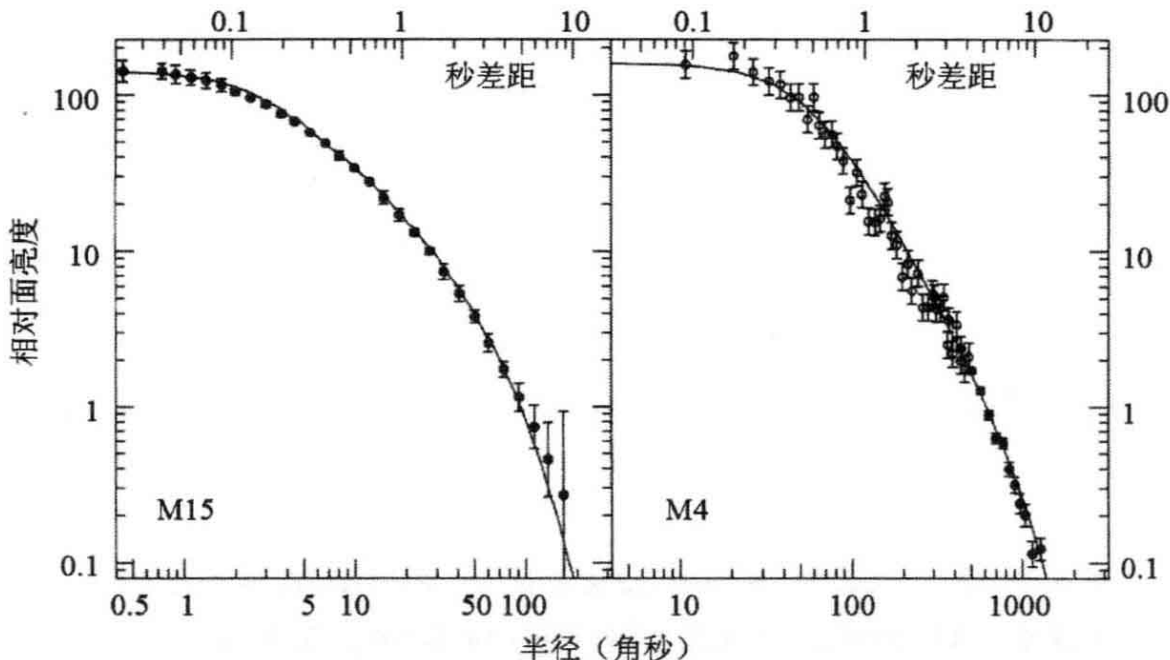


图 3.7 两个球状星团的面亮度。左图, M15: 不存在恒定密度核, 或小得无法测量。右图, M4: 面亮度在小半径处几乎不变, 在截断半径 $r_t \approx 3000''$ 处差不多降到零。实线显示 King 模型(3.4 节)(A. Pasquali, G. Fahlman, and C. Pryor)

核心塌缩后的星团会发生什么情况呢? 在致密核中, 双星变成重要的能源。正如二体“碰撞”倾向于除去快动恒星的能量一样, 单星和密近双星对之间的交会, 平均说来也会从双星取走能量。能量转移到单星的同时, 双星则变得更紧密。取决于存在的数量有多少, 双星可能提供很多能量给其周围的恒星, 使得星团核心开始再度膨胀。

133 **问题 3.19** 用式(3.59)中定义的温度 T , 求由 N 颗恒星(每个质量为 m)组成的系统的动能, 用位力定理证明其能量 ε 满足:

$$\frac{d\varepsilon}{dT} = -\frac{3}{2}Nk_B < 0(!) \quad (3.63)$$

引力系统的比热为负——去掉能量会使它变热。(作为一个现世的例子, 考虑一个轨道卫星受到地球大气的摩擦阻力; 随着它失去能量, 轨道收缩, 速度却增加)

延伸阅读：包含这些内容的研究生教材是 J. Binney and S. Tremaine, 1987, *Galactic Dynamics* (Princeton University Press, Princeton, New Jersey), Sections 8.0, 8.2, and 8.4; 和 L. Spitzer, 1987, *Dynamical Evolution of Globular Clusters* (Princeton University Press, Princeton, New Jersey)。

3.3 盘星的轨道：本轮

我们在上一节中示明,星系中恒星的轨道几乎完全依赖于引力场的平滑部分,那是对包含许多恒星的区域作平均得来的。从现在起,当我们提及引力或势时,所指的将是这种平均后的量。通常,平滑势具有某些能简化计算的对称性。在本节中,我们将考察轴对称星系中恒星的轨道。

134

像围绕太阳运动的行星一样,银河系盘中的恒星遵循着接近(但非完全)圆形的轨道,而且几乎处在同一平面内。在 1.2 节的银心圆柱极坐标 (R, ϕ, z) 中,盘的中平面是在 $z=0$, 中心在 $R=0$ 。如果我们准备忽略非轴对称的结构,例如内棒、旋臂和古德带这类局域特征(2.2 节),平滑的引力势就与 ϕ 无关。于是 $\partial\Phi/\partial\phi=0$, 在 ϕ 方向没有力;恒星沿 z 轴的角动量守恒。记 L_z 为单位质量在 z 方向的角动量,对于每一颗恒星我们有:

$$\frac{d}{dt}(R^2\dot{\phi}) = 0, \text{ 所以 } L_z \equiv R^2\dot{\phi} = \text{恒量} \quad (3.64)$$

因为势不随时间改变, $\Phi = \Phi(R, z)$ 。我们可以将径向运动方程写为:

$$\dot{R} = R\dot{\phi}^2 - \frac{\partial\Phi}{\partial R} = -\frac{\partial\Phi_{\text{eff}}}{\partial R}, \text{ 式中 } \Phi_{\text{eff}} \equiv \Phi(R, z) + \frac{L_z^2}{2R^2}. \quad (3.65)$$

有效势 $\Phi_{\text{eff}}(R, z; L_z)$ 的性质类似于在 R 和 z 方向运动的恒星的势能。根据得到式(3.27)的同样推理,将式(3.65)乘以 \dot{R} 并作积分示明,对于一颗在中平面 $z=0$ 内运动的恒星,

$$\frac{1}{2}\dot{R}^2 + \Phi_{\text{eff}}(R, z=0; L_z) = \text{恒量} \quad (3.66)$$

图 3.8 显示了对于式 (3.11) 的 Plummer 势的 $\Phi_{\text{eff}}(R, z=0; L_z)$ 。因为 $R^2 \geq 0$, Φ_{eff} 中的 L_z^2 项作用就像一个“角动量势垒”，阻止 $L_z \neq 0$ 的恒星来到比某个近银心半径(在那里 $\dot{R}=0$)离轴 $R=0$ 更近处。除非有足够的能量从银河系逃逸，每颗恒星必须留在某个远银心外限之内。

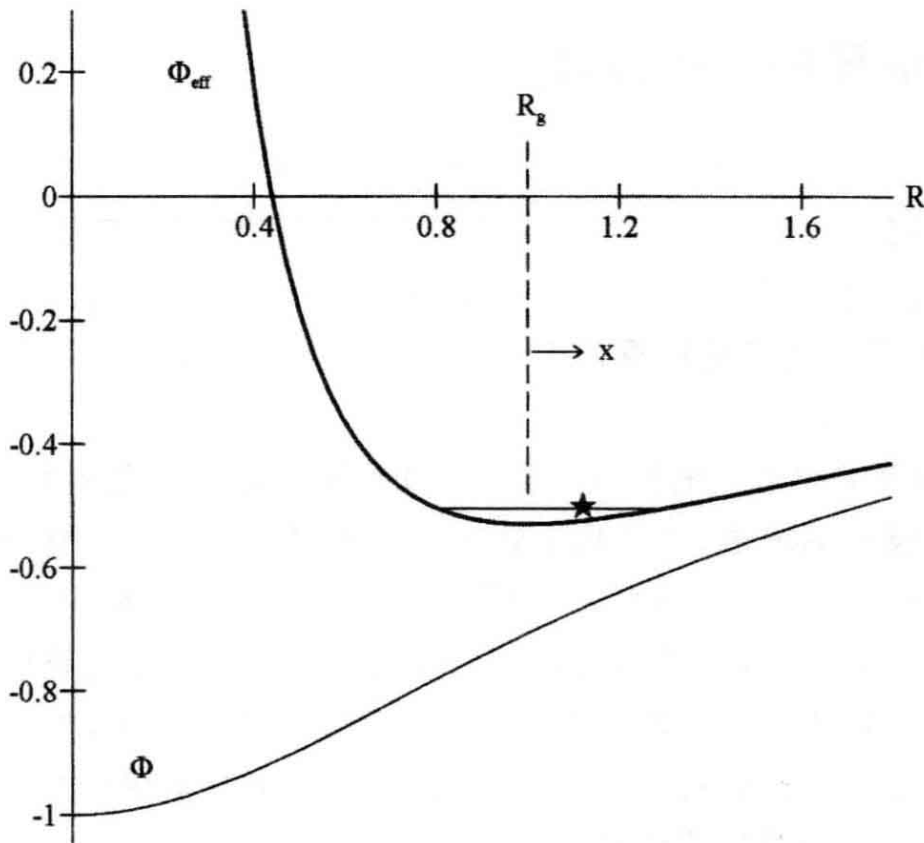


图 3.8 在 Plummer 势 Φ_P (下曲线)中运动的角动量 $L_z = 0.595$ 的恒星的有效势 Φ_{eff} (上曲线)。标长 $a_p = 1$; L_z 以 $\sqrt{GM/a_p}$ 为单位; Φ 和 Φ_{eff} 的单位是 GM/a_p 。垂直长画线表示引导中心 R_g ; 恒星围绕 R_g 在内外极限半径之间振动

恒星的垂直运动由下式给出：

$$\ddot{z} = -\frac{\partial \Phi}{\partial z}(R, z) = -\frac{\partial \Phi_{\text{eff}}}{\partial z}(R, z). \quad (3.67)$$

如果盘的“顶”和“底”半部是彼此的镜像，则 $\Phi(R, z) = \Phi(R, -z)$ ，在平面 $z=0$ 内 z 方向的力为零。令 R_g 为 R 对于恒星轨道的平均值；我们将在下面更准确地定义它。将 $\Phi(R, z)$ 在 $(R_g, 0)$ 周围展开为 Taylor 级数，只保留头一项，我们得到的相对误差就只有 $z^2 /$

R^2 或 $(R-R_g)^2/R^2$ 那么大。所以,对于这些近圆轨道,

135

$$\ddot{z} = -z \left[\frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2}(R_g, z) \right]_{z=0} \equiv -\nu^2(R_g)z; \quad (3.68)$$

z 方向的运动几乎与 R, ϕ 方向的无关。所以这是一个角频率为 ν 的谐振子的方程,对于某些常数 Z 和 $\theta, z = Z \cos(\nu t + \theta)$,在扁平的星系中, $\nu(R)$ 大于圆轨道上的角速度 $\Omega(R)$ 。

角动量为 L_z 的恒星只能在半径 R_g 遵循 $\dot{R}=0$ 的严格圆轨道,在那里有效势 Φ_{eff} 对于 R 是稳定的。式(3.65)告诉我们:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial R}(R_g, z=0) = \frac{L_z^2}{R_g^3} = R_g \Omega^2(R_g); \quad (3.69)$$

式中 $\Omega(R)$ 是平面 $z=0$ 内圆轨道的角速度。如果有效势在半径 R_g 有极小值,圆轨道就是对于给定角动量 L_z 的能量最小的轨道。圆轨道是稳定的,具有相同 L_z 的任何恒星必定围绕它振荡。当该星在径向作进出运动时,其方位运动必定交替地加快和减慢。我们可以证明,它近似遵循一个围绕其引导中心的椭圆本轮,而引导中心在半径为 R_g 的圆轨道上以角速度 $\Omega(R_g)$ 运动。

136

为了推导本轮方程,我们在式(3.65)中令 $R = R_g + x$,假设 $x \ll R$,忽略含 z^2/R^2 和 x^2/R^2 的项,求得:

$$\ddot{x} \approx -x \left[\frac{\partial^2 \Phi_{\text{eff}}}{\partial R^2} \right]_{R_g} \equiv -\kappa^2(R_g)x, \text{ 所以 } x \approx X \cos(\kappa t + \psi). \quad (3.70)$$

式中 X 和 ψ 是任意积分常数。当 $\kappa^2 > 0$ 时,这个方程描述本轮频率为 κ 的谐运动。如果 $\kappa^2 < 0$,圆轨道是不稳定的,恒星将以指数速率离开它。从式(3.65)中 Φ_{eff} 的定义,并回忆圆轨道中 $R\Omega^2(R) = \partial\Phi(R, z=0)/\partial R$,

$$\kappa^2(R) = \frac{d}{dR} [R\Omega^2(R)] + \frac{3L_z^2}{R^4} = \frac{1}{R^3} \frac{d}{dR} [(R^2\Omega)^2] = -4B\Omega, \quad (3.71)$$

式中 B 是 2.3 节中定义的 Oort 常数。在局域, $B < 0$, 所以 $\kappa^2 > 0$, 像我们太阳这样的近圆轨道幸而是稳定的。圆轨道上的角动量是

$R^2\Omega(R)$; 我们看到, 如果它在半径 R 向外增加, 那里圆轨道就是稳定的。对于类星系势中的圆轨道, 这个条件恒成立。然而, 在一个质量 M 的静态黑洞附近, 最后的稳定圆轨道在 $R=6GM/c^2$; 那些在更小半径处的圆轨道是不稳定的。

问题 3.20 有效势有许多用处。质量为 M_{BH} 的非转动黑洞周围恒星的运动由下式给出:

$$\left(\frac{dr}{d\tau}\right)^2 = E^2 - \left(c^2 - \frac{2GM_{\text{BH}}}{r}\right) \left(1 + \frac{L^2}{c^2 r^2}\right) \equiv E^2 - 2\Phi_{\text{eff}}(r); \quad (3.72)$$

我们可以将 r 解释为离开中心的距离, τ 为时间。(更准确地说, r 是常用的 Schwarzschild 径向坐标, τ 为半径 r 处一个静态观测者的固有时, E 和 L 分别为该观测者测量的每单位质量的能量和角动量。)证明, 在 $r < 3GM_{\text{BH}}/c^2$ 处不存在圆轨道, 稳定圆轨道在 $r > 6GM_{\text{BH}}/c^2$ 处, 且 $L > 2\sqrt{3}GM_{\text{BH}}/c$ 。

延伸阅读: S. L. Shapiro and S. A. Teukolsky, 1983, *Black Hole, White Dwarfs and Neutron Stars* (Wiley, New York)。

137 在本轮运动中, 恒星方位速度的变化 $\dot{\phi}$ 必须使得角动量 L_z 保持不变:

$$\dot{\phi} = \frac{L_z}{R^2} = \frac{\Omega(R_g)R_g^2}{(R_g + x)^2} \approx \Omega(R_g) \left(1 - \frac{2x}{R_g} + \dots\right). \quad (3.73)$$

代入表达 x 的 3.70 式并作积分, 我们有:

$$\phi(t) = \phi_0 + \Omega(R_g)t - \frac{1}{R_g} \frac{2\Omega}{\kappa} X \sin(\kappa t + \psi), \quad (3.74)$$

式中 ϕ_0 是一个任意常数。这里, 头两项给出引导中心的运动。第三项代表频率与 x 径向振荡相同的谐运动, 但位相差 90° , 振幅大一个因子 $2\Omega / \kappa$ (见图 3.9)。本轮运动是逆行的, 意思是与引导中心运动相反; 在离中心较近时使恒星速度增加, 在较远时使它变慢。

在两种简单的情况下, 本轮频率 κ 是引导中心角速度 Ω 的倍数。在质点的引力场中, $\Omega(r) \propto r^{-3/2}$, 所以 $\kappa = \Omega$ 。恒星的轨道是吸引质量在一个焦点的椭圆; 本轮在 ϕ 方向有 x 方向两倍那么长, 而不

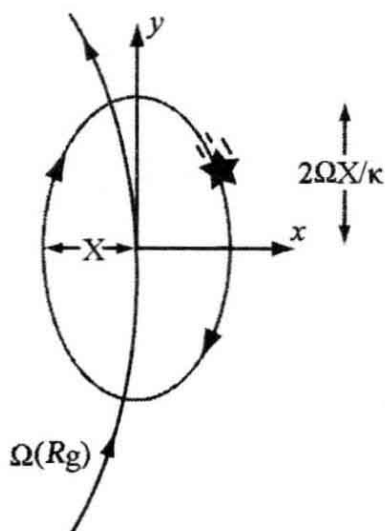


图 3.9 恒星围绕引导中心($x=0, y=0$)在椭圆本轮上运动, 而引导中心以角速度 $\Omega(R_g)$ 围绕银心运动

是如 Ptolemy, Copernicus 和其他用本轮来描述行星运动的人所假设的那样是一个圆。在密度均匀的球内, $\Omega(R)$ 是常数, 所以 $\kappa=2\Omega$ 。在中心对称的椭圆中作谐运动的恒星, 在绕一圈的过程中做进出两次旅行, 本轮为圆。银河系的势在这两者之间, 所以 $\Omega < \kappa < 2\Omega$ 。在太阳附近, $\kappa \approx 1.4\Omega$ 。恒星轨道本身并不闭合; 图 3.10 显示, 银河系每转一圈, 它们要做约 1.4 次进出振荡。我们将在 5.4 节看到, 引导中心在不同半径 R_g 的恒星如何能够安排在它们的本轮上以产生盘上的旋涡图案。

138

在太阳附近, 本轮的周期约为 170 Myr, 要看着恒星走完一圈对于我们来说是太长了。但是, 我们可以测量靠近我们的恒星(在 $R \approx R_0$) 的速度。其中有些的引导中心比太阳远, 所以它们在其本轮的外部, 而另一些的引导中心在较小的半径。由于其本轮运动, 引导中心在 $R_g > R_0$ 的近星在切向比在我们半径处的圆轨道运动得快。式 (3.73) 给出其相对速度 v_y 为:

$$v_y = R_0 [\dot{\phi} - \Omega(R_0)] \approx R_0 \left[\Omega(R_g) - 2x \frac{\Omega(R_g)}{R_g} - \Omega(R_0) \right]. \quad (3.75)$$

回忆 $R_0 = R_g + x$, 略去含 x^2 的项, 我们有:

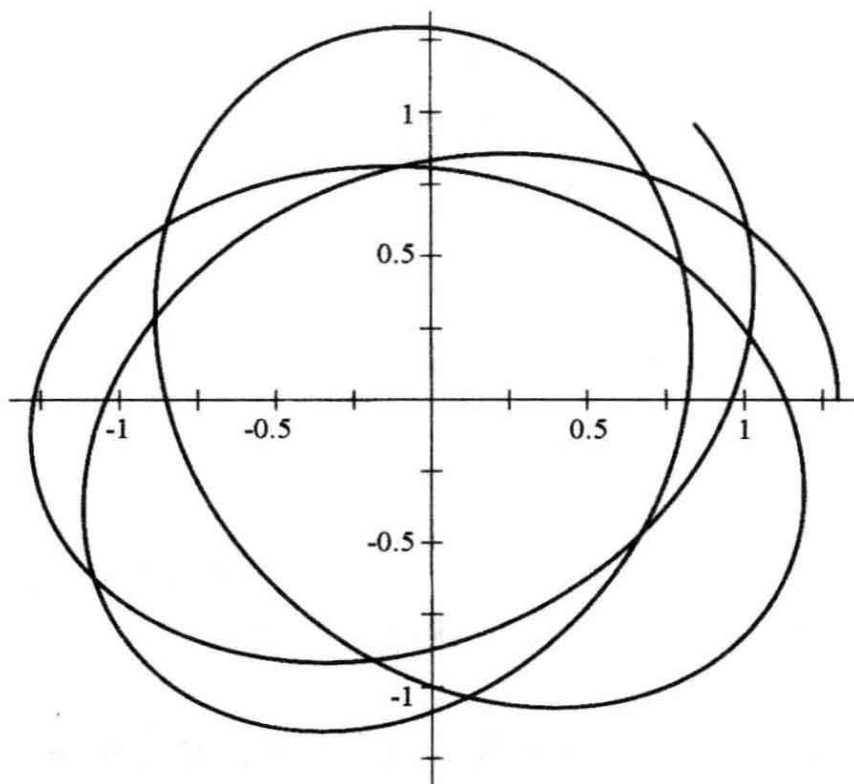


图 3.10 从银道面上方看图 3.8 中恒星的轨道;该轨道从($R=1.3$, $\phi=0$)和($dR/dt=0, R d\phi/dt=0.4574$)开始。

$$v_y \approx -x \left[2\Omega(R_0) + R_0 \left(\frac{d\Omega}{dR} \right)_{R_0} \right] = -\frac{\kappa^2 x}{2\Omega} \text{ 或 } 2Bx. \quad (3.76)$$

我们不知道任何特定恒星的 x 值, 所以对所有恒星取平均, 我们看到:

$$\langle v_y^2 \rangle = \left(\frac{\kappa^2}{2\Omega} \right)^2 \langle x^2 \rangle = \frac{\kappa^2}{4\Omega^2} \langle v_x^2 \rangle. \quad (3.77)$$

139

因为 $\kappa < 2\Omega$, 故 $\langle v_y^2 \rangle < \langle v_x^2 \rangle$; 即使本轮在切向 y 较长, 近星在径向 x 仍有较大的随机速度。切向速度弥散减小, 是因为来自银河系远处的恒星的本轮, 携带着它们以银河系自转相同的方向运动, 增大了其引导中心较慢的运动。相反, 从较小半径来访恒星的本轮运动则反抗它们较快的引导中心运动。对于表 2.1 的“薄盘”F 和 G 型星, 我们有:

$$2 \leq \langle v_x^2 \rangle / \langle v_y^2 \rangle \leq 3; \quad (3.78)$$

对较大的近星群测量这个比值给我们提供了常数 B 的最佳估计; 它大约为 $-12 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ 。

问题 3.21 用问题 2.17 的结果证明

$$\langle v_y^2 \rangle = -\frac{B}{A-B} \langle v_x^2 \rangle,$$

所以对于平坦旋转曲线我们预期 $\langle v_x^2 \rangle / \langle v_y^2 \rangle = 2$ 。较大规模研究的结果给出这个比值为 2.2; 如果 $A = 14.8 \pm 0.8 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$, B 是多少?

图 3.11 和表 2.1 显示, 较老的恒星有较大的随机速度。但是当式(3.55)给出的弛豫时间在太阳附近为 $\sim 10^{13}$ 年时, 为什么轨道会在几十亿年内改变呢? 旋臂中的恒星和气体团块拉拽经过的恒星, 每次拉它们离圆轨道更远。 140

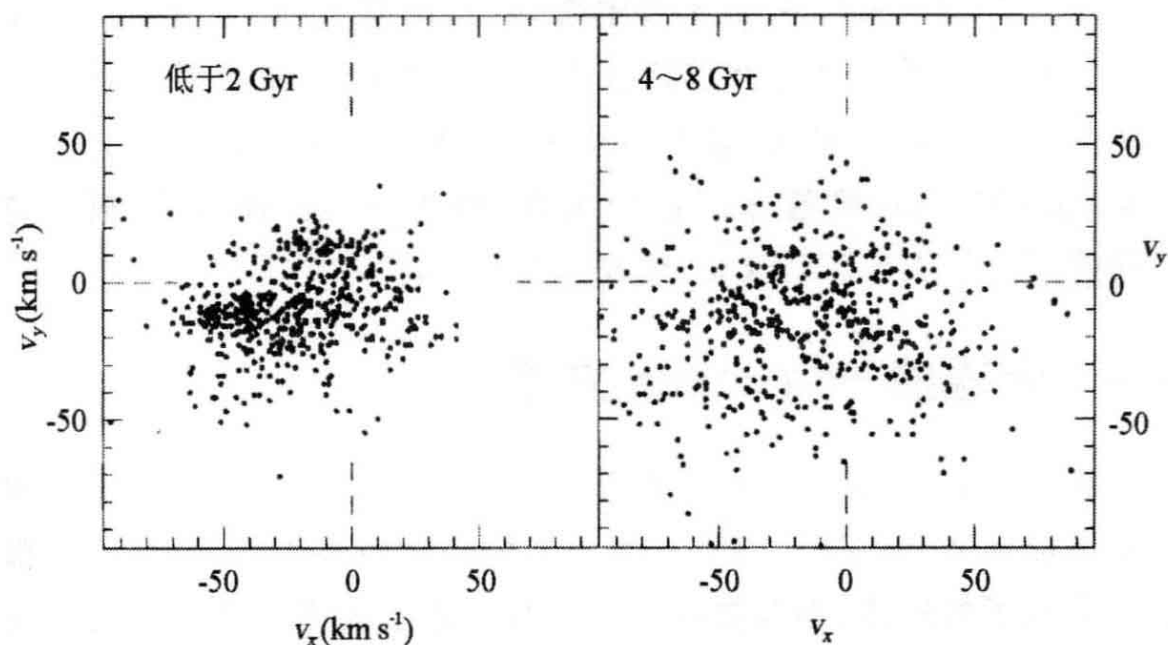


图 3.11 太阳附近 F 和 G 型矮星的速度 v_x 和 v_y 的弥散随年龄增加。最年轻的恒星显示出顶点偏差: v_x 和 v_y 倾向于具有相同的符号。这些恒星还来不及离开它们在其中诞生的群。对于随机速度较大的老星, v_y 的平均值变得越来越负 (B. Nordström *et al.* 2004 AAp 418, 98)

细心的读者将会注意到, 在平均中, 我们没有计及恒星密度的任何径向变化。事实上, 在内银河系恒星密度较高, 所以在太阳附近我们看见引导中心在较小半径处的恒星比从外银河系来到我们这里的恒星多。大多数恒星将处于其本轮的外部, 有 $x > 0$; 所以, 按照式(3.76), 太阳附近恒星的平均切向运动应当落在圆周速度后面。这

一预言得自图 3.11 和表 2.1; 平均值 $\langle v_y \rangle$ 是负数, 这个效应称为非对称星流。该星流对于具有较大随机速度的老年星群较强, 因为它们的轨道偏离圆周运动较远。

问题 3.22 从式(3.71)证明, 在密度恒定的球形星系内, $\kappa = 2\Omega$, Oort 常数是 $A = 0$ 和 $B = -\Omega$ 。对于 2.19 式的“暗晕”势, 求 $\Omega(r)$ 和 $\kappa(r)$ 。核对它们在小半径处与密度为 $V_H^2/(4\pi G a_H^2)$ 的均匀球一致, 且当 r 变大时 $\kappa \rightarrow \sqrt{2}\Omega$ 。对于 $0 < r < 5a_H$, 就 Ω, κ 和 $\Omega - \kappa/2$ 与半径的关系作图。证明当 $r \rightarrow 0$ 和变大时都有 $\Omega - \kappa/2$ 趋于零。我们将在 5.5 节中看到, 这就是两臂旋涡在星系盘中如此突出的原因。

问题 3.23 我们在 2.3 节中看到, 太阳有 $v_x \approx -10 \text{ km s}^{-1}$ 和 $v_y \approx 5 \text{ km s}^{-1}$; 我们如何知道其引导中心半径 $R_g > R_0$? 假设银河系自转曲线大致是平坦的, 且 $V(R) = R\Omega(R) = 200 \text{ km s}^{-1}$ 和 $R_0 = 8 \text{ kpc}$, 求 κ 和 Oort 常数 B 。用式(3.70)和式(3.76)证明, 太阳径向运动的幅度是 $X = 0.35 \text{ kpc}$, 且 $R_g \approx 8.2 \text{ kpc}$ 。

3.4 无碰撞 Boltzmann 方程

在上一节中, 我们考虑了银河系引力场中个别恒星的轨道。我们也可以像通常描述气体中的原子那样描述星系中的恒星: 不是跟踪每个原子的轨道, 而是要问给定区域中原子的密度和它们的平均运动。为了简单起见, 我们这里假设所有恒星具有相同的质量 m 。

分布函数 $f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$ 给出六维相空间 (\mathbf{x}, \mathbf{v}) 中的概率密度。在以 \mathbf{x} 为中心, 边长为 $\Delta x, \Delta y$ 和 Δz 的立方体中, \mathbf{x} 方向速度在 v_x 和 $v_x + \Delta v_x$, y 方向速度在 v_y 和 $v_y + \Delta v_y$, z 方向速度在 v_z 和 $v_z + \Delta v_z$ 的平均粒子(星系或原子)数是:

$$f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) \Delta x \Delta y \Delta z \Delta v_x \Delta v_y \Delta v_z \quad (3.79)$$

141 位置 \mathbf{x} 处的数密度 $n(\mathbf{x}, t)$ 是对速度的积分:

$$n(\mathbf{x}, t) \equiv \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) dv_x dv_y dv_z. \quad (3.80)$$

平均速度 $\langle \mathbf{v}(\mathbf{x}, t) \rangle$ 这类平均值也由积分给出:

$$\langle \mathbf{v}(\mathbf{x}, t) \rangle n(\mathbf{x}, t) \equiv \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{v} f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) dv_x dv_y dv_z. \quad (3.81)$$

当恒星在引力势为 $\Phi(\mathbf{x}, t)$ 的银河系中运动时, 我们希望得到联系密度和分布函数变化的方程。为了简单起见, 我们来看只在一个方向 x 运动的恒星。在时刻 t , 在图 3.12 的 x 和 $x + \Delta x$ 之间的“盒子”内的恒星数。假设这些恒星以速度 $v(x) > 0$ 运动; $n(x)$ 如何随时间变化呢? 在一段时间 Δt 之后, 所有现在处于 $x - v(x)\Delta t$ 和 x 之间的恒星将进入这个盒子, 而那些现在到出口的距离在 $v(x + \Delta x)\Delta t$ 以内的恒星将离开它。所以盒子内的平均星数变化是:

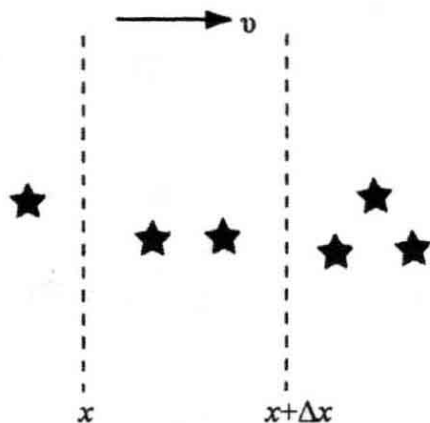


图 3.12 流进和流出 x 和 $x + \Delta x$ 之间的区域由连续性方程描述

$$\Delta x [n(x, t + \Delta t) - n(x, t)] \approx n(x, t)v(x)\Delta t - n(x + \Delta x, t)v(x + \Delta x, t)\Delta t. \quad (3.82)$$

取极限 $\Delta t \rightarrow 0$ 和 $\Delta x \rightarrow 0$ 我们得到:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial(nv)}{\partial x} = 0. \quad (3.83)$$

这就是连续性方程; 如果没有恒星死亡以至从我们的视野消失, 也没有额外的恒星加入, 这个方程是必定成立的。例如, 若 $v > 0$ 且 $\partial n / \partial x > 0$, 如图 3.12 那样, 我们盒子中的恒星密度必定随时间下降。

无碰撞 Boltzmann 方程同连续性方程类似, 但容许速度变化, 并且将 $f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$ 中的改变同作用在个别恒星上的力联系起来。为了

内的恒星；它们处于 x 和 $x + \Delta x$ 之间并以 v 和 $v + \Delta v$ 之间的速度运动。在一段时间 Δt 之后，我们再次发现，现在处于 $x - v\Delta t$ 和 x 之间的恒星将进入这个盒子，而那些现在到出口的距离在 $v\Delta t$ 以内的恒星将离开它。这里我们已经指定 x 和 v 是独立的，所以 v 不依赖于 x 。盒子内的恒星数近似为：

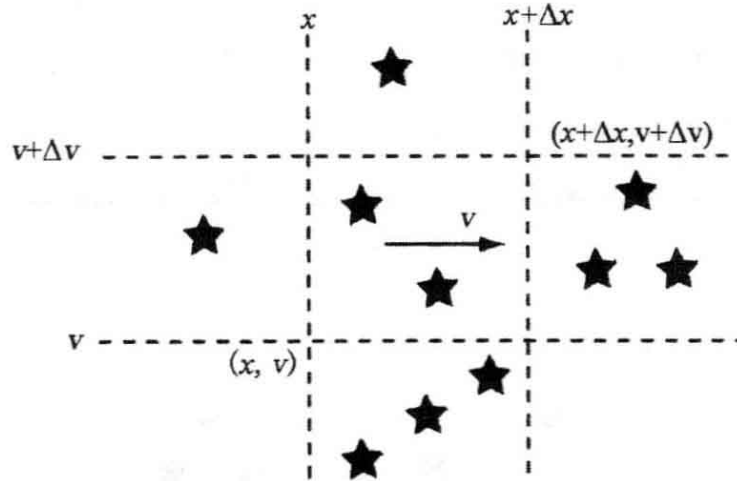


图 3.13 流进和流出相空间 (x, v) 中的盒子由无碰撞 Boltzmann 方程描述

$$\Delta v \Delta t [v f(x, v, t) - v f(x + \Delta x, v, t)] \approx -v \Delta x \Delta v \Delta t \frac{\partial f}{\partial x}. \quad (3.84)$$

但是，中央盒子内的恒星数也会因恒星受力后速度的改变而变化。假设 $dv/dt > 0$ ，所以恒星在 x 方向全是加速的。那么，在时间 Δt 之后，它们全将运动得差不多要快 $\Delta t \cdot dv/dt$ 。现在运动速度在 v 和 $v - \Delta t \cdot dv/dt$ 之间的恒星将进入中央盒子，因为它们的运动速度将快于 v ，而那些现在速度刚好低于 $v + \Delta v$ 将离开它。总之，中央盒子获得的恒星数目是：

$$\begin{aligned} & \Delta x \Delta v [f(x, v, t + \Delta t) - f(x, v, t)] \\ & \approx -v \Delta x \Delta v \Delta t \frac{\partial f}{\partial x} + \Delta x \Delta t \left[\frac{dv}{dt} f(x, v, t) - \frac{dv}{dt} f(x, v + \Delta v, t) \right]. \end{aligned} \quad (3.85)$$

在所有的 Δ 项都很小的极限下，我们有：

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \frac{\partial f}{\partial x} + \frac{dv}{dt}(x, v, t) \cdot \frac{\partial f}{\partial v} = 0.$$

但恒星的加速度并不依赖于它运动得有多快,而只依赖于其位置, $dv/dt = -\partial\Phi(x,t)/\partial x$ 。因此我们有一维无碰撞 Boltzmann 方程:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \frac{\partial f}{\partial x} - \frac{\partial\Phi}{\partial x}(x,t) \cdot \frac{\partial f}{\partial v} = 0. \quad (3.86)$$

在三维情况下,无碰撞 Boltzmann 方程取形式:

$$\frac{\partial f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla f - \nabla\Phi \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = 0. \quad (3.87)$$

143

如果恒星既不产生也不消亡,而且也平滑地改变其位置和速度,式(3.87)就成立。恒星之间的近交会改变其速度比在平滑势中快得多。当近交会重要时,我们将其影响作为方程右边的额外“碰撞”项纳入。

我们通常不是去明显解出无碰撞 Boltzmann 方程,而是积分以求速度矩。将式(3.86)对速度积分,并用式(3.80)和式(3.81)的定义,我们得到:

$$\frac{\partial n(x,t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(n(x,t)\langle v(x,t) \rangle) - \frac{\partial\Phi}{\partial x}(x,t)[f]_{-\infty}^{\infty} = 0. \quad (3.88)$$

当 $f(x,v,t)$ 性质良好,随 $|v| \rightarrow \infty$ 而趋于零时,上式的最后一项为零。我们又回到式(3.83),但有 $v = \langle v(x,t) \rangle$ 。

将式(3.86)乘 v 然后积分得:

$$\frac{\partial}{\partial t}[n(x,t)\langle v(x,t) \rangle] + \frac{\partial}{\partial x}[n(x,t)\langle v^2(x,t) \rangle] = -n(x,t) \frac{\partial\Phi}{\partial x}; \quad (3.89)$$

这里均方速度 $\langle v^2 \rangle$ 定义同 $\langle v \rangle$ 一样,我们做了分部积分,假设 fv 随 $|v| \rightarrow \infty$ 而趋于零。速度弥散 σ 由 $\langle v^2(x,t) \rangle = \langle v(x,t) \rangle^2 + \sigma^2$ 定义;借助式(3.88)重排各项并除以 n ,我们有:

$$\frac{\partial \langle v \rangle}{\partial t} + \langle v \rangle \frac{\partial \langle v \rangle}{\partial x} = -\frac{\partial\Phi}{\partial x} - \frac{1}{n} \frac{\partial}{\partial x}[n\sigma^2(x,t)]. \quad (3.90)$$

这类似于流体力学中的 Euler 方程,带 σ^2 的项替换了压强项—— $\partial p/\partial x$ 。在流体中,给定密度和温度下的压强由物态方程规定。对于恒星系统没有这样的关系;但如下一小节所示,我们有时可以用测

量量取得进展。

3.4.1 银盘内的质量密度

144 我们可以用无碰撞 Boltzmann 方程和观测到的恒星垂直运动来求得太阳附近银盘内的质量。我们挑选一族示踪恒星(例如 K 型矮星),测量其在盘的中平面上方 z 处的密度 $n(z)$ 。我们的坐标现在是 (z, v_z) 而不是 (x, v) 。我们假设势 $\Phi(z)$ 不随时间变化,且我们的恒星是良好混合的,所以分布函数 f 和密度 n 也不随时间改变。看平面上方高处, $\langle v_z \rangle n(z) \rightarrow 0$; 所以 3.83 式告诉我们平均速度 $\langle v_z \rangle$ 处处为零。在 3.90 式中,我们记 σ_z 为速度弥散;左边的项为零给出

$$\frac{d}{dz}[n(z)\sigma_z^2] = -\frac{\partial\Phi}{\partial z}n(z). \quad (3.91)$$

所以,如果我们测量到恒星的密度及其速度弥散如何随 z 变化,我们就能求得任何高度的垂直力。

Poisson 方程式(3.9)将该力同银河系的质量密度 $\rho(\mathbf{x})$ 联系起来。假设银河系是轴对称的,所以 ρ 和 Φ 只依赖于 (R, z) , 我们有:

$$4\pi G\rho(R, z) = \nabla^2\Phi(R, z) = \frac{\partial^2\Phi}{\partial z^2} + \frac{1}{R}\frac{\partial}{\partial R}\left(R\frac{\partial\Phi}{\partial R}\right). \quad (3.92)$$

这里密度 $\rho(R, z)$ 包含盘内的所有质量:亮星、气体、白矮星、褐矮星、黑洞和暗物质。

记 $\partial\Phi/\partial R = V^2(R)/R$, 式中 $V(R)$ 为半径 R 处圆轨道内的旋转速度,我们有:

$$4\pi G\rho(R, z) = \frac{d}{dz}\left\{-\frac{1}{n(z)}\frac{d}{dz}[n(z)\sigma_z^2]\right\} + \frac{1}{R}\frac{d}{dR}[V^2(R)]. \quad (3.93)$$

在太阳附近, $V(R)$ 近于不变,所以最后一项非常小。从依巴谷卫星测得的近邻 A 型星的速度,人们新近估计出盘的中平面内密度 $\rho(R_0, 0)$ 范围是 $(70-100)\mathcal{M}_\odot$ 每 1000pc^3 。

为了求得体密度 ρ , 必须对由观测决定的量 $n(z)$ 进行两次微分,这会把小的误差放大。我们可以较准确地测定离中平面某个距离 z 内的面质量密度 $\Sigma(<z)$ 。假设盘对于 $z=0$ 是对称的,我们积分式

(3.93)得:

$$2\pi G\Sigma(<z) \equiv 2\pi G \int_{-z}^z \rho(z') dz' \approx -\frac{1}{n(z)} \frac{d}{dz} [n(z)\sigma_z^2]. \quad (3.94)$$

Jan Oort 在 1932 年是尝试这样做的第一人,他对亮 F 型矮星和 K 型巨星测量了 $n(z)$ 。他假设 σ_z 不随高度变化,发现 $\Sigma(<700 \text{ pc}) \approx 90 \mathcal{M}_\odot \text{pc}^{-2}$ 。但是,在离中平面 1kpc 以外,对 $\Sigma(<z)$ 导出的函数开始减小,这意味着有 $\rho(z) < 0$ 的反引力物质,或者更可能是 σ_z 不变的假设失效。

借助数量更多,更容易在空间延伸的较暗的 K 型矮星,最近的工作表明 σ_z 随高度增加。在离中平面 250pc 处,垂直弥散 $\sigma_z \approx 20 \text{ km s}^{-1}$,在 $z \sim 1 \text{ kpc}$ 增长到 30 km s^{-1} ;在较大的高度,较大比例的恒星属于厚盘。考虑到增加的弥散,这些研究发现 $\Sigma(<1100 \text{ pc}) \approx (70-80) \mathcal{M}_\odot \text{pc}^{-2}$ 。这个质量某些必定在晕中,所以盘的面密度可能在 $50-60 \mathcal{M}_\odot \text{pc}^{-2}$ 之间。 145

我们可以将这个动力学估计同在气体和恒星中观测到的质量进行比较。在太阳附近,分子气体可能多达 $\sim 2 \mathcal{M}_\odot \text{pc}^{-2}$ 。中心原子氢大约有 $8 \mathcal{M}_\odot \text{pc}^{-2}$,电离气体大约有 $2 \mathcal{M}_\odot \text{pc}^{-2}$,尽管所有这些数字的不确定性至少达 30%。主序星比 M 型矮星质量大得多,巨星在巡天中容易发现;计及难于发现的小质量恒星和白矮星、中子星这类恒星遗迹,得到在恒星中的总质量为 $(25-40) \mathcal{M}_\odot \text{pc}^{-2}$ 。因此气体和恒星中的质量是 $(40-55) \mathcal{M}_\odot \text{pc}^{-2}$ 。我们看到,盘并没有包含太多的银河系“暗物质”。

问题 3.24 用散度定理证明,面密度为 Σ 的均匀物质片上方高 z 处的势为:

$$\Phi(x) = 2\pi G\Sigma |z|. \quad (3.95)$$

证明垂直力不依赖于 z ,验证当 $z \neq 0$ 时, $\nabla^2 \Phi = 0$ 。假设银河系的质量全在平坦的均匀盘中;用式(3.91)求 K 型矮星的密度 $n(z)$,假设它们有恒定速度弥散 σ_z 。像在地球大气中一样(那里引力加速度也几乎与高度无关),证明当 $|z|$ 增加 $h_z = \sigma_z^2 / (2\pi G\Sigma)$ 时, $n(z)$ 下降一个因子 e 。取 $\sigma_z = 20 \text{ km s}^{-1}$,估计太阳附近的 h_z 。

3.4.2 运动积分及其某些应用

通常我们对无碰撞 Boltzmann 方程中这样的解感兴趣,它们描述恒星在不变引力势 $\Phi(\mathbf{x})$ 中的运动,其分布函数也不随时间变化。于是,利用**运动积分**来写出 $f(\mathbf{x}, \mathbf{v})$ 常常是有益的。它们是恒星位置 \mathbf{x} 和速度 \mathbf{v} 的函数 $\mathcal{I}(\mathbf{x}, \mathbf{v})$, 沿其轨道保持不变。一个例子是单位质量的能量 $E(\mathbf{x}, \mathbf{v}) = \mathbf{v}^2/2 + \Phi(\mathbf{x})$, 每当势 $\Phi(\mathbf{x})$ 不依赖于时间的时候,它就是一个运动积分。在轴对称势 $\Phi(R, z, t)$ 中,角动量的 z 分量 L_z 是一个积分;在球对称势中,总角动量 \mathbf{L} 是一个积分。

对于沿轨道不变的任意函数 \mathcal{I} , 我们有:

$$\frac{d}{dt} \mathcal{I}(\mathbf{x}, \mathbf{v}) \equiv \frac{d\mathbf{x}}{dt} \cdot \nabla \mathcal{I} + \frac{d\mathbf{v}}{dt} \cdot \frac{\partial \mathcal{I}}{\partial \mathbf{v}} = 0, \text{ 或 } \mathbf{v} \cdot \nabla \mathcal{I} - \nabla \Phi \cdot \frac{\partial \mathcal{I}}{\partial \mathbf{v}} = 0. \quad (3.96)$$

146 这看起来疑似式(3.87), 后者我们可以写为:

$$\frac{df}{dt} \equiv \frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{x}} + \frac{d\mathbf{v}}{dt} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = 0. \quad (3.97)$$

所以任何特定恒星周围的相空间密度 $f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$ 沿轨道保持不变。哪里密度 $n(\mathbf{x})$ 变得较高, 周围恒星的速度弥散必定增加, 任何函数 $f(\mathbf{x}, \mathbf{v})$ 若是无碰撞 Boltzmann 方程的时间无关解, 它本身就是一个运动积分。反之, 如果 $f(\mathcal{I}_1, \mathcal{I}_2, \dots)$ 是运动积分 $\mathcal{I}_1, \mathcal{I}_2, \dots$ 的任意函数, 则 f 是运动方程的一个定态解。写出至少某些运动积分往往并不难, 这就成为构造无碰撞 Boltzmann 方程时间无关解的一种办法。

例如, 式(3.68)告诉我们, 对于近圆轨道的盘星, 垂直于银盘的运动与盘平面内的运动是独立的, 所以垂直运动的能量 $E_z = \Phi(R_0, z) + v_z^2/2$ 是一个运动积分。如果我们挑选容易发现和测量的某些示踪恒星族, 而且它们也混合得非常好, 以至其分布函数 $f(z, v_z)$ 不随时间改变, 我们可以写出:

$$f(z, v_z) = f(E_z) = f\left(\Phi(R_0, z) + \frac{1}{2}v_z^2\right). \quad (3.98)$$

如果我们对 $f(E_z)$ 和势 $\Phi(R_0, z)$ 进行猜测, 我们就能将 f 对速度积分求出相应的密度 $n(z)$ 和任何高度 z 处的速度弥散 σ_z 。反之,

如果我们测量了 $n(z)$ 并猜测出 $f(E_z)$, 我们就能用(3.91)式求出势 $\Phi(R_0, z)$ 。例如, 我们可以取

$$f(E_z) = \frac{n_0}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp(-E_z/\sigma^2) \text{ 对于 } E_z < 0 \quad (3.99)$$

$E_z \geq 0$ 的恒星会逃逸, 所以在那里我们必须令 $f=0$ 。对 v_z 积分显示密度 n 和速度弥散 σ_z 是

$$n(z) = n_0 \exp[-\Phi(R_0, z)/\sigma^2], \text{ 并且 } \sigma_z = \sigma. \quad (3.100)$$

如果测量了 $n(z)$ 和 σ^2 , 我们可以用式(3.91)来计算势 $\Phi(R_0, z)$; 如果 Φ 和 σ^2 已知, 我们可以求出相应的密度 $n(z)$ 。

如果我们也有某种理由认为, 由分布函数 f 描述的恒星提供了全部引力, 则由 $f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$ 对速度积分得到的密度 $n(\mathbf{x}, t)$ 就必须等于 Poisson 方程(3.9)中的密度 $\rho(\mathbf{x}, t)$ 。在这种情况下, 我们说 f 提供了该系统的一个自洽模型。许多不同的自洽模型可以产生相同的引力势 $\Phi(\mathbf{x}, t)$; 对于所有这些模型, 密度 $n(\mathbf{x}, t)$ 是相同的, 但 f 的形式, 因而恒星的速度将不相同。

问题 3.25 对于在银盘内垂直运动的恒星, 设分布函数 $f(z, v_z)$ 由(3.99)式给出。当盘对于平面 $z=0$ 对称时, 则在 $z=0$ 有 $d\Phi(z)/dz=0$, 我们也可以选择 $\Phi(0)=0$ 。求给出恒星密度 $n(z)$ 的积分: $n(0)$ 是多少?

构建一个自洽模型, 令 $\Phi(z) = \sigma^2 \phi(z)$, 并设恒星的平均质量为 m ; 从 Poisson 方程证明:

$2 d^2 \phi / dy^2 = e^{-\phi}$, 式中 $y = z/z_0$ 且 $z_0^2 = \sigma^2 / (8\pi G m n_0)$, 积分此方程一次以求 $d\phi/dy$, 然后再次积分(作代换 $u = e^{-\phi/2}$)以求 $\phi(y)$ 从而得到 $\Phi(z)$ 。证明恒星的数密度是 $n(z) = n_0 \operatorname{sech}^2[z/2z_0]$ 。在大 $|z|$ 处, 其近似形式为何?

在球对称引力势 $\Phi(r)$ 中, 对于不含任何非束缚恒星的每单位质量, 能量 E 和角动量 L 的任意函数 $f(E, L)$ 将描述该引力场中恒星的一种可能的定态分布。如果我们选择 $f = f(E)$, 则随机速度是各向同性的, 即所有方向都相同。

问题 3.26 当一个球形系统中恒星的分布函数只依赖于能量时, 即 $f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) = f(E)$, 解释为什么速度弥散在各个方向相同:

$$\langle v_x^2 \rangle \equiv \frac{1}{n(\mathbf{x})} \int f \left[\Phi(\mathbf{x}) + \frac{\mathbf{v}^2}{2} \right] v_x^2 dv_x dv_y dv_z = \langle v_y^2 \rangle = \langle v_z^2 \rangle. \quad (3.101)$$

如果我们为 $f(E)$ 选择一种形式, 我们就可以计算密度 $n(r)$ 作为势 $\Phi(r)$ 的函数。然后我们用 Poisson 方程来求, 什么样的势 $\Phi(r)$ 会导致一种自洽模型, 使 $n(r) \propto \rho(r)$ 。对于 Plummer 球, 我们可以联合式(3.11)和式(3.12)得到:

$$\rho_P(r) = - \frac{3a_P^2}{4\pi G^5 M^4} \Phi_P^5(r). \quad (3.102)$$

148 取分布函数:

$$f(E) = k(-E)^{N-3/2} \quad \text{对于 } E < 0, \quad (3.103)$$

式中 k 和 N 为常数, 密度由下式给出:

$$n(r) = \int_{v=0}^{E=0} k \left[-\Phi(\mathbf{x}) - \frac{\mathbf{v}^2}{2} \right]^{N-3/2} 4\pi v^2 dv. \quad (3.104)$$

定义一个新变量 θ 使 $v^2 = -2\Phi(r) \cos^2 \theta$, 我们可以做积分以证明 $n(r) \propto (-\Phi)^N$ 。因此分布函数 $f_P(E) = k(-E)^{7/2}$ 给出了 Plummer 球的一个自洽模型。它的质量 M 正比于常数 k , 而中心势的深度 $\Phi(r=0)$ 决定了半径 a_P 。

问题 3.27 补全推导式(3.102)一式(3.104)之间的代数步骤。

通过同式(3.99)的类比, 我们也可以尝试用等温分布函数:

$$f_I(E) = \frac{n_0}{(2\pi\sigma^2)^{3/2}} \exp \left\{ - \left[\Phi(r) + \frac{v^2}{2} \right] / \sigma^2 \right\} \quad \text{对于 } E < 0, \quad (3.105)$$

作为代表球形星系或星团的首选猜测。像在计划中的情形一样, 式(3.100)给了我们 $n(r)$ 。将它放到 Poisson 方程右边, 我们得到:

$$4\pi G \rho(r) = \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\Phi}{dr} \right) = 4\pi G m n_0 \exp \left[- \frac{\Phi(r)}{\sigma^2} \right]. \quad (3.106)$$

为了求 $\Phi(r)$, 我们必须从 $r=0$ 向外积分这个方程。如果势在中心是平滑的, 那里的径向力必定是零, 所以我们必须从 $d\Phi/dr=0$ 开始。但是, 无论我们如何选择 $\Phi(r=0)$, 我们发现总质量都是无限的。我们应当预料到这个结果。因为, 如果质量是有限的, (3.28) 式的逃逸速度 v_e 就会在某个半径降到平均随机速度 σ 以下。但那会同我们关于所有恒星都束缚在系统内的假设矛盾。

问题 3.28 证明在式(3.14)的势 Φ_{SIS} 中, 相应于 $f_I(E)$ 的密度 $\rho(r)$ 严格等于 ρ_{SIS} , 如果 $\sigma^2 = 2\pi G\rho_0 r_0^2$ 。分布函数 $f_I(E)$ 给出了奇异等温球的一个自洽模型; 证明平均随机速度 σ 是圆轨道速度的 $1/\sqrt{2}$ 倍。

只有当我们减少能量接近逃逸能的恒星数时, f 才给出有限质量的自洽模型。**King 模型**, 有时称为“截断等温模型”, 提供了非转动球状星团和疏散星团的良好描述: 149

$$f_K(E) = \frac{n_0}{(2\pi\sigma^2)^{3/2}} \exp\left\{-\left[\Phi(r) + \frac{v^2}{2}\right]/\sigma^2 - 1\right\} \quad \text{对于 } E < 0. \quad (3.107)$$

当我们积分此式求得 $n(r)$, 然后解 Poisson 方程时, “-1”项的作用就是减少外区高动能恒星的数目。平均随机速度下降, 同时, 密度在某个截断半径(相应于表 2.3 和图 3.7 的外半径 r_t)处突然降到零。

纳入涉及角动量的项将改变近圆轨道上的恒星与遵循椭圆轨道恒星之间的平衡。例如, 分布函数:

$$f_A(E, L) = f_K(E) \exp[-L^2/(2\sigma^2 r_a^2)] \quad (3.108)$$

导出的密度 $n(r)$ 同关联于 $f_K(E)$ 者没有很大的差别, 但它描述的星团在近圆轨道上具有大角动量的恒星较少。这种效应在圆轨道的角动量最大的外区特别强; 在各向异性半径 r_a 外面, 恒星明显偏向于几乎径向的轨道。我们在某些球状星团和椭圆星系中看到了这类速度分布的证据。

如果分布函数 f 只依赖于角动量的一个分量, 例如 L_z , 它就可以描述一个沿 z 轴扁平的系统。例如, 若对于某个函数 \tilde{f} 有:

$$f(E, L_z) = \tilde{f}(E)L_z^2 \quad \text{对于 } E > 0 \quad (3.109)$$

则很少有恒星具有将它们带到接近 z 轴的轨道 ($L_z \approx 0$), 但相当多将遵循赤道平面内具有大 L_z 的近圆轨道。假设 $f = f(E, L_z)$ 初看起来对于描述银盘内恒星的运动似乎是有益的。因为 v_R 同 v_z 以同样方式进入 f 的表达式, 恒星在这两个方向必定有相等的随机运动:

$$n(\mathbf{x}) \langle v_z^2 \rangle \equiv \int f \left[\Phi(\mathbf{x}) + \frac{\mathbf{v}^2}{2}, Rv_\phi \right] v_z^2 dv_R dv_\phi dv_z = n(\mathbf{x}) \langle v_R^2 \rangle. \quad (3.110)$$

150

但是我们在 2.2 节看到, 在太阳附近, 盘星在 R 方向比在垂直方向 z 具有较大的随机速度。它们不可能有分布 $f(E, L_z)$, 但 f 必定依赖于运动的第三积分。令人好奇的是, 可以证明, 在一般的轴对称势 $\Phi(R, z)$ 中, 除 E 和 L_z 外没有位置和速度的函数沿恒星的轨道守恒。这个动力学之谜将在讨论椭圆星系中恒星运动的 6.2 节中再度浮出水面。

延伸阅读: J. Binney and S. Tremaine, 1987, *Galactic Dynamics* (Princeton University Press, Princeton, New Jersey), Section 4.4。

第4章 我们的后院:本星系群

151

本星系群在约一百万秒差距的半径内大约含有三十几个星系,其中心在银河系和我们最近的大邻居——仙女座星系 M31 之间。图 4.1 显示了较亮的成员。三个最突出者是 M31、银河系和 M33;根据 1.3 节的分类,它们全是旋涡星系。M31 比银河系约亮 50%,而 M33 只有银河系 20%那么亮。这三个星系发射了本星系群可见光的 90%。唯一的椭圆星系是 M31 的伴星系 M32。其余的系统是不规则星系,或更暗的矮不规则星系,矮椭圆星系和矮球状星系。这些较小的星系许多都在或者围绕银河系或者围绕 M31 运转。

表 4.1 列出了离太阳百万秒差距以内本星系群的已知或可能的成员。每个成员的视亮度一般已知到 10%以内,银河系是个例外,我们在银盘内的位置提出了特殊的问题。得出本群星系距离的方法是,挑出个别恒星,测量它们的视亮度,用造父变星周光关系这类方法估计其真光度。以这样的方式,到十来个最亮星系的距离可以测量到误差 10%以内。但在不那么亮的星系中可用的恒星较少,所以距离较不确定;对于某些矮星系,知道的距离不优于一个因子 2。

星系在本群中不是随机分布的;许多小成员是 M31 或银河系的伴星系。图 4.2 的右边显示,银河系 11 个已知的伴星系中多数靠近一个平面——它们可能是从单个被俘获进入围绕银河系轨道的气体云形成的。仙女星系也有自己的一批伴侣;但许多小系统是“自由飞行者”,离任何较大的星系很远。本星系群可能包含仍未发现的矮星系;特别是,这些星系可能隐藏在银河系盘的尘埃后面。本星系群含有 3 个旋涡星系,但只有一个小的椭圆星系。同典型的星系群一样,它含“晚型”星系(旋涡星系和不规则星系)多,而含“早型”的巨椭圆星系和 S0 星系少。



图4.1 本星系群中的星系，以相同的线性标度和同样的面亮度水平显示，旋涡星系和不规则星系明显凸出，而矮椭圆星系刚刚可见 (B. Binggeli)

表 4.1 离太阳 1Mpc 以内本星系群的星系:银河系及其伴星系以
黑体字标出;M31 及其伴星系用斜体列出

星系	类型	d (kpc)	L_V ($10^7 L_\odot$)	$V_r(\odot)$ (km s^{-1})	l (deg)	b (deg)	$\mathcal{M}(\text{HI})$ ($10^6 \mathcal{M}_\odot$)
M31(NGC 224)	Sb	770	2700	-300	121	-22	5700
Milky Way	Sbc	8	1500	-10	0	0	4000
M33(NGC 598)	Sc	850	550	-183	134	-31	1500
Large MC	SBm	50	200	274	280	-33	500
Small MC	Irr	63	55	148	303	-44	400
NGC 205	dE	830	40	-244	121	-21	0.4
M 32(NGC 221)	E2	770	40	-205	121	-22	$<2.5^c$
NGC 6822	dIrr	500	10	-56	25	-18	140 ^c
IC 10	dIrr	660	16	-344	119	-3	100
NGC 185	dE	620	13	-202	121	-15	0.1
NGC 147	dE	760	12	-193	120	-14	没有
Sagittarius	dSph	30	8	170	6	-14	没有
IC 1613(DDO 8)	dIrr	715	6	-233	130	-61	60
WLM(DDO 221)	dIrr	950	5	-120	76	-74	60
Pegasus (DDO 216)	dIrr/dSph	760	1	-182	95	-44	3
Fornax	dSph	140	1.5	53	237	-66	<0.7
Sagittarius DIG	dIrr	1050	0.7	-78	21	-16	9
<i>And I</i>	dSph	790	0.5	-380	122	-25	没有
Leo I (DDO 74)	dSph	270	0.5	285	226	49	没有
<i>And VII/Cas dSph</i>	dSph	760	0.5	-307	110	-10	
<i>And II</i>	dSph	680	0.2	-188	129	-29	
Sculptor	dSph	88	0.2	107	288	-83	$\leq 0.1^c$
LGS3(Pisces)	dIrr/dSph	620	0.13	-286	127	-41	0.2
Aquarius(DDO 210)	dIrr/dSph	950	0.1	-137	34	-31	3
<i>And III</i>	dSph	760	0.1	-355	119	-26	没有
Phoenix	dIrr/dSph	405	0.09	56	272	-69	~ 0.2
Cetus	dSph	775	0.09		101	-73	
Leo II (DDO 93)	dSph	205	0.06	76	220	67	没有
Tucana	dSph	870	0.06		323	-47	没有
Sextans	dSph	85	0.05	225	244	42	没有

续表

星系	类型	d (kpc)	L_V ($10^7 L_\odot$)	$V_r(\odot)$ (km s^{-1})	l (deg)	b (deg)	$M(\text{HI})$ ($10^6 M_\odot$)
Draco(DDO 208)	dSph	80	0.05	-293	86	35	没有
Carina	dSph	95	0.04	223	260	-22	没有
And V	dSph	810	0.04	-403	126	-15	
Ursa Minor	dSph	70	0.03	-247	105	45	没有
And IX	dSph	790	0.02	-210	123	-20	
Ursa Major	dSph	~100	0.004	-52	160	54	

注： d 是从太阳测量的； $V_r(\odot)$ 是相对于太阳的视向速度。“没有”HI意味着少于 $10^5 M_\odot$ 。HI表示同M31的盘(M32)，银河发射(NGC 6822)，或麦哲伦流(玉夫星系)相混。仙女Ⅷ可能是M31盘中的一个恒星集中。

154

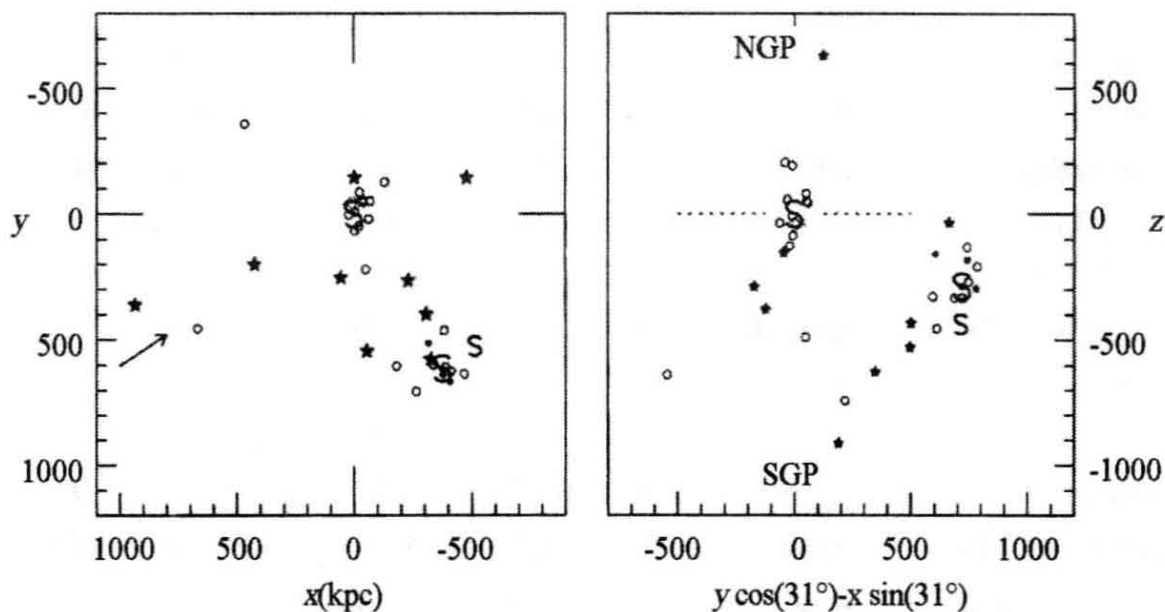
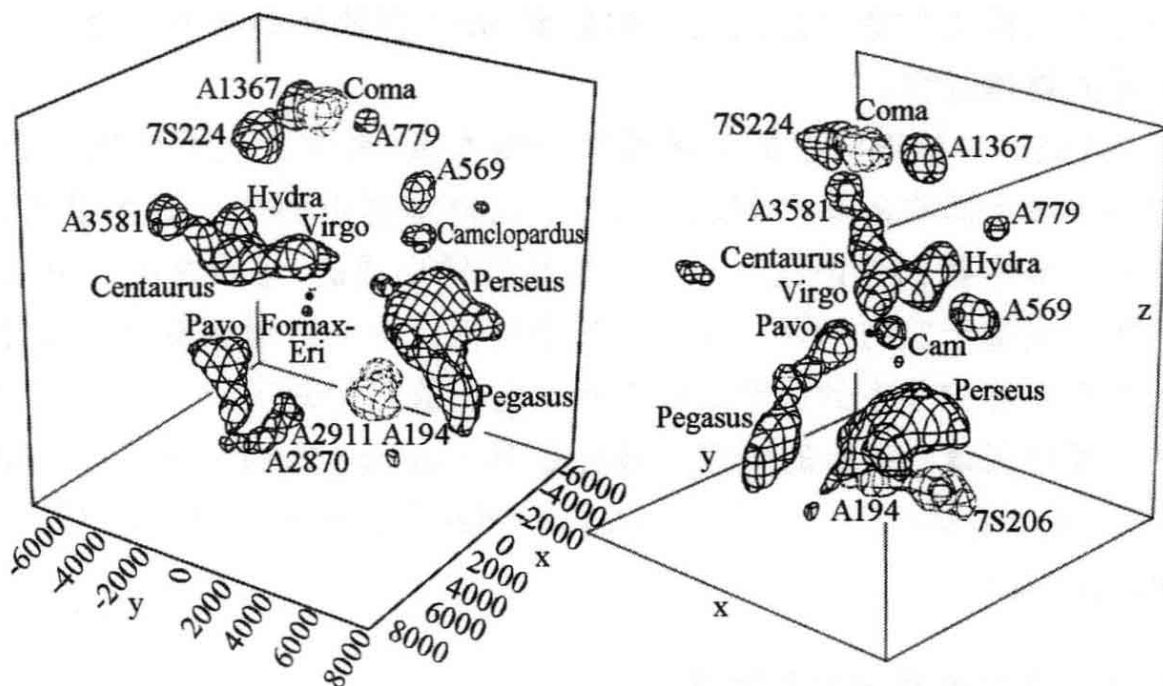


图 4.2 本星系群：银河系在 origin。旋涡星系用 S 表征；星号表示麦哲伦云；实星符表示不规则星系；圈表示椭圆星系和矮椭圆星系(实)以及矮椭球星系(空)。左图，投影在银道面上的位置； x 轴指向银心， y 在太阳轨道运动方向。箭头表示右图的视线方向。右图，垂直于包含 M31 和指向北银极的 z 轴平面的视图。点线表示银河系中平面。银河系的许多伴星系(包括麦哲伦云)都处于一个平面附近

在本星系群中，相互的引力吸引强到足以克服宇宙的普遍膨胀。计及太阳围绕银河系的运动，我们发现银河系和仙女星系正在彼此

靠近而不是退行,靠近的速度约为 120km s^{-1} 。只有对于银河系紧邻的伴星系,我们才能测量其自行(什么样的自行相当于距离 100kpc 处的 $V_t = 120\text{km s}^{-1}$?)甚至这也很难,因为我们必须用暗弱遥远的类星体和星系来定义不动的参考架。但是视向速度是容易求得的。它们几乎全在银河系和 M31 共同运动的 60km s^{-1} 以内;本群星系动能太小以至不能逃逸。

正如太阳附近的恒星集中在银盘内一样,约 30Mpc 以内的星系也形成一个大致扁平的分布。它们处于超星系道面附近,在方向 $l=140^\circ$ 和 $l=320^\circ$ 近似垂直于银盘。我们将在 7.1 节讨论超星系坐标。图 4.3 显示了本星系群附近的主要星系聚集。可以看到著名的室女座星系团($15\sim 20\text{Mpc}$ 远)和后发座星系团(在 $70h^{-1}\text{Mpc}$ 处)构成了一个较大复合体的部分。宇宙的大部分体积几乎是没有星系的。



155

图 4.3 离本星系群 $80 h^{-1}\text{Mpc}$ 内的星系聚集:“网”包围着密度 $\geq 50\%$ 平均值的区域。实点表征原点位置, x, y, z 轴如图 4.2。到每个星系的距离 d 是按哈勃定律计算的:轴上显示的 $H_0 d$ 以 km s^{-1} 为单位。取自 Abell 星系团表的天体标有 A。左图,从 $(l, b) = (35^\circ, 25^\circ)$, 垂直于超银道 $X-Y$ 平面看;右图,从 $(l, b) = (125^\circ, 25^\circ)$, 几乎沿该平面看(M. Hudson 1993 MNRAS 265, 43)

所有星系中约有一半是在尺度为数百万秒差距的星系团或星系群中发现的,这些团或群致密得足以使它们的引力到现在已经阻止了宇宙膨胀。另一半则处于较稀疏的星系云和星系协中,在如图 8.3 所示那样的巨壁和长条内;这些结构正在塌缩,或者至少正在比宇宙整体慢得多地膨胀。正如太阳是一颗其质量和光度中等的典型恒星那样,本星系群是一种典型的星系环境:它没有室女座或后发座星系团那样致密,但包含了足够的质量能将星系束缚在一起。

我们本群中星系的聚集提供了近距研究各种系统的机会。特别是,我们能够区别或者分辨这些近邻星系中的个别恒星。和银河星团一样,我们可以将它们的颜色-星等图同恒星结构理论的预言进行比较,来决定星族是怎样构建起来的。天文学家也利用本星系群的优点来搜集像造父这类变星的数据,并研究那些影响近距交会中星系的物理过程。

我们以讨论银河系的伴星系来开始本章,考虑在大系统周围运转的小星系面临的某些问题。4.2 节比较本群中的 3 个旋涡星系;在 4.3 节中我们考虑这些星系可能是怎样形成的,以及其中的恒星如何生成重于氦的元素。在 4.4 节中我们讨论各种矮星系;最后,我们考虑本群中星系的运动怎样揭示了它们最终的命运。

延伸阅读: 最新的研究生教材是 S. van den Bergh, 2000, *The Galaxies of the Local Group* (Cambridge University Press, Cambridge, UK)。

4.1 银河系的伴星系

银河系最显赫的伴星系是两个麦哲伦云;在南半球,即使在城市灯光中也容易用肉眼看见它们。这些富气星系正在形成许多新恒星和星团。John Herschel 把他父亲 William 猎取星云的工作延伸到南天,他在 1851 年写道“有许多星云,既有规则的也有不规则的;有各种凝聚状态的球状星团;一些天体带有非常特殊的星云状特征,任何其他天区都没有与之类似之物。这些天体的聚集[星团]就是如

此……它们远远超过了任何其他天区,甚至是多星云天区最拥挤部分的平均”(Outlines of Astronomy, Longmans, London, p. 164)。像银河系一样,麦哲伦云有年龄范围很宽的恒星和星团。它们含有一些变星,可以同银河系中的变星进行比较和标定,用作“标准烛光”来估计本群以外星系的距离。

反之,银河系的矮椭球伴星系弥漫得在天空中几乎不可见。这些老年和中年恒星组成的系统几乎不含能形成新恒星的气态物质。矮椭球星系的恒星含有的质量是如此少,以至这类小星系中某一些可能因为被银河系引力场扯碎而处于瓦解过程之中。

4.1.1 麦哲伦云

大麦哲伦云(LMC)在天空测得的尺度为 $15^{\circ} \times 13^{\circ}$,所以它长约14kpc;小麦哲伦云(SMC)覆盖 $7^{\circ} \times 4^{\circ}$,延伸约8kpc。LMC约有银河系光度的10%,光度 $L \approx 2 \times 10^9 L_{\odot}$,是本星系群第4个最亮的成员;SMC大约要暗10倍;见表4.1。LMC,Sm型“麦哲伦旋涡星系”的原型,基本上是一个扁平盘,相对于天空平面倾斜约 45° ;从HI气体测得的旋转速度达 80 km s^{-1} 。它有一个强棒,只有一条短而粗的旋臂(图4.4)。盘内气体并不绕棒对称地旋转;相反,轨道中心在明亮区域西北约0.9kpc或 1° 处。SMC则非常不同;它是一个拉长的“雪茄烟”结构,大约呈端向,沿视线方向深约15kpc。它的恒星显示出无组织的运动。 157

有些天文学家会把两个麦哲伦云都分类为不规则星系。它们有丰富的年轻恒星(如图4.5的颜色-星等图所显示),同银河系相比,遮挡这种光的尘埃较少。因此这两个星云在可见光波段呈蓝色,在紫外波段很亮。恒星形成区散布于这两个系统,它们也富有氢气,即恒星形成的原材料。LMC的 H_{α} 图像显示出空洞、圈环和纤维,它们也存在于HI盘中(图4.4)。其中某些同恒星诞生的地点重合,那里的超新星和热星风给予周围的星际气体足够的动量,把较冷的HI气体推到一边,形成一个大热泡。这种形态对不规则星系是典型的;见4.4节。 158

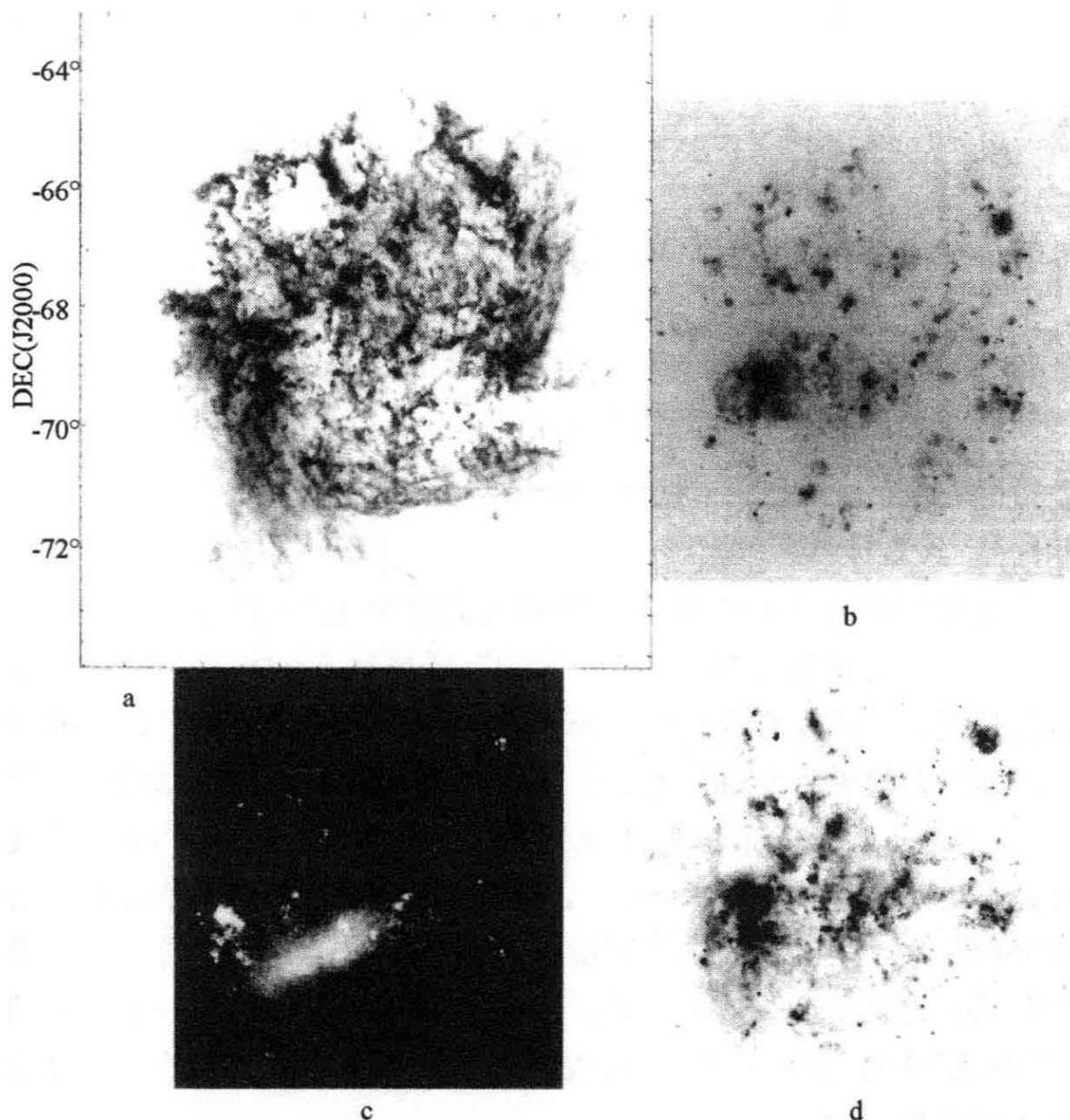


图 4.4 大麦哲伦云:(a)延展的相当对称的 HI 气体盘;(b)在 $H\alpha$ 我们看到年轻大质量星周围的热气体,和最凸出的亮区剑鱼座 30;(c)光学像显示出致密的恒星棒和年轻恒星的团块和棒左端上方附近的剑鱼座 30;(d) $24\mu\text{m}$ 处红外光显示年轻恒星加热的尘埃。HI 图跨越 10° ,或 $\sim 8.5\text{kpc}$;其他为 7° (S. Kim and L. Staveley-Smith; K. Henize(华盛顿卡内基研究所天文台提供); Spitzer)

每个麦哲伦云都含有数亿倍太阳质量的中性氢。HI 质量同蓝光光度(都以太阳单位测量)的比值,是星系将气体转变为恒星过程进展的有用量度。对于银河系, $M(\text{HI})/L_B \approx 0.1$,对于 LMC 约为 0.3,对于 SMC 和不规则星系, $M(\text{HI})/L_B \approx 1$ 。矮椭球星系几乎不

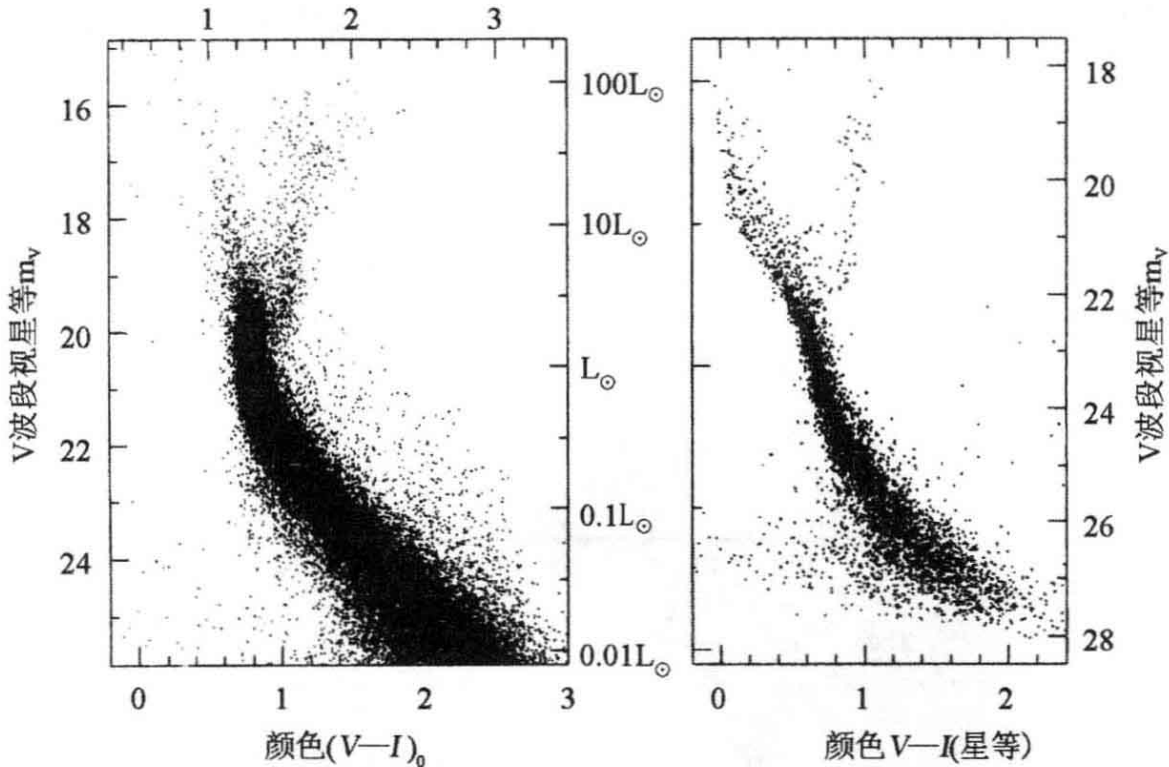


图 4.5 左图,银河系核球中恒星的色—星等图;下面的标度是经尘埃红化效应修正的颜色。宽的主序表示恒星年龄的范围,但水平支不可见(参考图 2.14)。右图,大麦哲伦云盘内一小片的恒星。注意明亮的蓝星;主序比核球蓝,因为恒星较贫金属(J. Holtzman)

含任何 HI 气体。

包含年轻星团的气体“桥”连接着这两个星云,而一系列大的气体云则拖过了 SMC(图 4.6)。这个麦哲伦流在近似通过 $l=90^\circ$ 和 $l=270^\circ$ 的大圆上环绕了天空三分之一。它包含了另外 $2 \times 10^8 M_\odot$ 的 HI 气体。

问题 4.1 在图 4.5 的右图中,用表 1.4—1.6 的数据近似地估计 LMC 最亮恒星的光谱型。

麦哲伦云在环绕彼此运转,它们也在一个几乎穿过银极的平面内环绕银河系运行。正如地球人造卫星受高层大气阻力失去能量那样,麦哲伦云的轨道也会随着能量流入银河系中恒星的随机运动而慢慢衰变;我们将在 5.6 节进一步讨论这个过程。我们能够解释麦哲伦云和麦哲伦流目前的位置和速度,只要这两个星系处于环绕银河系的偏心抛入轨道,周期约 2Gyr,并且在(200—400)Myr 以前曾经走过

160 距银河系最近的点。大小麦哲伦云的中心现在相距约 25 kpc,但是它们在上次通过近星系点时可能来到彼此相距 10 kpc 以内。在那时,LMC 的引力吸引把 SMC 的中心氢气体拉出,就是我们现在看到的麦哲伦流。银河系和 LMC 的联合引力显然使 SMC 发生了变形,甚或使它不再作为一个束缚系统;碎片现在正慢慢地流走。

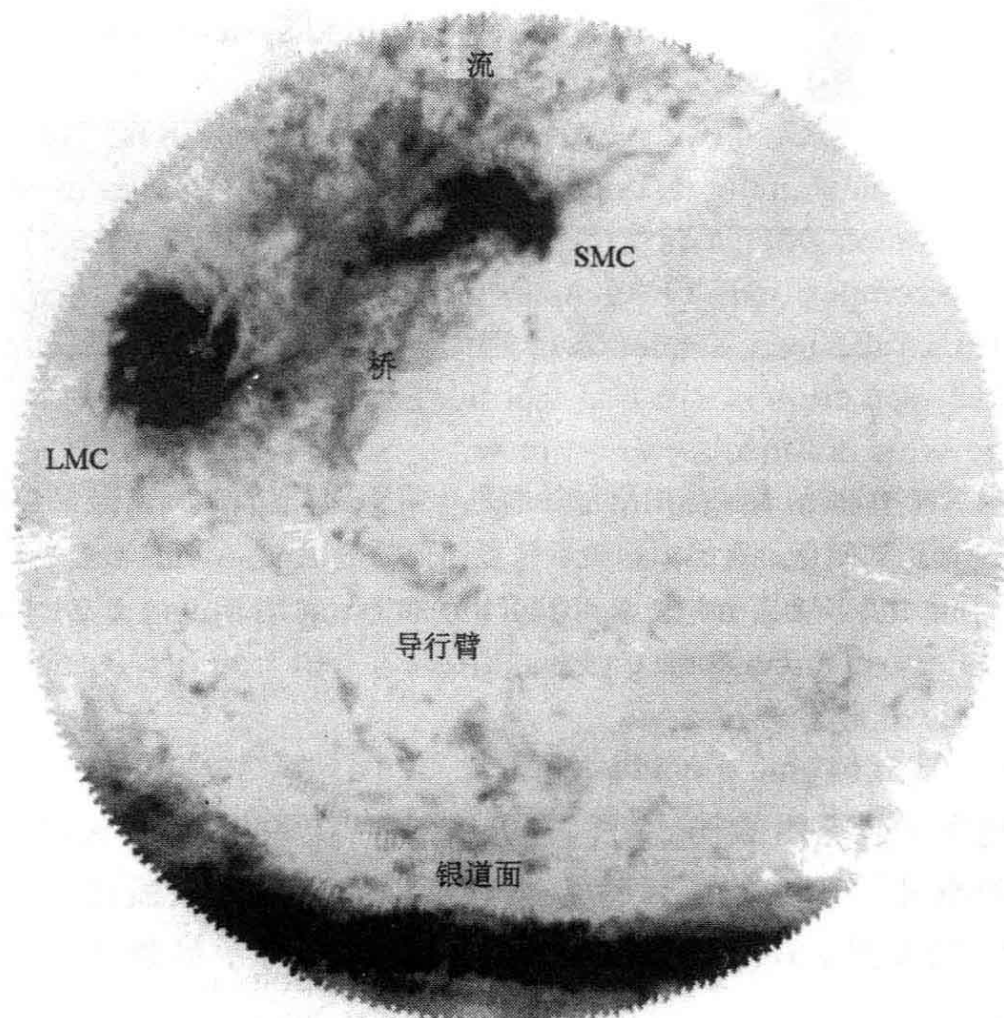


图 4.6 麦哲伦云中的 HI 和麦哲伦流。本图以南天极为中心,延伸到 $\delta = -62^\circ$; 顶部为赤经 0^h (M. Putman et al. 1998 Nature 394, 752; c 1998, Macmillan Magazines Ltd)

麦哲伦云星团极为丰富。它们的距离近得足以分辨出个别的主序星;所以,正如在 2.2 节中一样,我们可以用这些星团的颜色—星等图求出它们的年龄、距离和化学成分。将 LMC 星团内仍在主序上的那些恒星的视亮度,同银河系疏散星团中的进行比较,我们发现 LMC 离太阳 50 kpc。这与我们在 2.2 节中从 SN1987A 周围气体的

观测估计的距离大致相同。测量 LMC 的 HI 盘旋转速度并用式 (3.20), 我们得到离中心 11 kpc 以内的质量为 $(1.5-2) \times 10^{10} M_{\odot}$ 。对于 SMC, 通过比较其老星团内巨星支上的恒星同银河系球状星团内的恒星, 以及从它的变星, 我们发现其距离为 60 kpc。

LMC 有一些球状星团和我们银河系的类似, 尽管不是那么致密。它们年龄老 (≥ 10 Gyr) 且重元素贫乏: 有的还不到太阳金属丰度的 1/100。同银河系对照, 老的贫金属恒星和星团并没有形成贫金属晕; 而是处于增厚的盘中。它们的随机运动是 $\sigma_r \approx 25-35 \text{ km s}^{-1}$, 大于对 HI 云测得的 $\sim 10 \text{ km s}^{-1}$ 。贫金属天体显示出很强的非对称星流(见 2.2 节); 它们的旋转速度只有 50 km s^{-1} , 比气体盘慢。

LMC 星团中几乎没有年龄处于范围 4~10 Gyr 者, 这个星系在那个时期形成的恒星可能非常少。有许多较年轻的星团和星协; 其中有一些可能在约 50 Myr 以前形成, 那时 LMC 和 SMC 发生了上一次近交会。有一些的成员数比大多数银河系疏散星团多 100 倍; 它们可能是 LMC 球状星团的年轻形式。最亮的是剑鱼座 30 星云中的星团 R136, 它是图 4.4 的 H_{α} 图像左边非常亮的峰。这个星团年龄约 3.5 Myr, 在蓝光波段其光度为 $L_B \approx 10^7 L_{\odot}$ 。最年轻的恒星和星际气体重元素最丰富, 为太阳金属丰度的三分之一到一半。

SMC 的星团如同在 LMC 中发现的一样覆盖了相同的年龄范围, 但不存在其间几乎没有星团形成的时间空隙。它们的大多数恒星可能具有中等年龄, 在几十亿年和 ~ 12 Gyr 之间。气体和最年轻的星团在金属方面比 LMC 的贫乏, 只有太阳丰度的 20%—30%。

4.1.2 变星作为“标准烛光”

天琴座 RR 型变星和造父变星对于求得本星系群之内和以外星系的距离是很有用的。我们在 2.2 节中曾讨论过天琴座 RR 型变星; 它们是正在其核内燃烧氦的小质量星, $L \approx 50 L_{\odot}$, 亮度变化的周期约半天。造父变星是大质量的氦燃烧星, 光度范围高达 $1000 L_{\odot}$, 脉动周期从 1 到 50 天。这两类星都相当容易证认, 方法是以合适的

时间间隔拍摄星系的若干幅图像,寻找那些亮度以预期方式变化的星。

Henrietta Leavitt 在 1912 年发现,大麦哲伦云中的造父变星越亮者变化周期越长(图 4.7)。因为所有这些星到我们的距离大约相同,看起来较亮的星事实上光度就较高;于是我们就有了周期—光度关系。如果我们在另一个星系中测量了造父变星的周期和视亮度,并假设这些星和它们周期相同的 LMC 对应者具有同样光度,我们就可以用(1.1)式估计出该星系的距离。需要小心的是,星光输出也依赖于化学成分;银河系盘内(那里金属丰度较高)的造父变星比那些周期相同但重元素比例较小的星更亮。我们也必须对星际尘埃使恒星变暗和变红的效应进行修正。借助哈勃空间望远镜,我们可以用天琴座 RR 型变星求得 2—3Mpc 之内星系的距离;用造父变星则可以远到 30Mpc。

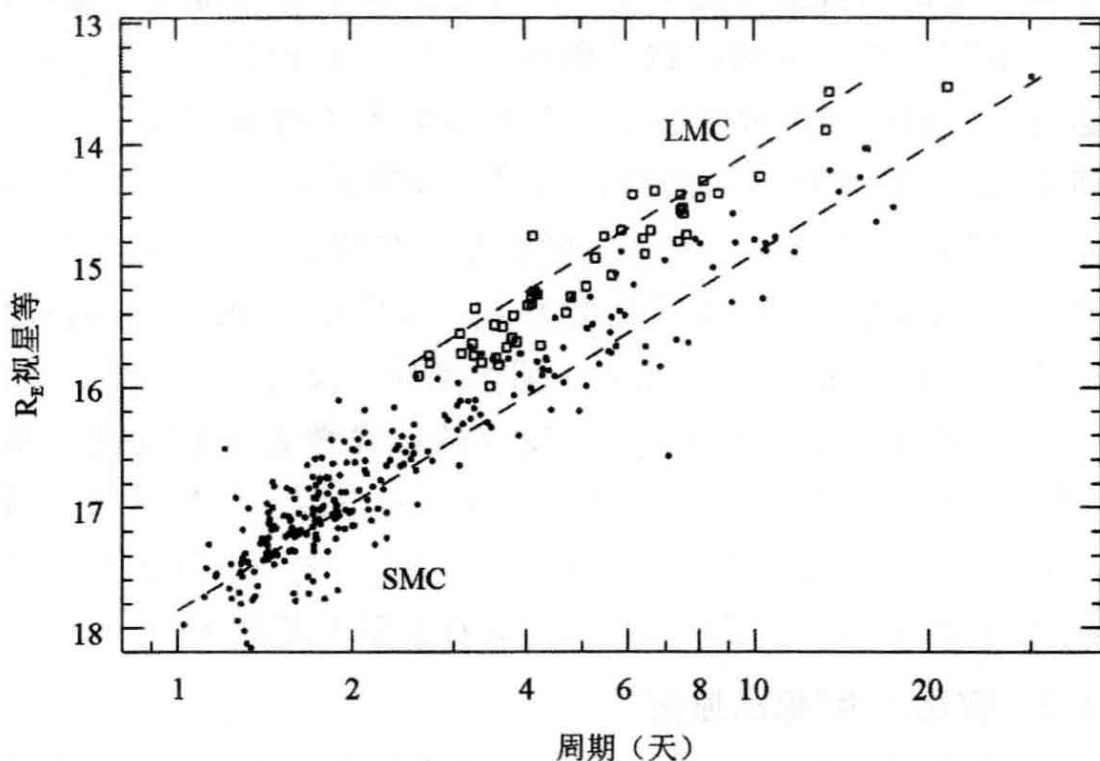


图 4.7 大麦哲伦云中造父变星(方块)和小麦哲伦云中造父变星(实点)的视星等和以天为单位的周期;长画线显示平均的周光关系(J. P. Beaulieu)

在较远的星系中寻找和近处发现的性质相似的天体,并假设遥

远天体具有和它们近邻对应者相同的光度,这种技术称为**标准烛光法**。我们通常没有其他办法来估计距离,但这种方法可能把我们引入迷途;河外天文学的历史包含了许多导出距离错得令人绝望的情形。例如,在20世纪20年代哈勃观测了M31盘中的造父变星,假设它们和银河系中看起来相似的星具有同样光度,从而求得了它们的距离。但是,银河系盘内造父变星的距离(从而其光度)由于它们的光被星际尘埃变暗而被低估。此外,银河系球状星团中的室女座W型变星,曾经被认为同造父变星一样亮,事实上却暗得多。因为这些错误,哈勃得到的结果是,M31中的造父变星比它们事实上暗了1.5星等,所以他测得的到该星系的距离只有实际值的一半。然后他用式(1.28)推得宇宙的膨胀年龄 t_H 竟然明显小于地球的年龄!

162

4.1.3 矮椭球星系

银河系的随员也包含至少十个矮椭球星系,以它们出现的星座

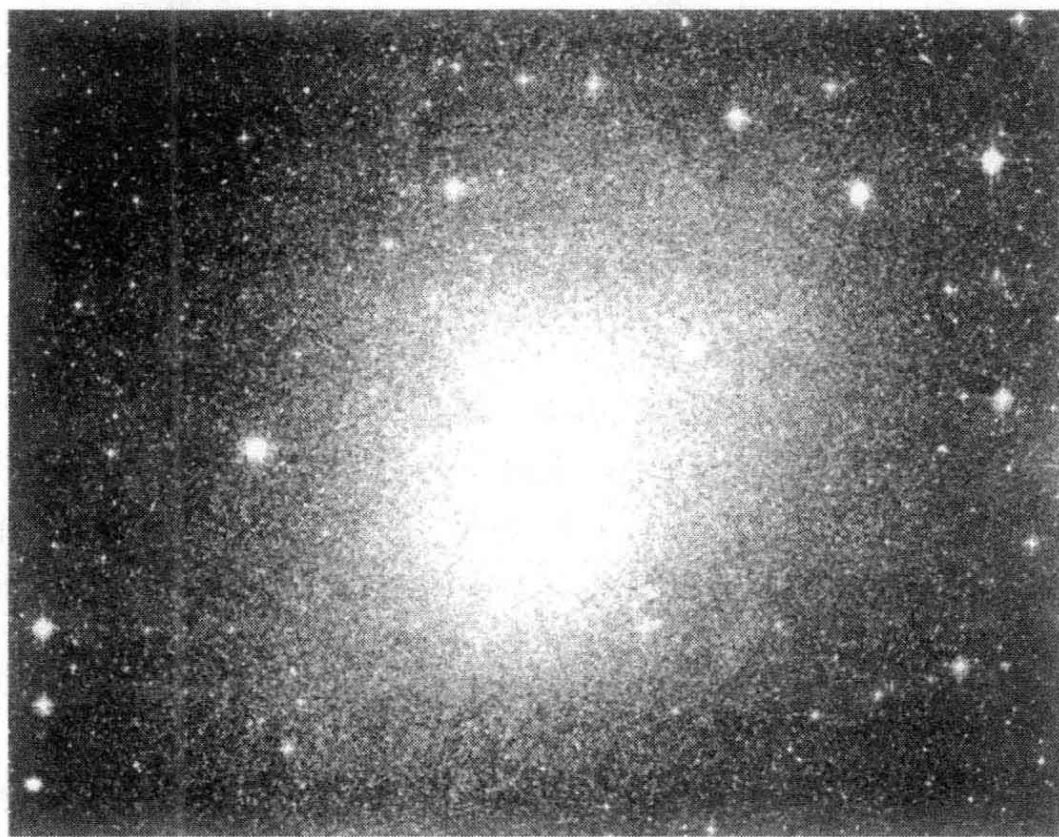


图 4.8 天炉座矮椭球星系;它比大麦哲伦云弥漫得多。亮天体是银河系中的恒星(D. Malin, Anglo-Australian Observatory)

命名。它们的面亮度大约比麦哲伦云低 100 倍,图 4.8 显示,要把它们从众多银河系前景星中认出来是多么困难。首批银河系的矮椭球星系是 1938 年发现的 Sculptor(玉夫座)和 Fornax(天炉座)矮椭球星系;人马座矮椭球星系只是到 1994 年才发现,而发现大熊座星系是在 2005 年。几乎可以肯定,本星系群含有尚未发现的低面亮度星系。同麦哲伦云相反,矮椭球星系实际上没有气体,它们几乎不含比 1—2Gyr 更年轻的恒星。它们全都含有一些非常老的恒星,比如天琴座 RR 型变星,它需要至少 10Gyr 才能演化到那个阶段。这些星系开始形成它们的恒星像银河系的“巨”星系那样早。

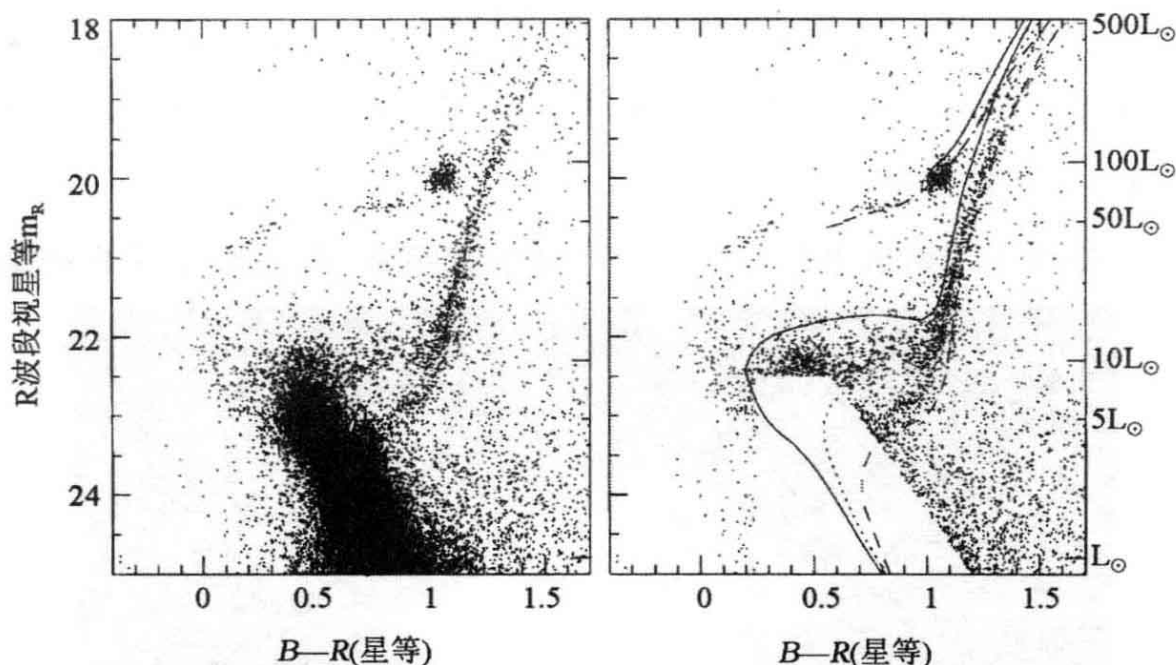


图 4.9 左,船底座矮椭球星系中恒星的颜色—星等图。右,叠加上年龄为 3Gyr(实线)、7Gyr(点线)和 15Gyr(长画线)的贫金属星($Z=Z_{\odot}/50$)的等龄线。我们看到处于 $B-R, m_R = (1, 20)$ 的年轻红团簇星和水平支上的老星。该星系的距离模数取 $(m-M)_0 = 20.03$;假设尘埃红化使恒星在 B 波段变暗 0.108 等,在 R 波段变暗 0.067 等(T. Smecker-Hane; A. Cole, Padova 恒星演化程)

最小的矮椭球星系只有较大的球状星团那么亮,尽管它们的半径要大得多(表 4.2)。但我们的矮椭球星系是真正的星系,而不只是另一种形式的星团。天炉星系,或许人马星系都有它们自己的球状星团。同银河系内的星团不一样,矮星系并不是一次就形成了

它们所有的恒星;它们全都包含着在数十亿年间从具有不同重元素丰度的气体中诞生的恒星。图 4.9 显示了船底座矮星系中恒星的颜色-星等图,以及对贫金属星计算的等龄线。只有约 2% 的恒星年轻于约 2.5Gyr,其余的看来是差不多在 3、7 和 15Gyr 以前的 3 次爆发中诞生的。即使是最亮的矮椭球星系,重元素丰度也只有太阳的 1/30,较暗的星系甚至更贫金属;见表 4.2。按照 4.3 节中讨论的简单模型,那些将其所有气体都转变成了恒星的星系大致具有太阳的重元素丰度。它们的低金属丰度提示,这些星系已把它们的金属增丰气体大量丢失到星系际空间去了。

表 4.2 矮星系同 M33 的核星团和 3 个银河系球状星团的比较

恒星系统	L_V ($10^7 L_\odot$)	σ_r (km s^{-1})	r_c (pc)	r_t (pc)	t_{sf} (Gyr)	M/L_V (M_\odot/L_\odot)	$\log_{10}(Z/Z_\odot)$ 范围
NGC 147 dE	12	20~30	260	1000	3~5	7 ± 3	-1.5 至 -0.7
NGC 185 dE	13	20	170	2000	<0.5	5 ± 2	-1.2 至 -0.8
飞马座 dIrr	1	9(H I)		500(H I)	<0.1	2-4	-2.3 至 -1.7
天炉座 dSph	1.5	13	400	5000	<2	~15	-2 至 -0.4
M33 核心	0.25	24	<0.4		<1:	~1	-1.9 至 -0.7
玉夫座 dSph	0.2	9	200	2000	>10	~10	-2.6 至 -0.8
ω Cen gc	0.1	20	4	70	>10	2.5	-1.6 至 -1.2
M15 gc	0.04	12	<0.01	85	>10	2	-2.15
船底座 dSph	0.04	7	200	900	2~10	~40	-2.7 至 -0.3
M 92 gc	0.02	5	0.5	50	>10	1.5	-2.15

注:速度弥散 σ_r 在中心最高;在核半径后,面亮度降到中心值的一半,在裁断半径 r_t 降到近于零; t_{sf} 为最近一次显著恒星形成以来的时间,指出了不确定的值; Z/Z_\odot 是相对于太阳的平均金属丰度。H I 表示测量值来自 H I 而不是恒星;gc 表示球状星团。

用表 4.2 的信息,我们可以从矮椭球星系的大小和其恒星的视向速度来估计它们的质量。恒星的随机速度与在球状星团内测得的值没有很大不同,但矮星系中的恒星散布的距离要大 10 或者 100 倍。所以,如果我们假设这些星系处于定态,并用式(3.44)的位力定理来计算质量,我们发现质光比 M/L 远大于球状星团。对于光度最低的矮椭球星系小熊、船底和天龙, M/L 甚至高于银河系的测量

值(2.3节)或旋涡星系中的值(5.3节)。矮椭球星系可能主要是由暗物质组成的,明亮的恒星仅仅是“糕饼上的糖衣”。

问题 4.2 船底座矮椭球星系的速度弥散 σ 比球状星团半人马座 ω 中心小 3 倍,而船底座星系的核半径要大 50 倍。用位力定理证明,船底座星系的质量大约是半人马座 ω 的 6 倍,所以 M/L 必定大 16 倍。

165 另一种可能性是,某些矮椭球星系并不处于平衡状态,而是正在被银河系的引力场扯碎。新近发现的人马座矮椭球星系几乎肯定正在失去它的某些恒星。它几乎处于银盘内,离银心只有 20kpc。它受到强烈形变,在天空散布 $22^\circ \times 7^\circ$,相当于 $12 \text{ kpc} \times 4 \text{ kpc}$ 那么大的范围。要想知道银河系的其他伴星系是否能够把自己维持在一起,我们现在来看看一个星团或伴星系在银河系引力场中得以成活的条件。

4.1.4 轨道寿命:潮汐条件

当一个小星系或星团围绕一个大星系运行时,它的恒星会受到随时间改变的联合引力:它们不再按式(3.27)保持其能量守恒。这是著名的不可解“三体问题”,其中许多可能的轨道是混沌的;恒星位置或速度的微小变化对其后续运动有巨大影响。但是,如果伴星系遵循圆轨道,并且在绕联合系统质心均匀转动的参考系中引力势是常数,我们可以为恒星的运动定义一个**有效势** Φ_{eff} ,并为不再守恒的能量找个替身。

如果矢量 \mathbf{u} 在惯性系中是不旋转的常量,那么在以常角速度 Ω 旋转的参考系中的观测者,将看到它以速率 $d\mathbf{u}/dt' = -\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{u}$ 改变,式中 d/dt' 表示由旋转观测者测得的导数。(在惯性系中取笛卡儿坐标,并记 $\boldsymbol{\Omega} = \Omega \mathbf{z}$ 来验证这一点;看看对于旋转观测者,一个矢量沿着 x, y, z 轴中的每一个如何改变。)设恒星对惯性系有位置 \mathbf{x} 和速度 \mathbf{v} 。那么,如果旋转观测者选择这样的坐标,使得恒星在那个参考系中的位置 \mathbf{x}' 同 \mathbf{x} 瞬时重合,他测得它的速度为:

$$\mathbf{v}' \equiv \frac{d\mathbf{x}'}{dt'} = \mathbf{v} - \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{x}. \quad (4.1)$$

对于旋转观测者,恒星的速度 \mathbf{v}' 以速率:

$$\begin{aligned}\frac{d\mathbf{v}'}{dt'} &= \frac{d\mathbf{v}}{dt} - \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v}' = \frac{d\mathbf{v}}{dt} - \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v} - \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v}' \\ &= -\nabla\Phi - 2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v}' - \boldsymbol{\Omega} \times (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{x})\end{aligned}\quad (4.2)$$

变化。 \mathbf{v}' 同最后一项的标量积是(见表 A.2):

$$\begin{aligned}-\mathbf{v}' \cdot \boldsymbol{\Omega} \times (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{x}) &= \Omega^2 (\mathbf{x} \cdot \mathbf{v}') - (\mathbf{v}' \cdot \boldsymbol{\Omega})(\boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{x}) \\ &= \frac{1}{2} \frac{d}{dt'} [(\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{x})^2].\end{aligned}$$

因为 $\mathbf{v}' \cdot (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v}') = 0$ 且 $\mathbf{x}' = \mathbf{x}$ 。取 \mathbf{v}' 同式(4.2)的标量积得:

$$\frac{1}{2} \frac{d}{dt'} [\mathbf{v}'^2 - (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{x}')^2] = -\mathbf{v}' \cdot \nabla\Phi(\mathbf{x}').\quad (4.3)$$

如果选择 $\boldsymbol{\Omega}$ 跟随伴星系的轨道,那么在旋转系中引力势 Φ 就不依赖于时间;所以在粒子位置处的势以速率 $d\Phi/dt' = \mathbf{v}' \cdot \nabla\Phi$ 。如果我们定义 **Jacobi 常数** E_J 为:

$$E_J = \frac{1}{2} \mathbf{v}'^2 + \Phi_{\text{eff}}(\mathbf{x}'), \text{ 式中 } \Phi_{\text{eff}}(\mathbf{x}') \equiv \Phi(\mathbf{x}') - \frac{1}{2} (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{x}')^2,\quad (4.4)$$

则式(4.3)意味着 E_J 沿恒星轨道不变。我们可以将 Jacobi 常数利用惯性系中测得的每单位质量的恒星能量 E 和角动量 \mathbf{L} 写出来:

$$\begin{aligned}E_J &= \frac{1}{2} (\mathbf{v} - \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{x})^2 + \Phi_{\text{eff}} = \frac{1}{2} \mathbf{v}^2 + \Phi(\mathbf{x}, t) - \boldsymbol{\Omega} \cdot (\mathbf{x} \times \mathbf{v}) \\ &= E - \boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{L}.\end{aligned}\quad (4.5)$$

问题 4.3 若取 $\boldsymbol{\Omega}$ 沿 z 轴,观察在 $x-y$ 平面内运动的粒子,你可以验证 E_J 的确是常数。从式(4.4)证明 $E_J = (v_x'^2 + v_y'^2)/2 + \Phi(\mathbf{x}') - \Omega^2(x'^2 + y'^2)/2$ 。写出由旋转观测者测得的 E_J 沿粒子轨道变化的速率 dE_J/dt' :你可用式(4.1)和式(4.2)求导数 $d x'/dt'$, $d v_x'/dt'$, 等等。该速率应当为零,表明 E_J 沿粒子轨道守恒。现在容许沿 z 方向运动,它对 $\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{x}$ 或 $\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v}$ 没有贡献,用你的计算证明 E_J 仍然守恒。

潮汐极限最简单的计算是让质点 m 和 M 分别代表伴星系和主星系,它们由距离 D 分开,同时围绕其共同质心 C 以角速度 $\boldsymbol{\Omega}$ 旋转。

如果我们从伴星系 m 向 M 测量距离 x 则 C 处于位置 $x = D M / (M+m)$; 沿两个系统的连线,

$$\Phi_{\text{eff}}(x) = -\frac{GM}{|D-x|} - \frac{Gm}{|x|} - \frac{\Omega^2}{2} \left(x - \frac{DM}{M+m}\right)^2. \quad (4.6)$$

有效势 Φ_{eff} 在头 3 个 Lagrange 点有 3 个极大值(图 4.10)。中间点 L_1 最低; 下一个最低点 L_2 在伴星系后面; L_3 在主星系后面。 $E_J < \Phi_{\text{eff}}(L_1)$ 的恒星必定要么同 M 要么同 m 保持束缚; 它不能游荡于两者之间。Lagrange 点通过解方程:

167

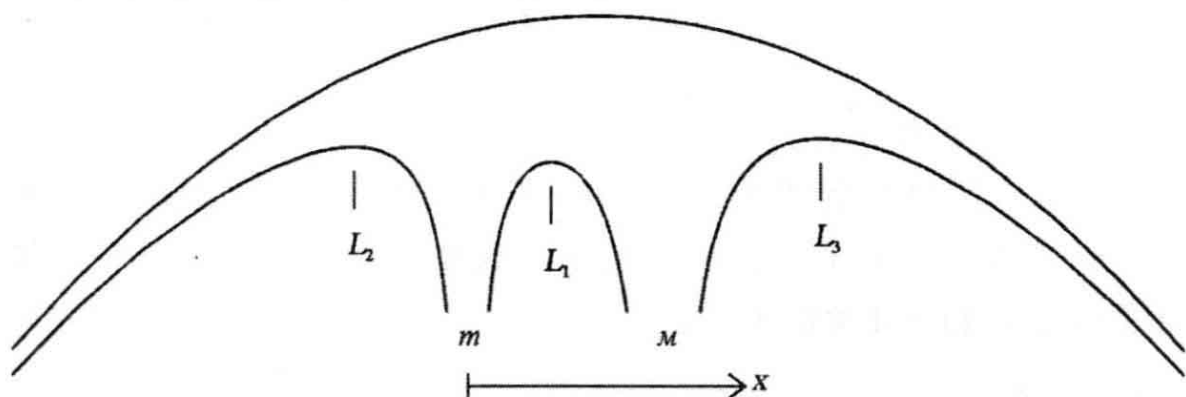


图 4.10 下面的曲线给出沿质量 m 和 M 连线的有效势 Φ_{eff} 。Lagrange 点 L_1, L_2 , 和 L_3 是 Φ_{eff} 的极值。上面的曲线显示式(4.6)的二次末项

$$0 = \frac{\partial \Phi_{\text{eff}}}{\partial x} = -\frac{GM}{(D-x)^2} \pm \frac{Gm}{x^2} - \Omega^2 \left(x - \frac{DM}{M+m}\right). \quad (4.7)$$

得到。 m 环绕 C 旋转的加速度 $\Omega^2 D M / (M+m)$ 是由于 M 的引力吸引, 同式(3.20)类比, 我们有:

$$\Omega^2 \frac{DM}{M+m} = \frac{GM}{D^2}, \text{ 所以 } \Omega^2 = \frac{G(M+m)}{D^3}. \quad (4.8)$$

如果伴星系的质量远小于主星系, L_1 和 L_2 将靠近 m 。将 Ω^2 代入式(4.7), 并按 x/D 的幂级数展开, 得:

$$0 \approx -\frac{GM}{D^2} - 2\frac{GM}{D^3}x \pm \frac{Gm}{x^2} - \frac{G(M+m)}{D^3} \left(x - \frac{DM}{M+m}\right). \quad (4.9)$$

所以在 Lagrange 点 L_1 和 L_2 分别有:

$$x = \pm r_J, \text{ 式中 } r_J = D \left(\frac{m}{3M+m}\right)^{1/3}. \quad (4.10)$$

那些不能游荡到离伴星系比 **Jacobi 半径** r_J 更远的恒星将仍然同它束缚着: r_J 有时称为 Roche 极限。注意 L_1 并不是来自 M 和 m 的引力相等的点, 而是离质量较小者更远些。Lagrange 点对于密近双星是重要的; 如果一颗星的外包层膨胀到 L_1 以外, 它的质量就开始流入另一颗星。

问题 4.4 证明太阳(质量 M)对月球的引力比地球(质量 m)强, 但月球仍然绕地球运转, 因为它的轨道半径 $r < r_J$ 。

168

当 $M \gg m$ 时, 式(4.10)告诉我们, 围绕伴星系半径为 r_J 的球内平均密度 $3m/(4\pi r_J^3)$, 正好等于围绕主星系半径为 D 的球内平均密度的 3 倍。暂时忽略来自主星系的力, 式(3.23)告诉我们, 在距离 r_J 处围绕伴星系运转的恒星的周期, 会大致等于伴星系自己的轨道周期。伴星系能够保持住那些近得足以使前者小于后者的恒星, 但保不住更远者。

问题 4.5 如果质量 M 被式(2.19)的“暗晕”势取代, 证明其中心周围半径 $r \gg a_H$ 内的质量是 $M(<r) \approx r V_H^2/G$ 。质量 $m \ll M (<D)$ 的伴星系在半径 $D \gg a_H$ 处运转。用来自暗晕势的力替换 4.7 式中质点 M 的力, 证明代替(4.10)式我们有:

$$r_J = D \left[\frac{m}{2M(<D)} \right]^{1/3}. \quad (4.11)$$

一般说来, 星团和伴星系并不遵循圆轨道。我们可以预期, 走得最近处的引力将决定哪些恒星仍然束缚着。3.2 节和表 4.2 的截断半径 r_t (恒星密度在那里降为零), 在轨道的近心点就应当近似等于 r_J 。这看来对银河系的球状星团是成立的, 但某些麦哲伦云的球状星团在其估计的近星系半径处却溢出了 Jacobi 极限。对于少数围绕星系的轨道, 不再束缚于这些星团的恒星也许仍然能够留在旁边。

LMC 的盘现在非常稳定, 足以对抗银河系的瓦解。麦哲伦云和麦哲伦流轨道的计算表明, 它现在离近心点不远, 在 LMC 目前距离 50 kpc 处绕银河系的圆轨道速度, 与太阳附近大约相同, $\sim 200 \text{ km s}^{-1}$ 。用式(3.20), 我们估计 LMC 轨道内的质量约为 $5 \times 10^{11} M_\odot$ 。LMC 的质量约为 $10^{10} M_\odot$, 所以根据式(4.11),

$$r_j \approx 50 \text{ kpc} \times \left(\frac{10^{10} M_\odot}{2 \times 5 \times 10^{11} M_\odot} \right)^{1/3} \approx 11 \text{ kpc}. \quad (4.12)$$

169 LMC 的盘安全地处于这个半径以内,但我们看到 SMC 离 LMC 太远以至不能束缚于它。下面的问题显示,某些矮星系可能正在被银河系的引力场扯碎。

问题 4.6 人马座矮椭球星系现在离银心约 20 kpc;求该半径以内银河系的质量,假设旋转曲线保持平坦, $V(R) \approx 200 \text{ km s}^{-1}$ 。证明,如果离其中心 5 kpc 的恒星仍然束缚于它,需要这个矮星系的质量约为 $6 \times 10^9 M_\odot$ 。证明这要求 $M/L_V \sim 70$,远大于表 4.2 中列出的值。

4.2 本星系群中的旋涡星系

本星系群含有 3 个旋涡星系:银河系、仙女星系 M31 和 M33。在 770 kpc 的距离上, M31 是用肉眼能够看见的最远天体; M33 稍远一点,但却难认得多。通过将这 3 个星系彼此进行比较,我们可以看到旋涡星系有哪些性质是共同的,它们又有哪些不同。

4.2.1 仙女星系

图 4.11 显示的 M31,在所有方面都是一个比我们银河系大的星系。它要亮 $\sim 50\%$;式(2.8)定义的盘标长 h_R 为 6—7 kpc,是银河系的两倍大;它旋转较快,在盘的大部分区域,速度 $V(R)$ 约为 260 km s^{-1} ,比银河系高出 $20\% - 30\%$ 。除了约 300 个已知的球状星团(超过银河系中的两倍)以外, M31 有它自己的若干伴星系。包括椭圆星系 M32, 3 个矮椭圆星系和几个矮椭球星系。

M31 的中央核球占其总光度的比例大于银河系的相应值,提供了测量光度的 $30\% - 40\%$ 。核球的视长轴同外面盘的长轴并没有排成一线。要么核球不是轴对称的,如果从盘的上方看会有些像卵形,要么它的赤道必须相对于盘平面倾斜。核球在紫外波段很暗,因为它几乎不含年轻恒星。同银河系一样,所有核球恒星的年龄至少为几十亿年,而且重元素一般是丰富的。核球含有稀化的电离气体,

以及少量较密的 HI 气体尘埃云(即人们看见的暗星云)。

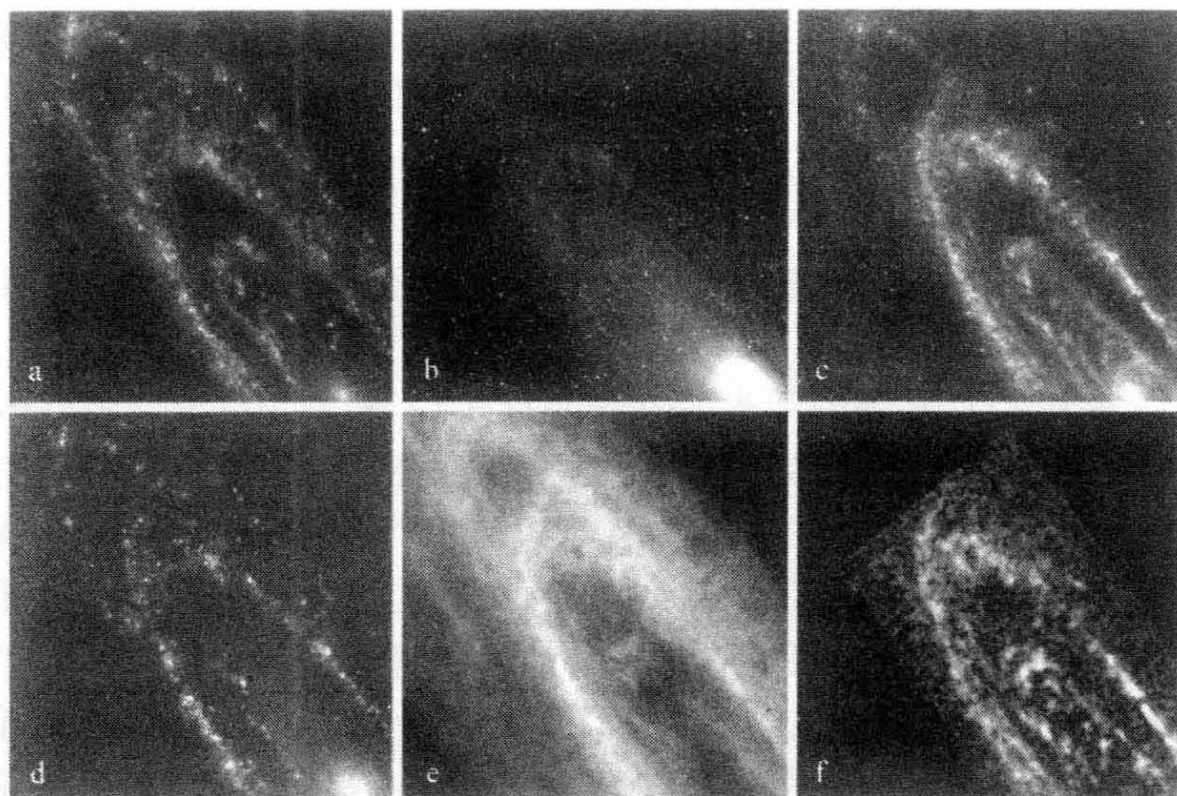


图 4.11 仙女星系 M31:(a)紫外光;(b)B 波段像显示凸出的核球;(c)暖尘埃在 $24\mu\text{m}$ 的红外光;(d) $\text{H}\alpha$ 像显示旋臂内的“火环”和 HII 区;(e) HI 气体;(f)示踪致密分子气体的 CO 发射—K. Gordon。(a)Galex FUV,D. Thilker *et al.* 2005 *ApJ* 619,L67;(b)and(d)D. Thilker and R. Walterbos;(c)Spitzer;K. Gordon *et al.* 2005 *ApJ* 638,L87;(e)R. Braun *et al.* ;and(f)Nieten *et al.* 2006 *AAp* 453,459

中心是个致密的半星核。在哈勃望远镜图像中,这个核被证明 170 是两个相隔约 $0.5''$ 或 2pc 的光斑。其中之一包含着一个致密的中心天体,可能是一个质量 $M_{\text{BH}} \sim 3 \times 10^6 M_{\odot}$ 的黑洞。另一个可能是在动力学摩擦影响下(见 7.1 节)已经旋入中心的星团。与银河系不同,M31 的核令人印象深刻地没有气体和尘埃。

正如在银河系中一样,M31 的贫金属球状星团遵循着深深插入的轨道;星团系统很少或几乎没有显示出有序转动。但是核球也作为一个明亮的椭球平滑地向外延伸。盘平面上方几千秒差距处的恒星不属于贫金属晕;它们是相对富金属的,而且它们可能形成了一个快转动系统。好像 M31 的核球已经“溢出”,基本上淹没了贫金

属晕。

像银河系一样, M31 是一个吞食同类者。富金属晕星的年龄约 6 Gyr; 它们和核球的大部分可能是当 M31 同另一个富金属(所以质量也相当大: 见 4.3 节)星系并合时到达的。一个超过 100 kpc 长的星流已被发现, 从该星系的西北穿向东南。这些恒星的金属丰度也比银河系晕中的恒星高; 它们可能是在 M31 吞食一个相当大的星系时被剥离出来的。

171 在图 4.11 中清楚可见, 一个恒星形成“火环”在 10 kpc 半径处环绕着核球。年轻盘星大多数处于这个环内或刚好在其外面; 平均说来, M31 的盘形成恒星的速率慢于银河系。年轻大质量恒星周围 HII 区内的电离气体发出 $H\alpha$ 的红光; 在远红外, 我们看到被这些恒星加热的尘埃, 而 CO 图像则显示出恒星从中形成的致密气体。刚好在这个环的外面, 盘内紫外亮的年轻恒星和 HII 区条带, 显示出缠绕得相当紧的旋臂片断, 气体、尘埃和恒星在那里已被压缩到较高的密度。然而, 并没有清楚的大尺度旋涡图案。由于它的大核球和相当紧卷的旋臂, 以及内盘相对贫乏的气体和新近恒星形成, 我们把 M31 分类为 Sb 型星系, 而我们的银河系是 Sbc 或 Sc 型星系。

M31 有约 $(4-6) \times 10^9 M_{\odot}$ 的中性氢, 约比银河系多 50%。分子气体在总量中所占份额可能较小, 所以气体质量同恒星光度的比值低于我们银河系。图 4.11 显示, HI 氢集中于火环处; 但同银河系一样, 气体延伸到比星盘更大的半径处。在旋臂区内, 高分辨图像显示出 HI 盘内的空穴, 尺度达 1 千秒差距; 在其边缘, 包含 $(10^3 - 10^7) M_{\odot}$ 的致密 HI 气壳正以 $10-30 \text{ km s}^{-1}$ 的速度向外运动。以这样的速率, 大多数空穴可能要花几百万年才能达到它们目前的大小。有时空穴内存在大质量的 O 和 B 型星协; 来自这些大质量星的星风和新近的超新星爆发已把冷气体吹走。盘较内部分的空穴多半较小, 也许是因为气体较密或磁场较强, 所以较难把冷物质推开。

如果我们测量了每一点 HI 气体的速度, 我们就可以用云遵循近圆轨道的事实来建立气体盘的三维图像。较外的部分并不平坦而是弯成“S”形; 在同样意义上恒星盘显然也是卷曲的。旋涡星系较

外区域中的“S”形卷曲相当常见;银河系自己的盘就是这样卷曲的,具有平盘的系统可能是少数。正如在我们银河系中一样,离中心越远,HI层向外展开就变得越厚。某些外面的HI气团显然没有参与盘的旋转;它们处于离中心50 kpc处,类似于银河系中的高速云(2.4节)。气体云的尺度 ~ 1 kpc,具有 $(10^5 - 10^6)M_{\odot}$ 的HI。其中几个处于和巨型星流同样的轨道,具有大致相同的速度;也许它们是从同一个伴星系剥离下来的。另一个在位置和速度方面都接近矮椭圆星系NGC 205。

4.2.2 M33:一个晚型旋涡星系

本星系群中的另一个旋涡星系M33肯定是一个Sc或Scd型星系。它的核球很小;旋臂比M31中的更开放且不是那么平滑,主要由新近形成恒星的明亮蓝色聚集区组成。M33比银河系小而且暗得多;标长也很小, $h_R \approx 1.7$ kpc,旋转速度 $V(R)$ 只上升到 120 km s^{-1} 。

172

当用 H_{α} 发射线观测时,M33显示出由圈环、纤维和壳层构成的复杂网络,就像在LMC中(图4.4)和在激烈的恒星形成星系IC10(见下面的4.4节)中一样。超新星爆发和来自恒星的星风加热周围的气体并将它驱走,这样就影响了未来恒星诞生的位置和速率。这种反馈对于星系从原初气团形成的方式以及它们随后的演化有着强烈影响。

同M31或银河系相比,M33的HI气体较为丰富;几乎没有CO发射线,则反映着要么缺乏分子气体,要么CO对 H_2 的比小于银河系中的值。后者更为可能,因为盘上年轻恒星丰富,而它们是在分子云的致密核中诞生的。同银河系比较,相当多的HI云是在暖成分内,而在冷的致密云中较少。像在M31中一样,HI层有大的空穴,常常以盘内的恒星形成区为中心。M33的中性气盘是非常扩展的。HI一直向外延伸到至少3倍Holmberg半径或大约30 kpc,这已经占了该星系同M31距离 ~ 200 kpc的相当份额。一个质量颇大的约 $10^6 M_{\odot}$ 的气体云处在离M33中心约15 kpc处;一个HI气体条带将

它同盘连接起来。外盘是卷曲的,可能来自 M31 的潮汐作用。

在 M33 的中心,我们发现了一个致密核心星团,不大于它周围的小核球。这个星团比任何银河系球状星团都亮,其 $L_V \approx 2.5 \times 10^6 L_\odot$; 它的核很小,所以恒星密度超过 $10^7 L_\odot \text{pc}^{-3}$ 。同球状星团中只有单代恒星相反, M33 的核含有老年、中年和年轻恒星。不存在黑洞的迹象: 如果有一个的话,也有 $M_{\text{BH}} \leq 10^6 M_\odot$; 远比银河系和 M31 中的小。但我们确实看见了并非普通恒星的强源证据。M33 的核是本星系群中单个最亮的 X 射线源,等价于普通双星源的好几个。

M33 只比 LMC 亮 2—3 倍,但它有对称得多的旋臂图案。低光度星系一般比类似 LMC 的较大系统更可能有强的中央棒,星系最亮的部分与外盘中心并不重合。但这种形态显然依赖于星系光度以外的其他因素。

4.3 本群中的星系是怎样形成的?

我们现在可以从 1.5 节中讨论过的炽热致密的早期宇宙出发,勾勒出一幅银河系和本群中其他星系如何形成的图景了。在大爆炸灿烂的开端以后约 35 万年,宇宙火球的光子不再有足够能量使氢和氦电离。核就同电子结合形成中性原子气体,穿过它光能够自由传播;宇宙变得透明。形成星系的气体不再受到陷于其中的光子压强的支持。如果它的引力足够强,比平均更密的区域就会开始向内塌缩。

我们将在 8.5 节看到,气体越致密,宇宙膨胀就必然越早地停止并让位于收缩。这些塌缩中的区域不会一直均匀地散布于空间。在密度有普遍增加的地方,就会有较多小的周围物质团块致密得足以塌缩: 见图 4.12。在一个大内落区中心附近的团块会朝彼此下落,甚至并合为单个大星系,而那些靠外的则可能变成较小的伴星系。我们可以认为,那些命定要一起进入单个星系的所有物质,就是构建中的原星系。

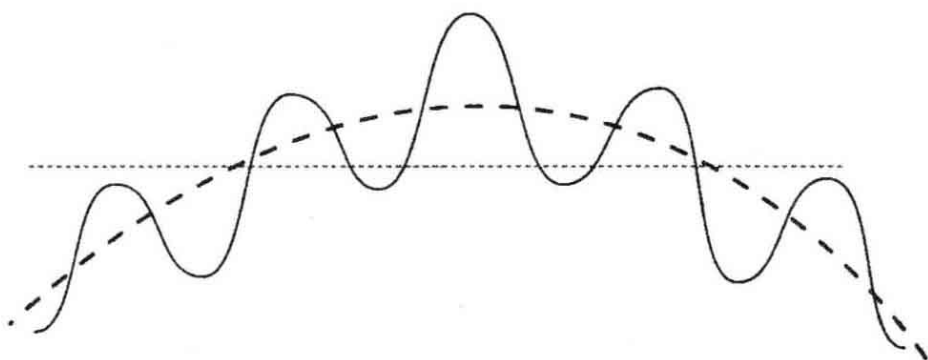


图 4.12 小星系在大星系附近形成：物质密度(波状实线)是比平均(长画线)密的大区域内小团块的联合。密得足以自身塌缩的区域(水平线上方)倾向于一起成团

在它们尺度最大的时候,刚好在其自身开始塌缩之前,原星系比现在的星系更近地靠在一起,因为宇宙那时较小。它们一般不会是完美的球形,而是些形状不规则的团块,因引力而彼此拉拽。相互的潮汐矩会拉着它们慢慢转动起来(图 4.13)。没有非常确定的办法来计算一个星系会得到多少自旋。在大规模计算机模拟中,用许多粒子代表形成中的星系,每个粒子通过引力吸引其他的粒子,旋转这样增长起来:在任何半径处平均约为那里圆轨道所要求的 5%。当每个原星系内的气体云彼此碰撞时,它们会失去其部分能量而向内下落;原星系的旋转增加,因为物质近似保持其角动量不变。

174

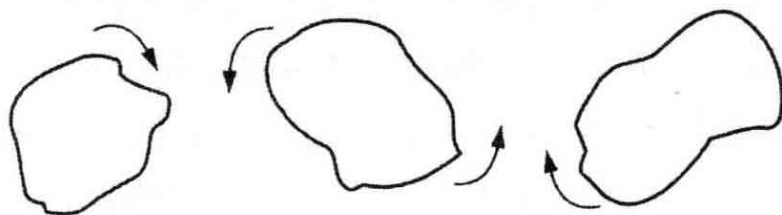


图 4.13 潮汐矩:不规则团块彼此吸引并开始旋转

星系何时形成其最老的恒星呢?星光和由早期恒星电离的热气体的发射线已经在 $z \geq 6$ 的星系中看到了,那时宇宙年龄还不到 1Gyr。在首批恒星形成以前,宇宙背景辐射的火球必须冷到足以让恒星尺度的气团把热辐射掉。我们现在在分子云核内(温度 $T \leq 20\text{K}$)观测到了初生的恒星;见 2.4 节。用式(1.34),我们看到,直到 $z \sim 6$,即大爆炸后一亿年,背景辐射并没有达到这个温度。

但是真正的首批恒星是由原初气体构成的,几乎纯为氢和氦。它们的大气比太阳外层不透明度低得多,所以较不容易被恒星的辐射压吹走。大气团可能在较早(温度较高时)已经塌缩,形成极大质量($M > 100 M_{\odot}$)的恒星,其寿命可以长得足以容许充裕的核燃烧。当这些恒星作为超新星爆炸时,它们会把自己制造出来的重元素贡献给周围的气体。我们将在 9.4 节中讨论星系形成和早期的恒星诞生。

4.3.1 银河系的形成

第一批恒星可能不是在星系尺度的单元,而是在质量或许为 $(10^6 - 10^8) M_{\odot}$ 的气团中生活和死亡的。在这里,一两个超新星就足以把诸如碳、氮和氧这类元素加到气体中,使其丰度达到太阳值的 1/1000 甚至 1/100。这差不多就是我们在银河系最老的恒星,即贫金属球状星团中的那些恒星中看到的丰度。每个星团中的恒星一般具有几乎相同的化学组成,而今天银河系气体中的丰度却离均匀很远。所以我们设想,球状星团形成于较小的气团,在那里较早恒星的核合成产物已经彻底混合。

当若干气体云彼此相向运动,落到一起形成银河系的时候,某些球状星团可能已经诞生;碰撞会压缩气体,提高其密度以至在短时间内形成大量恒星。不像气体,恒星不能通过碰撞失去很多能量;所以它们的形成将阻止有序转动的增加。老年贫金属球状星团和贫金属晕星的轨道不是圆形而是拉长的。这些轨道取随机方向;贫金属晕实际上没有有序转动。这可能是由于形成它们的物质在大部分变为恒星以前还没有向银河系下落太远。

在 1962 年, Olin Eggen, Donald Lynden - Bell, and Allan Sandage 提出一种想法,认为当原银河系在自引力下塌缩时,贫金属晕中的恒星已经迅速形成了。(3.23) 式告诉我们,密度为 ρ 的气体云塌缩所花的时间正比于 $1/\sqrt{\rho}$ 。形成恒星的亚结构团块中的气体会比平均致密,所以物质应当更快地开始收缩,在星系尺度的云在其自身的塌缩中走远之前变为恒星。下面的问题显示,整个过程在几

亿年内可能就已经完成了。

问题 4.7 对于一个像我们银河系这样质量为 $10^{11} M_{\odot}$, 半径为 10kpc 的星系, 求平均密度。位力定理告诉我们, 如果一个由恒星组成的星系从静止塌缩, 在它达到平衡以后, 将比开始时密 8 倍: 见下面问题 8.31 的讨论。证明, 对于原银河系, 3.23 式的自由下落时间是 $t_{\text{eff}} \sim 300 \text{ Myr}$ 。这比太阳质量的原恒星达到主序所花时间长约 10 倍。对于 $M \sim 2 \times 10^7 M_{\odot}$, 半径为 2kpc 的玉夫座矮星系 (表 4.2), 证明其平均密度只是银河系的 1/40, 所以塌缩时间 $t_{\text{eff}} \sim 2 \text{ Gyr}$ 。

相反, 变为银河系转动盘的物质必须失去其能量的相当大一部分。我们在 3.3 节中看到, 对于给定的角动量来说, 圆是能量最低的轨道。今天的薄盘星占据近圆轨道, 是因为它们诞生于已经失去了尽可能多能量的气体。厚盘星和较富金属的球状星团形成时期早于大部分薄盘。它们可能诞生于释放能量较少的气体云, 但仍然形成一个有些扁平的旋转系统。到 8—10 Gyr 以前最早的薄盘星诞生时, 由较早代恒星产生的重元素已使气体增丰到太阳丰度的或许 10%—20%。

今天, 太阳附近的盘内气体遵循着速度 $V(R) \approx 200 \text{ km s}^{-1}$ 的近圆轨道。如果潮汐矩给予这些物质的转动速度只有圆轨道所需的 5%, 气体必定接着向内下落, 直到抵达适合其角动量的轨道。我们可以用式 (3.29) 来估计, 当潮汐矩起作用时局域气体必须在哪里。如果银河系的引力势相应于 $V(R)$ 为常数的平坦旋转曲线, 则此气体必须在 $R \sim 100 \text{ kpc}$ 就已经向内下落; 星系周围的气体在较早的时期必定延伸得更远。盘物质在向内下落时必须保持气态, 只形成非常少的恒星, 这样才能继续将能量辐射掉。之所以可能做到这一点, 是因为它远没有早先产生球状星团的气体那么致密。

图 4.5 的颜色—星等图显示银河系核球中没有水平支。即使容许有较高的金属丰度, 也极少有核球恒星能够像球状星团那么老。它们绝大多数年龄都不到 8—10 Gyr, 有些可能还要年轻得多。我们还不知道核球恒星是如何形成的。它们可能形成于构成银河系的

原星系气体的致密中心；核球可能是从盘的较密内区生长出来；或者，其恒星可能是致密星团的遗迹，变成动力学摩擦的牺牲品而螺旋进入中心的；见 7.1 节。像 M33 和 LMC 这类星系的中央 1 千秒差距没有银河系内区那么致密；低密度可能阻止了核球的发展。

致密的中央核球一旦形成，整个银河系的引力就会帮助它保持住气体。通过俘获来自超新星的炽热而运动迅速的碎片，核球形成了大量富金属恒星。无论在本星系群内部还是外面（见 6.3 节），较亮星系的恒星都是较富重元素的。它们较强的引力阻止携带金属的气体逃逸，而这些气体就结合成为恒星。

银河系大部分暗物质处于其外围，超越了盘的大多数恒星。在 5.3 节中我们将看到，大多数旋涡星系也是如此。为什么暗物质主要处在银河系外部区域呢？因为它的成分仍然未知，我们尚无确切答案。不过，如果我们假设所有形式的物质在早期是均匀混合的，那么暗物质必须比恒星材质失去能量的机会少。它就会留在带着它远离银心的轨道上。1.5 节中由弱相互作用大质量粒子（WIMPs）组成的暗晕绝不会把能量作为热辐射掉；所以它必定仍然比气体和星体更扩展。如果暗物质由褐矮星或黑洞之类的致密天体组成，我们可以预计它们是在银河系塌缩的极早期形成的，甚至可能比球状星团形成时间还要早。

银河系今天仍然在构建之中。正如我们在 2.2 节看到的，人马座矮椭球星系的恒星正在加入银晕。在太阳附近，已发现了若干群年轻的贫金属晕星，它们可能是另一个部分被吞食的矮星系的遗迹。麦哲伦云的轨道一直在收缩，在 7.1 节我们将看到，LMC 将可能在 3—5 Gyr 内落入银河系。像太阳系中的陨石撞击一样，这些晚期的加入代表着聚合的最后阶段。

4.3.2 重元素的合成

星系在其生命期内将气体变为恒星。每颗恒星将氢和氦燃烧以形成较重的元素，在其生命结束时再将这些重元素送回气体中。通过考查每单位质量原初气体诞生了多少质量的恒星和产生了多少金属，我们可以为星系的老化定义一只“时钟”。在太阳附近我们看到，

由这种“金属产物时钟”指示的时间同由恒星老化测量的时间之间存在着某种对应关系;图 4.14 显示,较老的恒星一般几乎不含铁,而新近形成的恒星则有较大的丰度。我们在 2.2 节中看到,银河系薄盘的疏散星团比厚盘中的恒星和球状星团既较年轻又更富金属,而晕中的球状星团是最老,而且重元素是最贫乏的。

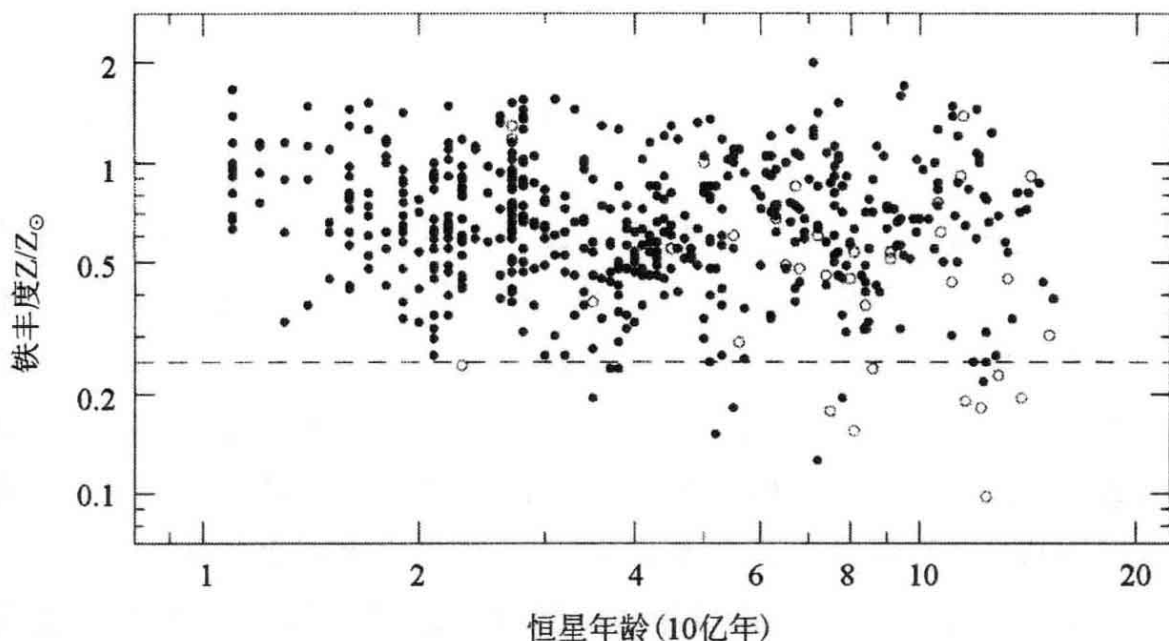


图 4.14 任何年龄的近邻 F 和 G 型星显示出铁丰度的大弥散;但较年轻的星一般有较丰富的铁。具有“厚盘”金属丰度的恒星(长画线以下)相对于局地静止标准(空圈)常常运动要快 80km s^{-1} (B. Nordström et al. 2004 *A&P* 418,98)

人们曾经一度认为,银河系的内容可以简单分为两种成分。盘内的年轻恒星和富金属物质构成星族 I,而核球和星晕中的老年贫金属星属于星族 II。(天文学家有时把由大爆炸产生的不含任何重元素的氢和氦组成的首批恒星称为星族 III。)我们现在知道这是过分简化了。例如,M31 和银河系的核球年龄已达数十亿年,但它们却是富金属的。矮不规则星系和正常旋涡星系的外部,含有在过去 1 亿年内诞生的年轻贫金属恒星。

177

面对这种复杂性,我们放弃对星系中金属可能如何随时间增长的过分简化的描述。这就是单区瞬时循环模型。我们假设,星系的气体充分混合,处处具有相同的化学组成,恒星将它们核聚变的产物迅速返回星际气体,比形成显著比例恒星所花时间快得多。起初,我

们假设没有气体逃离星系,也没有气体加入进来——这就是闭区模型——还假设所有比氦重的元素彼此保持相同的比例。我们定义:

- $M_g(t)$ 为在 t 时刻星系中气体的质量;

- $M_*(t)$ 为在小质量恒星,以及白矮星、中子星和黑洞这些大质量恒星遗迹(这些天体中的物质在整个星系生命期中保持锁定在自身之内);以及最后,

- $M_h(t)$ 为星系气体中重于氦的元素总质量;气体中的金属丰度就是 $Z(t) = M_h/M_g$ 。

178

假设在时刻 t ,形成了质量为 $\Delta' M_*$ 的恒星。当大质量恒星结束其生命时,它们留下质量为 ΔM_* 的小质量恒星和遗迹,并将气体返回含重元素质量为 $p\Delta M_*$ 的星际介质。产额 p 代表对局域恒星的平均;它依赖于(说明每种质量恒星形成时相对数目的)初始质量函数(见 2.1 节),和核燃烧的细节。恒星物质中角动量的分布,它的金属丰度,恒星磁场以及恒星在密近双星中的比例也能影响产额。

星际气体中的重元素质量 M_h 随着大质量恒星产生的金属返回而改变,同时这些元素的质量 $Z\Delta M_*$ 被锁定在小质量恒星和遗迹中。我们有:

$$\Delta M_h = p\Delta M_* - Z\Delta M_* = (p - Z)\Delta M_*; \quad (4.13)$$

所以气体的金属丰度增加量为:

$$\Delta Z \equiv \Delta\left(\frac{M_h}{M_g}\right) = \frac{p\Delta M_* - Z[\Delta M_* + \Delta M_g]}{M_g}. \quad (4.14)$$

如果没有气体进入或离开系统,则气体和恒星总量保持不变,即 $\Delta M_* + \Delta M_g = 0$ 。当恒星中一种元素的产生不依赖于恒星物质中其他重元素的存在时,我们称它为初始元素。如果我们讨论初始元素,即 p 不依赖于 Z ,则我们可以积分 4.14 式求得气体中的金属丰度如何增长,我们有:

$$Z(t) = Z(t=0) + p \ln \left[\frac{M_g(t=0)}{M_g(t)} \right]. \quad (4.15)$$

随着恒星形成和气体用尽,气体的金属丰度随时间增加。时刻 t ,从而金属丰度小于 $Z(t)$ 以前形成的恒星质量 $M_*(t)$,正好是

$M_g(0) - M_g(t)$; 我们有:

$$M_*(< Z) = M_g(0) [1 - \exp\{-[Z - Z(0)]/p\}] \quad (4.16)$$

此式不显含时间; 那些丰度低于给定水平 Z 的缓慢演化恒星的质量 $M_*(< Z)$, 只依赖于那时其金属丰度已经达到该值的星系中剩余的气体量。这个简单模型解释了一个基本事实: 与恒星形成数相关的气体密度高的地方, 重元素的平均丰度就低。在麦哲伦云或旋涡星系外盘这类富气区域, 恒星和气体是相对贫金属的(见图4.15)。

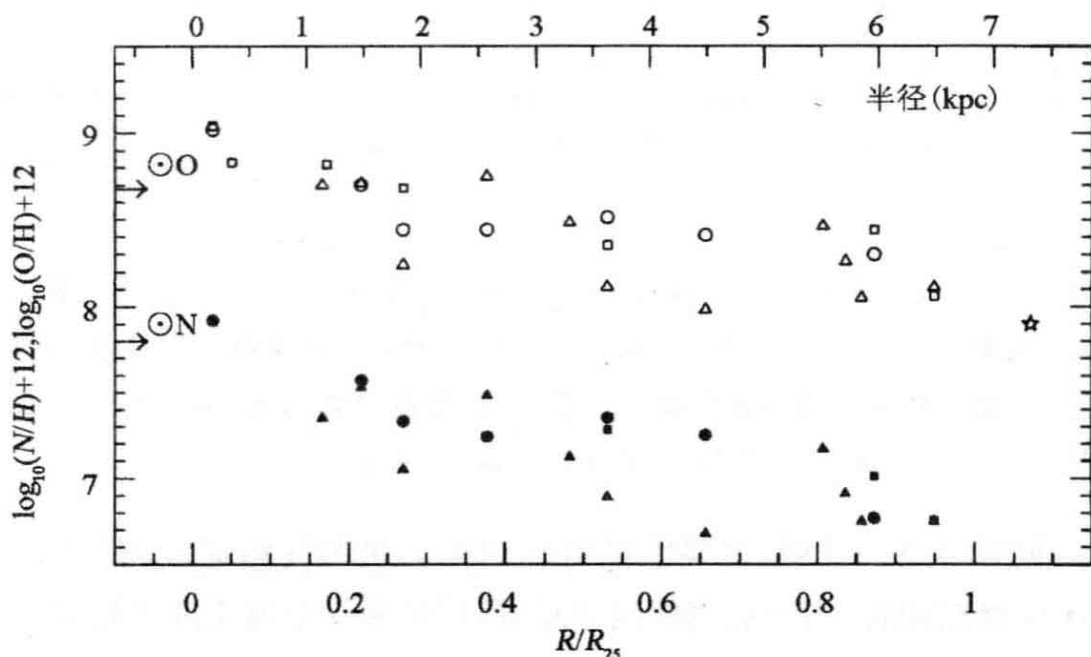


图 4.15 M33 中盘气体的金属丰度, 纵坐标显示每 10^{12} 个氢原子对应的氧原子(空符号)和氮原子(实符号)数的对数, 横坐标是半径 R 与 B 波段面亮度为 $25 \text{ mag arcsec}^{-2}$ 处半径 R_{25} 的比值。水平箭头给出太阳丰度(D. Garnett)

一旦所有气体用尽, 这个模型预言, 金属丰度在 Z 和 $Z + \Delta Z$ 之间的恒星质量应当是:

$$\frac{dM_*(< Z)}{dZ} \Delta Z \propto \exp\{-[Z(t) - Z(0)]/p\} \Delta Z. \quad (4.17)$$

图 4.16 显示了在 Baade 窗观测到的每种金属丰度的 K 和 G 型巨星数目, Baade 窗是 $l=1^\circ, b=-4^\circ$ 附近盘内的一个部分无尘区, 在那里我们可以很好地观察核球。如果气体原来缺乏任何金属且产额 $p \approx Z_\odot$, 则我们的模型对观测到的数目提供了很好的近似。核球可

能成功地留住了所有气体,并完全将其变成了恒星。

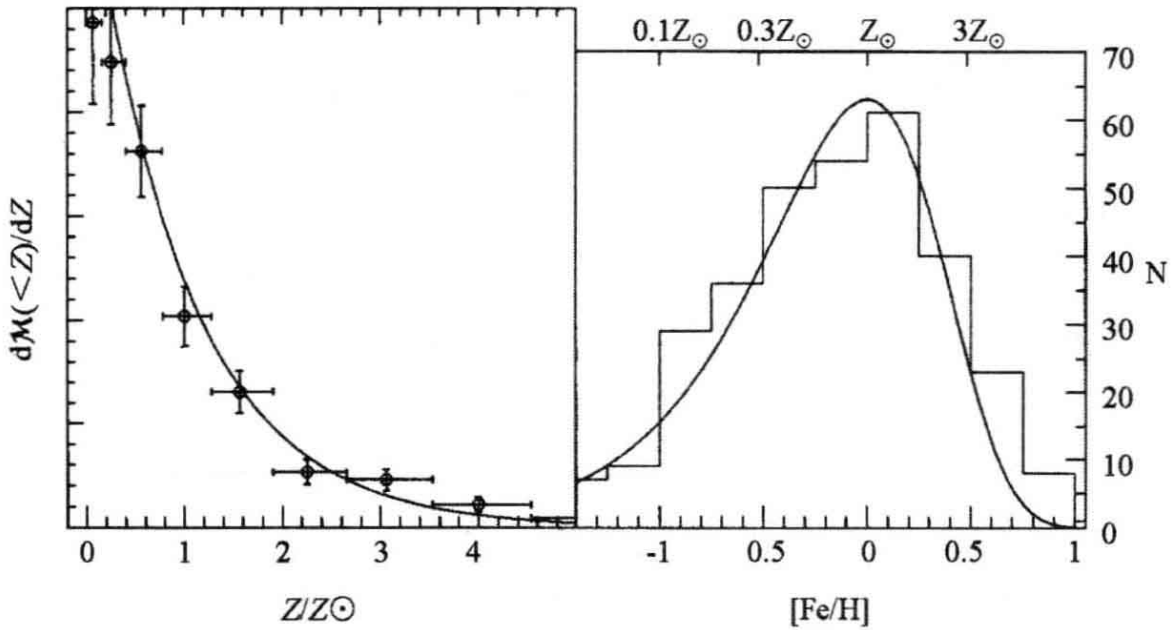


图 4.16 银河系核球中 G 和 K 型巨星的金属丰度。左,每个金属丰度区间的相对数;右,每个 $[Fe/H] = \log_{10}(Z/Z_{\odot})$ 间隔内的数目。实线表示 $p = Z_{\odot}$, 初始气体无金属的闭区模型的预言:注意高 Z 处的尾(Sadler et al. 1996 AJ 112,171; and Fullbright et al. 2006 ApJ 636,821)

问题 4.8 证明,如果恒星由起初无金属的气体形成,即 $Z(0)=0$, 则闭区模型预言,当所有气体用尽时,恒星的平均金属丰度正好是 p 。

在其他情况下,这个简单模型显然不对。在围绕银河系运动的个别球状星团内,并没有气体,且恒星全有相同的贫金属化学组成。这些星团必定是由在初始重元素污染后已彻底混合的气体形成的。没有用于形成其单代恒星的任何物质可能已经被迅速排除了。矮椭圆星系所含气体极少,尽管其恒星的金属丰度比银河系核球中低 30—100 倍。可能是矮椭圆星系形成的大质量恒星非常少,所以只产生了少量金属。更可能的解释是,如同在球状星团中一样,大多数重元素已经失去。星际气体能够容易地逃离弱引力,只有来自超新星的炽热富金属物质会同冷气体混合,纳入新一代恒星。为了用式 (4.15),我们必须考虑从系统中失去的金属,重新定义 p 为有效产额。对于球状星团, $p \approx 0$; p 总是小于所生成金属的真正产额。

在太阳附近,银河系盘含有 $(30-40) M_{\odot} pc^{-2}$ 的恒星,在一起还

有约 $13 M_{\odot} \text{pc}^{-2}$ 的气体, 总共有 $\sim 50 M_{\odot} \text{pc}^{-2}$; 见 3.4 节。局域盘气体具有大致同太阳一样的平均丰度。如果重元素原来不存在, 而且没有气体进入或离开太阳邻域, 式(4.15)就会给出产额 p 为:

$$Z(\text{现在}) \approx Z_{\odot} \approx p \ln(50/13), \text{ 所以 } p \approx 0.74 Z_{\odot}. \quad (4.18)$$

但是对于太阳邻域, 闭区模型有一个困难: 我们来看看贫金属盘星。式(4.16)要求:

$$\frac{M_{*}(< Z_{\odot}/4)}{M_{*}(< Z_{\odot})} = \frac{1 - \exp[-Z_{\odot}/(4p)]}{1 - \exp(-Z_{\odot}/p)} \approx 0.4; \quad (4.19)$$

即局域盘星几乎一半应当小于太阳金属丰度的四分之一。事实上, 太阳邻域 132 颗 G 型矮星样本中, 人们发现只有 33 颗小于太阳铁丰度的 25%, 并且只有一颗小于太阳氧丰度的 25%。这个矛盾称为 **G 型矮星问题**, 因为它是首先在那些(我们仍有老天体样本的)最亮恒星中发现的。

181

G 型矮星问题一种可能的解决办法是, 形成盘的气体在达到太阳附近之前就已经有了一些金属。由最早的恒星产生的重元素可能已经同最终形成盘的气体混合, 使其“预增丰”。在那种情况下, 我们应当预期, 所有恒星的金属丰度超过某一最小值。令 $Z(0) \approx 0.15 Z_{\odot}$ 就近似给出局域金属丰度的观测分布; 见以下的问题。

问题 4.9 如果在恒星最初开始形成的 $t=0$ 时刻, 盘气体有 $Z(0) = 0.15 Z_{\odot}$, 并且 $M_g(t=0)/M_g(t) = 50/13$ 。用式(4.15)证明, $p \approx 0.63 Z_{\odot}$ 。从式(4.16)证明, 今天约 20% 的小质量恒星应当有 $Z < Z_{\odot}/4$ 。

但是也有可能, 甚至很可能, 太阳附近的恒星形成开始于气体原材料完全组合之前。在那种情况下, 首批恒星只能将少量气体增丰到中等高的金属丰度。随后新鲜贫金属气体的内流将稀化该物质, 阻止丰度上升得像闭区模型预言的那样快; 见下面的问题。不完全混合能够解释任何给定年龄恒星丰度的较大弥散(见图 4.14)。因为星系外区的气体重元素较贫乏, 缓慢的内流(也许是由穿过旋臂中激波时的能量损失引起)会使局域盘中的金属稀化。早期形成的长寿恒星在老化时也应当返回贫金属气体。如果这种气体释放得足够

多,新形成恒星的金属丰度甚至可能随时间下降。

问题 4.10 假设贫金属气体的内流正比于新恒星形成的速率,所以对于一个 $\nu > 0$ 的常数我们有 $\Delta M_* + \Delta M_g = \nu \Delta M_*$ 。证明,式(4.14)变为:

$$\Delta Z = \frac{(p - \nu Z) \Delta M_*}{M_g} = \frac{p - \nu Z}{\nu - 1} \frac{\Delta M_g}{M_g}, \quad (4.20)$$

所以气体中的金属丰度为:

$$Z(t) = \frac{p}{\nu} \left\{ 1 - \left[\frac{M_g(t)}{M_g(0)} \right]^{\nu/(1-\nu)} \right\}, \quad (4.21)$$

它绝不会超过 p/ν 。(见 Pei and Fall 1995, ApJ 454,69)取 $\nu < 0$ 将对应气体的逃逸:见下面。

182

重元素的丰度相对于彼此是变化的:图 4.17 显示,低金属丰度的恒星同太阳那样的恒星相比,氧相对于铁的含量较高。之所以出现这种情况,是因为这些元素是在不同的恒星中产生的。质量大于

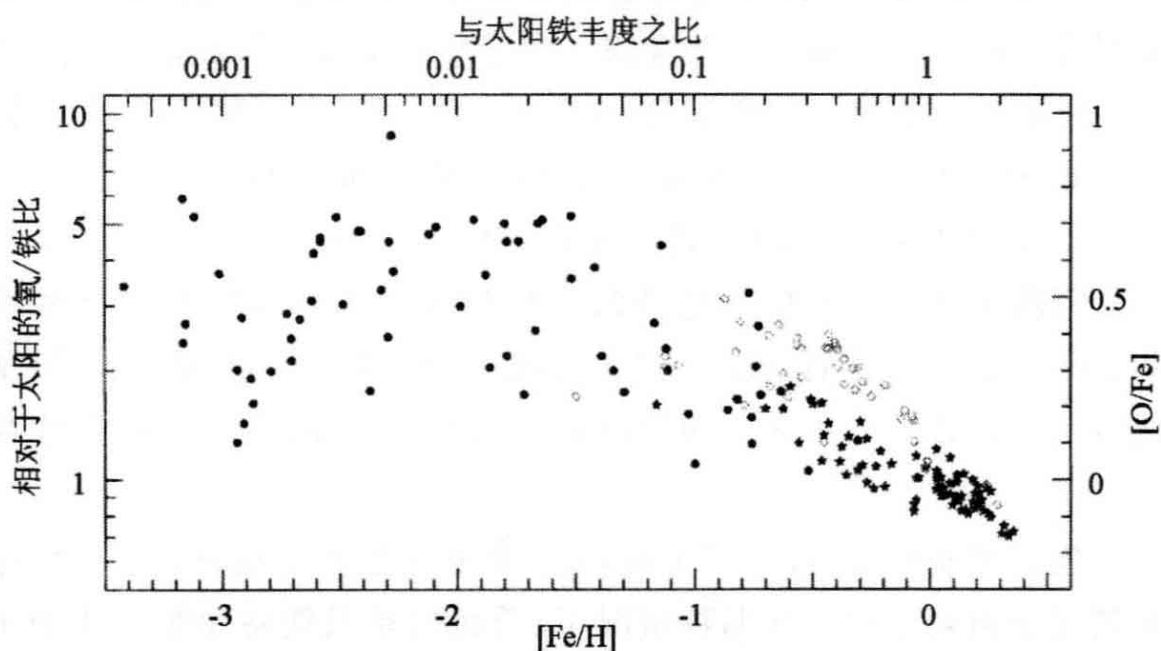


图 4.17 在贫金属星中氧相对于铁较丰富。实点表示银河系晕中的恒星,空点代表厚盘星,与薄盘星遵循稍稍不同的关系(星符)(T. Bensby)

$10 M_{\odot}$ 的恒星通过 II 型超新星爆发结束其生命。它们主要把少于 30 个中子和质子的较轻元素(如氧、硅和镁)释放回星际气体。在星核中产生的大多数较重元素(如铁这类)则被吞进遗迹中子星或黑洞

中。这些大质量恒星在 100Myr 内走完其生命历程,而局域盘在过去 8—10Gyr 内相当稳定地形成其恒星;所以瞬时循环假设是合理的。

并非所有“较轻的”重元素都产生于非常大质量的恒星内。只比太阳稍重的恒星不会变为超新星,但会把碳和氮加入星际气体。这些元素是在氦燃烧中产生的,恒星在氦闪过程中将其上翻到包层,后来,在渐近巨星支端部,这些外层被抛出;见 1.1 节。碳和硅在冷的恒星大气中常常凝结为尘粒。这些恒星常常要花远长于 100 Myr 的时间对银河系的重元素存储作出自己的贡献。

铁的主要来源是 Ia 型超新星。我们在 1.1 节中看到,这些事件是双星系统中的白矮星在自引力下塌缩时发生的。如果有物质添加到双星系统中的白矮星上,使其质量超过 $1.4 M_{\odot}$ 的 **Chandrasekhar** 极限,它就不再能支持其自身的重量而发生爆缩。这将加热内部,触发核燃烧,将恒星吹散。没有遗迹留下;所有的铁、镍和类似原子量的元素都被释放回星际气体。许多作为 Ia 型超新星爆发的恒星发生这种情况只是在 10 亿年或以上的年龄。在星系生命头几十亿年期间形成的恒星中,我们预期氧和镁这类元素同铁的比要高于在太阳中的值。

183

为了预言一个星系中恒星的金属丰度,我们需要估计每种质量恒星的诞生率。我们然后可以计算每种元素有多少被释放回星际气体。在银河系中,盘形成后不久诞生的长寿命恒星现在正返回贫金属气体,所以气体中的重元素丰度只是缓慢地增长。新恒星的化学组成也依赖于气体在星系中如何运动。因为图 4.15 显示,金属增丰的时钟在外区走得较慢。我们需要光化动力学(Chemodynamical)模型,这仍然在发展之中。

延伸阅读:对于这个课题的研究生水平的讨论,见 B. E. J. Pagel, 1997, *Nucleosynthesis and Chemical Evolution of Galaxies* (Cambridge University Press, Cambridge, UK) Chapters 7 and 8; D. Arlett, 1996, *Supernovae and Nucleosynthesis* (Princeton University Press, Princeton, New Jersey)。

4.4 本星系群中的矮星系

本群含有矮星系的两种主要类型。在第一类星系,即矮椭圆星系和更加弥漫的矮椭球星系中,几乎所有恒星至少有几十亿年老了。这些系统很少含有能够形成任何新恒星的气体。反之,矮不规则星系是很小的星系,具有活跃恒星形成和大量新近形成的蓝星。像4.1节的矮椭球星系一样,矮不规则星系是弥漫的系统。所有本群的矮椭圆星系和大多数矮椭球星系要么围绕银河系,要么围绕 M31 运转,许多矮不规则星系却并非较大系统的伴星系,而是“自由飞行者”。我们可以用颜色-星等图来刻画这些不同类型矮星系的恒星形成史,并研究它们之间的关系。

值得注意的是,本群中所有的矮星系都含有一些水平支恒星,其中可能包括天琴座 RR 型变星。水平支恒星的年龄至少有 10 Gyr 老了,所以矮星系形成其首批恒星是在宇宙历史的头 2—3 Gyr。我们将在 8.5 节看到,冷暗物质宇宙模型准确地预言了这种行为。

4.4.1 矮椭圆星系和矮椭球星系

我们在 4.1 节中讨论了银河系的矮椭球星系:它们比球状星团明亮得不太多,但弥漫得在天空几乎不可见。仙女座矮椭球星系更难观测;它们看起来非常类似于我们银河系的矮椭球星系。矮椭圆星系比矮椭球星系亮,其光度 $L \geq 3 \times 10^7 L_{\odot}$ 或 $M_V \leq -14$ 。在本星系群中,它们的代表是 M31 的 3 个伴星系:NGC 147, NGC 185 和 NGC 205。表 4.2 显示,它们的尺度类似于矮椭球星系,但它们较亮,因而恒星密度较高。

因为它们靠近仙女星系,矮椭圆星系容易受到潮汐损害。在 NGC 205 中,恒星的随机速度在较大半径处较高,而不是(如 3.47 式对于孤立星系所暗指的那样)较低,这是由于 M31 拉拽着外部恒星的结果。矮椭球星系和矮椭圆星系在天空都呈现为椭圆形而非圆形,其中的恒星也没有显示出有序运动的式样。我们将在 6.2 节看到,这些星系可能没有对称轴;它们的形状可能是三轴的。

NGC 205 和 NGC 185 都显示出几个尘埃斑块,我们可以用 HI 和 CO 发射线来示踪其少量的冷气体。这两个矮椭圆星系中的大多数恒星形成年代至少在 5 Gyr 以前。然而在中心附近,少数(按质量计不多于 $10^6 M_{\odot}$)恒星年龄在 100—500 Myr 之间;老年恒星失去的气体可能为持续的恒星诞生提供了原材料。反之,NGC 147 尽管在其他方面类似,却没有显示出新近恒星形成的迹象。它的核区含有极少数中年偏早,诞生于只是几十亿年前的恒星。在较外部分,绝大多数年龄至少为 5 Gyr。

M32 是 M31 最亮的伴星系,它实际上没有冷气体,也没有年轻于几十亿年的恒星。但是图 4.18 显示,其中心亮度是任何已测量星系中最高者之一。哈勃望远镜的高分辨图像没有显示出恒定亮度的内核;密度持续上升,在中央 1 秒差距内达到 $\geq 10^6 L_{\odot} \text{pc}^{-3}$ 。一个数百万太阳质量的黑洞可能潜藏在它的中心。尽管它的亮度是在矮椭圆星系的正常范围以内,其非常高的密度却提示,M32 是微型版的正常或“巨”椭圆星系。

也许 M32 只是一个大得多星系的遗迹中心。尽管 M31 的一些较暗的矮椭圆伴星系都有球状星团,而 M32 却没有。其中心的恒星呈红色,重元素差不多和太阳一样丰富;这是较大质量星系的典型情况,这些星系有较强的引力约束来自爆炸恒星的富金属气体;见 6.4 节。M32 的外区仍然具有椭圆形状,但其长轴已相对于内区扭转。M31 的潮汐力可能影响了最外恒星的轨道。我们还不能测量距离准确得足以知道 M32 离 M31 有多远,或者它是否曾经走到足够近的地方,使 M31 的引力像 4.1 节描述的那样剥离其较外面的恒星。

M32 中恒星的运动在银河系盘和其贫金属晕之间居中。该星系稍稍扁平,其恒星同向运转,但它们也有相当大的随机运动。通过恒星在旋转方向的平均速度 V 同其速度弥散 σ 的比值 V/σ ,我们能够测量一个星系中有序转动的程度。在银河系盘内,像太阳这样的恒星有 $V \approx 200 \text{ km s}^{-1}$ 而 $\sigma \approx 30 \text{ km s}^{-1}$,所以 $V/\sigma \approx 7$ 。在 M32 中, $V/\sigma \sim 1$,而对于矮椭圆星系,它远小于 1。通过同气体中原子热运动的类比,我们称具有高 V/σ 值的盘是“冷”的;而那些随机运动相对

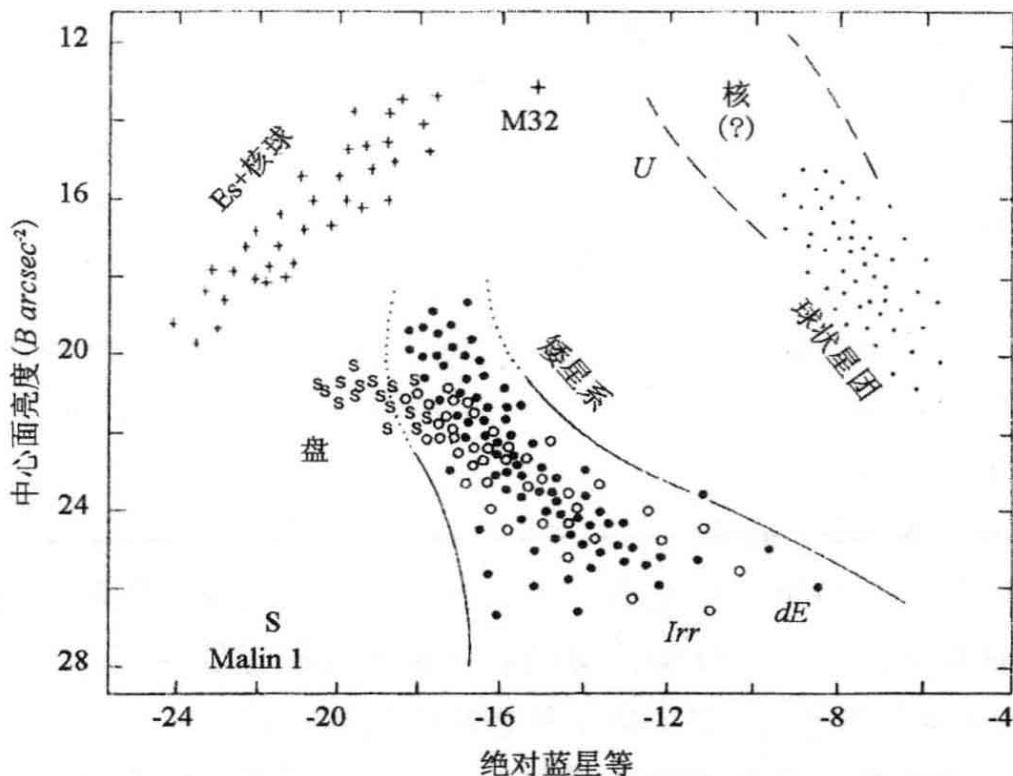


图 4.18 矮星系和巨星系在绝对 V 星等与测量的中心面亮度关系图上占据不同区域；由于“视宁度”，真正的峰值亮度可能更高。在左边，亮椭圆星系和盘星系的核球中心面亮度很高。“U”表示超致密矮椭圆星系(见图 6.6)。最右边的“dE”点(实圈)代表本书所称的矮椭球星系；空圈表示不规则星系和矮不规则星系。旋涡星系的盘标以“S”。Malin 1 是低面亮度星系；见 5.1 节(B. Binggeli)

更重要，因而 V/σ 值较低的系统是“热”的。有序旋转的影响越强，一个天体就必定越类似于盘。在太阳系内，同致密且慢转的地球相比，一“天”只有 10 小时长的巨行星木星和土星在两极就要扁平得多。我们将在 6.2 节看到，并非所有扁平的星系都旋转得快；但强旋转的星系必定总是扁平的。

4.4.2 矮不规则星系

不规则星系得名于它们在天空中不整洁和不对称的外貌(见图 1.13 中的 NGC 4449 和图 5.7 中的 NGC 55)。恒星诞生出现在占据着盘相当大部分的破碎斑块内。因为恒星形成区的大小和光度只是随母星系的大小而缓慢增加，即使相当小的不规则星系也能产生壮观的 OB 星协，以及较普通的年轻恒星集群。图 4.18 告诉我们，

它们的盘具有低的平均面亮度;所以年轻恒星的明亮聚集得以突出,给予星系的光学像混乱的样子。

我们以 $L \sim 10^8 L_{\odot}$ 在不规则星系和矮不规则星系之间画线。矮不规则星系含有气体和新近形成的蓝星;但在某些其他方面它们与矮椭圆星系类似。不规则星系是弥漫的,有序旋转运动远没有银河系盘中重要。恒星和气体云的弥散速度 $\sigma \sim 6-10 \text{ km s}^{-1}$,但峰值旋转速度 V 在较低的光度下降。在较大的不规则星系中, $V/\sigma \sim 4-5$,降到最小矮不规则星系中的 $V/\sigma \leq 1$ 。矮不规则星系中的金属丰度非常低,一般在太阳值的 10% 以下,光度最小者金属也最贫乏。如在狮子座 A 这样的最小系统中,气体的氧丰度目前只有太阳值的约 1/30,而质量较大的星系 NGC 6822 约有太阳丰度的 1/10。

矮不规则星系一般比矮椭圆星系亮,但这只是因为它们的年轻星族。它们含有相当大量的中性氢气体,而且气体层常常延伸到完全超过主星盘。图 4.19 显示了 IC 10 的 HI 层;如图 4.4 中一样,我们看见了一些被超新星和热星的星风刮出的大“洞”。电离气体放出明亮的光辉,显示出在洞周较密气壳内已形成的年轻恒星。这个星系

187

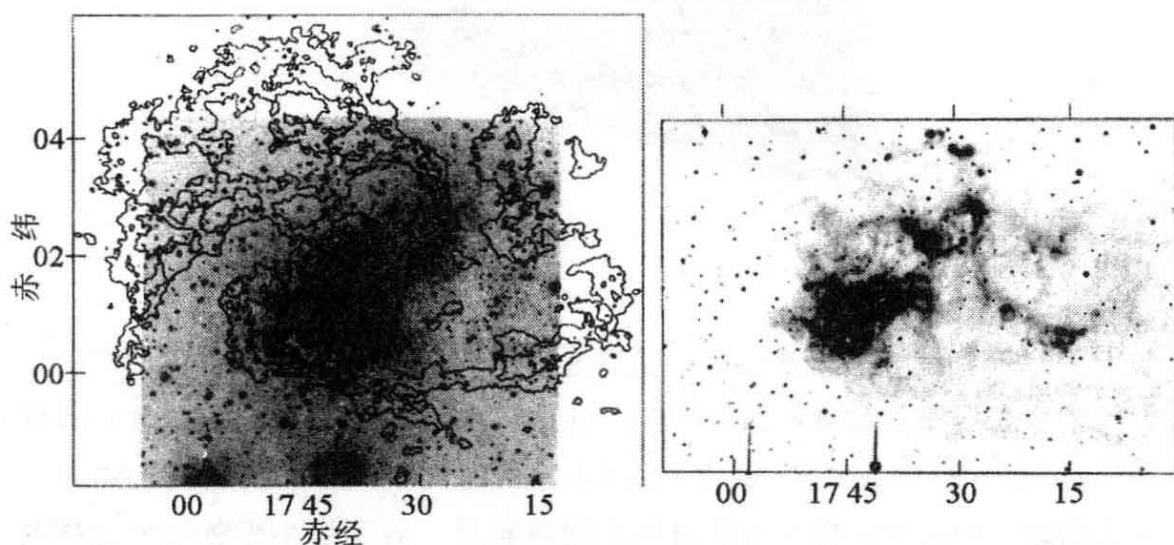


图 4.19 矮不规则星系 IC 10。左图,叠加在 R 波段负像上的 HI 轮廓;框架的垂直标度为 $8'$,或 19kpc。右图,负像显示电离气体的 H_{α} 发射(E. Wilcots)

不规则星系的颜色-星等图显示出许多短寿命的大质量恒星。

它看起来非常像为旋涡星系 M33(也是一个活跃的恒星形成星系)绘制的图 4. 20。O 和 B 型主序星占据着该图的下半部, 低于 $10^4 L_{V,\odot}$ 。较大的符号标志出已经离开主序的大质量星。在其核内燃烧氦或较重元素(回忆图 1. 4)的蓝超巨星一个几乎垂直的“凸起”, 从上方同相当宽的主序连接起来。明亮的蓝变星属已知最亮的恒星之列; 其光输出随它们迅速蜕掉其氢的外包层而变化。Wolf-Rayet 星以 $M \geq 40 M_{\odot}$ 诞生, 寿命小于 10 Myr。它们失去了其外面

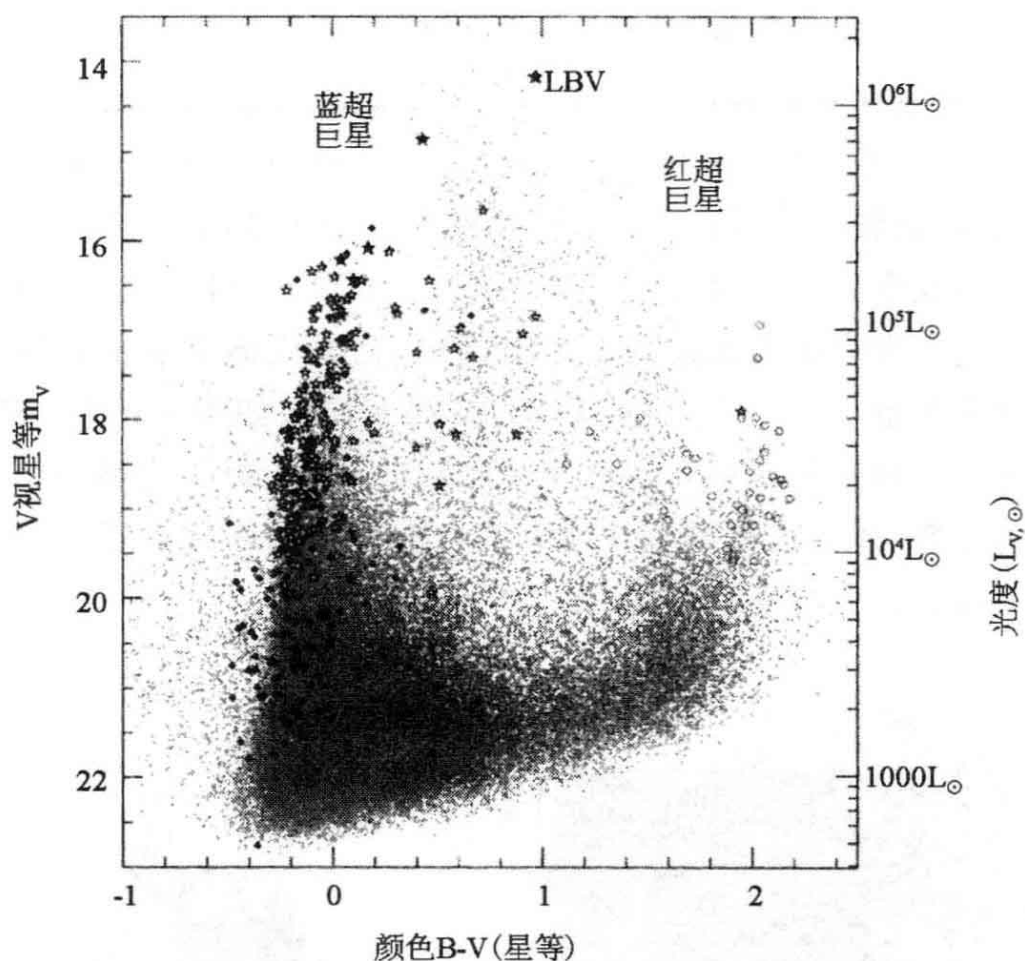


图 4. 20 有活跃恒星形成的星系的颜色—星等图: Sc 型旋涡星系 M33。较大的符号表示按其光谱分类的恒星。空星形表示蓝超巨星; 实星符表示亮蓝变星; 实菱形是 Wolf-Rayet 星; 空圈表示红超巨星。蓝和红超巨星的两个垂直凸起之间的大多数点代表银河系的前景星。对于像小麦哲伦云这样的不规则星系, 这个图看起来会相似, 但每型星都较少(P. Massey)

的氢, 露出一个氦、碳和氮的热层。红和黄超巨星是在壳内燃烧氢或氦的大质量恒星。

某些矮星系,诸如凤凰座矮星系和 LGS3,被分类为矮不规则星系和矮椭圆星系之间的居中类型。其恒星的年龄几乎全大于几十亿年,但它们含有少量气体和少数年轻恒星。天炉座矮星系有少数恒星年轻至 500 Myr,所以这个矮椭圆星系必须直到相当近还有某些气体。船底座矮椭圆星系的大多数恒星是在几次分立的暴发中形成的(见图 4.9);在恒星诞生的峰值期,它可以是六分仪座 A 的一个微型版。因为其结构类似,在相似类型星系的生命中,像飞马座矮星系这样的小不规则星系可能处于早期阶段,而矮椭圆星系代表着晚期阶段。在轨道接近银河系或 M31 的矮椭圆星系中,气体可能一直受到同这些大星系相互作用的压缩,也许促进着较多恒星在较早时形成。到现在这些星系已经用尽或吹走了它们所有的气体,而矮不规则星系,也许得益于较平静的生命,仍然保留着它们的。

像 LMC 这样的星系可能代表着旋涡星系和矮不规则星系之间的过渡类型。同旋涡星系一样,LMC 基本上是一个旋转着的盘,但它缺乏规则或对称的旋涡结构,而且随机运动解释了恒星和气体动能的较多部分:对于老年恒星 $V/\sigma \sim 4$ 。LMC 最亮的区域,即中央棒,相对于盘的外部是离开中心的;这样的不平衡性在矮不规则星系中也很常见。LMC 的中性氢层有类似 IC 10 的“洞”,但它们相对于星系尺度较小。

在本星系群内外,矮星系并不简单地就是较大和较亮星系的较小和较暗的版本。表 4.2 显示,矮椭圆星系全有大约相同的物理尺度;核半径总是 $r_c \sim 200\text{pc}$ 。因此图 4.8 意味着,较亮的矮星系具有较高的面亮度。但是,在正常或“巨”椭圆星系当中,最亮的星系也最弥漫。我们将在 6.1 节看到,核半径在较高的光度是如此之大,以至在这类星系当中最亮系统的中心面亮度却较低。由于这些矛盾的趋势,我们认为矮星系可能是由不同于产生巨旋涡星系和椭圆星系的过程发展而来。

4.5 本星系群的过去和未来

本群中的星系不再按照哈勃定律膨胀着相互离开。它们相互之

间的以及星系之间存在的任何物质的引力吸引,已强到足以将星系群的成员朝向彼此拉回。银河系和 M31 目前正在彼此趋近;这两个星系可能将在几十亿年内接近到发生对头碰撞。我们可以用这个轨道来估计本星系群内的总质量。这种分析揭示出更多的“暗物质”,读者将不会感到吃惊。

189 我们首先假设,本星系群的所有质量处于银河系或 M31 之内或非常靠近它们,我们把这两个星系当作质点 m 和 M 看待。它们现在距离为 $r \approx 770 \text{kpc}$,彼此接近的速度为 $dr/dt \approx -120 \text{km s}^{-1}$ 。

问题 4.11 证明,在相互引力作用下运动的两个质点 m 和 M 的距离 $\mathbf{x}_M - \mathbf{x}_m$ 遵循方程:

$$\frac{d^2}{dt^2}(\mathbf{x}_M - \mathbf{x}_m) = -\frac{G(m + M)(\mathbf{x}_M - \mathbf{x}_m)}{|\mathbf{x}_M - \mathbf{x}_m|^3}; \quad (4.22)$$

这两个天体之间的距离遵循和一个受质量 $m + M$ 吸引的小质量恒星同样的方程。

问题 4.12 对于一个在平面 $z=0$ 内围绕大得多质量 M 运转的恒星,它到 M 的距离 r 按照式(3.65)变化:

$$\frac{d^2 r}{dt^2} - \frac{L_z^2}{r^3} = -\frac{GM}{r^2}, \quad (4.23)$$

式中 L_z 为守恒的 z 角动量。通过代入这个方程,证明它的轨道可以用参数 η 写成:

$$r = a(1 - e \cos \eta), t = \sqrt{\frac{a^3}{GM}}(\eta - e \sin \eta) \text{ 对于 } a = \frac{L_z^2}{GM(1 - e^2)}. \quad (4.24)$$

这个轨道是偏心率为 e ,半长轴为 a 的椭圆;时间 t 从过一次近星点测量,那里 $\eta=0$ 。

银河系和 M31 在大爆炸时开始分离运动。所以联立方程(4.22)和(4.24)告诉我们,在目前时刻 $t=0$,它们的相对距离 r 以速率:

$$\frac{dr}{dt} = \frac{dr/d\eta}{dt/d\eta} = \sqrt{\frac{G(m + M)}{a}} \frac{e \sin \eta}{1 - e \cos \eta} = \frac{r}{t_0} \frac{e \sin \eta (\eta - e \sin \eta)}{(1 - e \cos \eta)^2}. \quad (4.25)$$

改变。因为 $dr/dt < 0$, 星系正在向近星点趋近; $\sin\eta < 0$ 。在 $e \approx 0$ 的近圆轨道内, 趋近速度同轨道速度相比非常小, 这意味着总质量很大。假设轨道几乎为一条 $e \approx 1$ 的直线, 而且星系首次一起下落, 所以 $\pi < \eta < 2\pi$, 可得 M31 和银河系能够有的最小合质量。利用 r 和 dr/dt 的测量值, 并令 $12\text{Gyr} \leq t_0 \leq 15\text{Gyr}$, 我们可以通过让 4.25 式最左边和最右边的项相等求得 η 。将 η 代入第 3 项得到 $m + M \approx (4-5) \times 10^{12} M_{\odot}$; 较大的质量相应于较小的年龄。这要比我们在问题 2.18 中为银河系求得的质量大 10 倍以上; 甚至在 $2.5R_0$ 以外, 还有更多的暗物质。在 $\eta = 2\pi$ (下一次近通过) 以前, 我们只有 3-4 Gyr 了。因为本星系群附近没有大质量星系的大聚集来拉拽 M31 和银河系, 给予它们具有高角动量的轨道, 所以很可能有 $e \approx 1$ 。在这种情况下, 我们将接近一次直接碰撞: M31 和银河系可能会并合成单个大系统。

190

问题 4.13 在式(4.24)中取 $e=1$, 并赋予 r 和 dr/dt 它们目前的测量值, 用这些和式(4.25)证明, $\eta=4.2$ 对应于 $t_0=12.8$ Gyr, 以及 $a=520$ kpc。用式(4.24)证明, 合质量 $m + M \approx 4.8 \times 10^{12} M_{\odot}$ 。证明银河系和 M31 将在大约 3 Gyr 内再次彼此接近。用表 4.1 的数据估计整个本星系群的 L_v , 并证明整体质光比 $M/L \geq 80$ 太阳单位。

对 $\eta=4.25$ 重复你的计算, 证明 $t_0=14.1$ Gyr, $m + M \approx 4.4 \times 10^{12} M_{\odot}$; 较大的宇宙年龄对应于较小的本星系群质量。

下一章致力于旋涡星系和 S0 星系。将 M31、银河系和 M33 看成典型的旋涡星系常常是有益的。同它们一样, 大多数旋涡星系生活在星系群中。在 7.1 节我们将看到, 属群星系之间的碰撞是非常普遍的; 在较早的时代, 当宇宙较致密的时候, 这些事件甚至会更为频繁。随着盘的彼此撞入, 它们的气体受到压缩, 迅速大量转变为恒星。外盘的物质将作为“潮汐尾”被剥离。几十亿年后可能留下一个红星系, 几乎没有了气体和年轻恒星。有些天文学家相信, 我们今天看见的巨椭圆星系中, 很多就是这类星系交通事故的遗迹。

第 5 章 旋涡星系和 S0 星系

旋涡星系和 S0 星系的主要特征是其显著的延展星盘。像我们银河系这样的大旋涡星系,其盘内的恒星遵循近圆轨道,只有很小的随机运动。有序的旋转说明了几乎全部的动能,随机速度的贡献小于 $\sim 5\%$:盘是动力学“冷”的。在较小的星系中,随机运动成比例地较大,但盘动能的大部分仍在转动中。因为恒星垂直于盘平面的垂直运动非常小,盘可以相当薄。

旋涡星系同 S0 星系的区别在于,它们的盘具有多臂的旋涡图案。旋涡星系的盘仍然保留着一些气体,而 S0 星系已经失去了其盘内的气体,或者已经把它转变成了恒星。S0 星系和旋涡星系都能显示出有中央线形棒;在图 1.11 中,有棒星系的序列 SB0, SBa, ..., SBm 平行于‘无棒’序列 S0, Sa, ...。除了棒和旋臂以外,大星系的星盘通常都很圆;但许多较小的星系是相当不对称的。

多数巨盘星系($M_B \leq -19$ 或 $L_B \geq 6 \times 10^9 L_\odot$)都是复合系统。其中许多可能有像银河系那样的贫金属星晕(见图 1.8)。但晕只能说明星系光的百分之几,而且它是散布于巨大的体积中;所以面亮度很低,使它难于研究。致密的内部核球在 Sa 和 S0 星系中很突出,在 Sb 和 Sc 星系中不太重要,而在 Sd 和 Sm 型星系中不存在。核球恒星有相当大的随机运动,而且它们比在盘中包裹得紧得多:在太阳附近,恒星的密度为 $n \sim 0.1 \text{pc}^{-3}$,而在核球中往往要高 10000 倍。核球一般要比非常扁平的盘圆。核球的中央百秒差距可能积累了足够的气体,为猛烈的恒星形成暴发提供原料。像我们银河系中一样,许多核球的中心含有核星团——最密的恒星系统。在某些核中,我们发现了大质量中央天体,它们很可能是黑洞。

旋涡星系在巨星系中是最常见的,产生了局域宇宙中的大多数可见光。在本章 5.1 节,我们研究旋涡星系和 S0 星系盘内的恒星成分;5.2 节考虑气体成分以及它与恒星的关系。在 5.3 节中,我们讨

论旋涡星系的旋转曲线,以及它们揭示了有关引力的哪些性质。在大多数旋涡星系中,为把最外面的盘物质保持在其轨道上所需要的力,不能用星系的可见部分(它的恒星和气体)加以说明。这个差别被归因于“暗”物质,我们只有通过其引力才能探测到它。在 5.4 节我们接着考虑,图 1.11 (按其在可见光中的外貌分类星系)的方案,可以告诉我们有关星系的其它性质有多少。旋臂和星系棒构成了 5.5 节的课题;事实证明要理解这些普遍而突出的特征是非常困难的。在 5.6 节中我们讨论核球和核,并推测它们同星系其余部分有何联系。

5.1 星光的分布

直接从今天盘星系的恒星来到我们这里的光主要是在光谱的近红外区:像 K 型巨星这样的老年恒星发出的光,大部分波长接近 $1\mu\text{m}$ 。炽热大质量恒星的大量蓝光被周围的尘埃拦截,在超过 $\sim 10\mu\text{m}$ 的远红外再辐射。可见光在重要性上居其次;紫外光子不能携带太多能量,除非是在不规则星系中,那里的尘埃较少,年轻热星的光比较容易逃脱吸收。在历史上,星系主要是通过光学照相术来进行研究的。尽管红外探测器正在迅速改善,我们关于星系结构的大多数信息仍然是由光学图像提供的。

5.1.1 天文阵列探测器

现在用于光学河外天文学的标准探测器是电荷耦合器件,即 CCD;在现代的摄像和数码照相机中也用同样器件来记录图像。CCD 由一个用来吸收光的薄硅晶片组成(图 5.1)。光子的能量产生一个或多个电子-空穴对;这些电子被搜集起来并加以放大,产生一个应当线性比例于所吸收光子数的输出信号。并不是每个人射光子都产生电子-空穴对;我们将探测到的光电子与入射光子之比定义为量子效率。在优良的 CCD 中,对于 $5000\text{\AA} \leq \lambda \leq 7000\text{\AA}$ 波段中的红光,量子效率的峰值可达 90% 以上。CCD 是模拟探测器:光子转变为随后被放大的电流,而不是像在光电倍增管之类的光子计数系统中那样

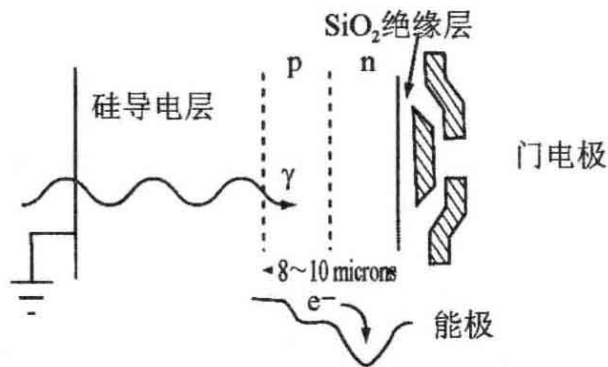


图 5.1 向一侧翻转的背照式 CCD 芯片截面：光子(波浪线)进入导电硅层，释放出的电子被吸引向门电极。下面的曲线显示电子在穿过 p 型掺杂层和 n 型掺杂层时能量如何变化；调节门电压使之刚好在表面下俘获电子

逐个测量。

193

图 5.2 显示 CCD 探测器的表面怎样被分为单个像元。薄绝缘层将硅的集光层分为一些长“沟道”；沿着每一列沟道，在晶片的上表面以规则图案构造绝缘电极。同探测器里面的掺杂区一起，这些电极产生吸引和保持光电子的局域势阱，将列分为像元的行。在典型的天文用 CCD 中，每个像元是边长 $10-30\mu\text{m}$ 的正方形；对于其他应用，例如摄像机，像元常常较小。

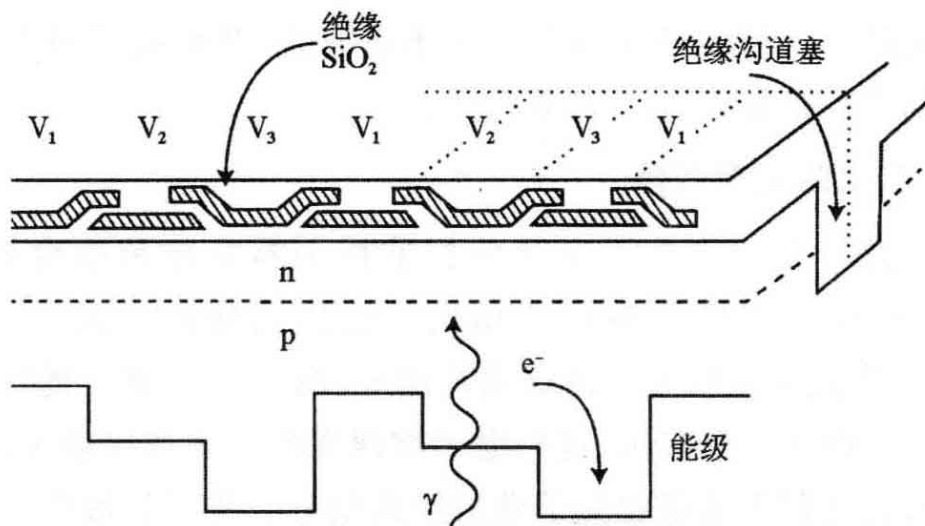


图 5.2 背照式 CCD 芯片：光子(波浪线)从下面进入，产生的光电子向最近势阱内的势能低点迁移。下面的曲线显示(当调节电压使 $V_1 < V_2 < V_3$ 时)刚刚在表面以下的电子的能级。绝缘的沟道塞将每一列同其近邻分开；点线显示一行如何被分为像元

记录在 CCD 上的像可以是天空的一部分,或者是色散为其组成颜色的光谱(例如,通过摄谱仪光栅的反射)。当曝光完成时,用一排屏链样的电势将图像“读出”。CCD 的控制系统按序列 $V_1 \rightarrow V_3$, $V_2 \rightarrow V_1$, $V_3 \rightarrow V_2$ 改变或“时序”它们的电压:每走一步,电子就被“倒”进势的最深部分,沿该列向图 5.2 右边转移。在列的底部是类似的安排,收集每个像元的电子,让它们顺序通过放大器,并进入模数转换器,给出每个像元的计数。通过将来自每个像元的信号水平编码为灰度(明暗变化)或者伪彩色(用颜色变化表示强度),我们就能够产生一幅二维图像。

194

尽管 CCD 是优良的探测器,但它们并不完美。存储在计算机文件里的计数应当同收集到的电子数,或落到像元上的光子数成正比。遗憾的是,放大器会产生读出噪声:即以电子为单位表示的计数率涨落。2000 年代中期制造的天文用 CCD,读出噪声通常等效于每次读出每像元 2—5 个电子,也开发出了读出噪声低于一个电子的器件。

一般的说,CCD 器件的输出信号同理想线性行为的偏离只有千分之几。某些 CCD 因制造误差而品质降低;通常有少数列的部分被“阻挡”,对光无响应,而在像中产生暗条。硅中的热振动甚至在没有光落在探测器上时也会产生电子—空穴对;这些暗计数是不想要的噪声源。为了保持暗计数最小,天文用 CCD 在 100—200K 的低温下运行,常常用液氮(沸点为 77K)作致冷剂。

高能粒子容易被 CCD 探测到而产生宇宙线背景。这把地面曝光时间限制到大约一小时,对于空间望远镜还要少一些,因为大气屏蔽掉一些宇宙线。通常我们对同一片天空拍两幅或以上照片以便能去掉这些“假星”。每个像元的势阱一般能够容纳几十万电子;所以,如果 CCD 曝光过度(例如因一颗亮星),电子将溢出该列,在像内产生一个亮条;见后面的图 5.16。当这个问题严重时,诸亮条也会沿着行方向辐射;在后续的曝光中还可以看到亮源的残存像。

CCD 并不用于所有波段:即使用抗反射镀膜,短于约 2000\AA (200nm) 的紫外光也几乎不能穿透硅层。在 $\lambda \geq 11000\text{\AA}$ ($1.1\mu\text{m}$) 时,红外光子能量太小以至不能释放电子—空穴对;它们容易穿过硅

层而不被吸收。在这些波长之间的光子释放其能量产生一个电子—空穴对。红光可以穿过 CCD 晶片顶部的电极并进入下面的硅层,但 $\lambda \leq 4500 \text{ \AA}$ 的较蓝光子却不能。所以,蓝敏 CCD 是用只有 $15-20 \mu\text{m}$ 厚的减薄了的下层制备并进行背照,使得光从下面照入,如图 5.1 和 5.2 所示。CCD 也是有效的 X 射线探测器;在低于 1000 \AA 的波长,每个光子产生许多电子—空穴对。电子数正比于光子的能量,所以 CCD 也提供能谱信息。在这方面,像宇宙线这样的高能粒子行为类似于 X 射线,CCD 也用来探测它们。

当用 CCD 测量来自天体的光时,天文学家必须考虑像元并不完全均匀的事实:有些像元比另一些更敏感。平场,即空白曙暮天空,或圆顶内漫射屏(常常称为“白点”)的像被拍摄来测量和改正这种效应。CCD 必须进行定标,即观测亮度已知的恒星,以决定多少计数对应于给定的流量或星等。为了产生一幅星系的像,我们必须扣除夜天的贡献,因为只有星系最亮的部分才亮于天空:见 1.3 节。利用圆顶或天空平场,我们常规地测量面亮度可准确到 \leq 天空水平的 1%。想做得更好需要特殊的方法,因为 CCD 的灵敏度在一夜之中会慢慢改变,限制了平场的精度。

我们可以通过计算信噪比 S/N 来估计 CCD 测量的品质。最简单的情形是当探测到的光子数的统计噪声是主要误差源时。如果某个像元中计数为 C 的信号对应于 S 个探测到的光子(或等效地, S 个被俘获的电子),我们就说该 CCD 增益为 g ,这里 $S = gC$ 。从所观测的星系到达该像元的光子数的随机涨落近似为 \sqrt{S} ;所以 S 中的噪声或 1σ 误差是 $N = \sqrt{gC}$ 。若我们仅受光子噪声限制,则 $S/N = \sqrt{gC}$;这是最低可能的噪声水平。

CCD 的读出噪声 R 以光电子为单位给出;包括这一项,我们可以写出 $S/N = gC / \sqrt{gC + R^2}$ 。在低信号水平下, R 是主要噪声源;我们受读出噪声限制。在这种情况下, $R^2 \gg gC$ 且信噪比 S/N 随曝光时间 t 线性增长。当光子噪声主导时, $S/N \propto \sqrt{gC}$,它只随 \sqrt{t} 增长,使测量的信噪比增加一倍需要观测 4 倍长的时间。将这种思路

扩展到包括诸如平场误差等其他噪声源,会给我们一个基础来预计实际 CCD 和其他探测器的性能。

我们可能想测量面亮度 $I(\mathbf{x})$,即星系像内位置 \mathbf{x} 处每平方角秒的光量,或者光谱中的流量 F_λ 。CCD 只记录一次曝光中落到每个像元的总光量;它并不告诉我们光子在何处进入该像元内。所以我们能够测量图像内一个特征的角大小的条件是,它的光散布在 CCD 上至少两个像元。为了产生能显示 $1''$ 细节的天空图像,像元在图像上的尺度必须相应的 $\leq 0.5''$ 。类似地,为了获得波长分辨为 $\Delta\lambda$ 的谱,我们的摄谱仪必须将这个波长间隔的光色散到 CCD 上至少两个像元。CCD 的物理尺度是受到限制的,目前大约为 $10\text{cm} \times 10\text{cm}$;所以 196

我们必须用高分辨和大视场之间进行折中。在天空延伸一个大区域的天体像,往往要由几次曝光拼接而成,每次只覆盖天体的一部分。在使用 CCD 时,我们必须将其特性同以它作为探测器的仪器的特性,以及望远镜的特性相匹配;见下面的问题。

问题 5.1 有一个 2048×2048 像元的 CCD 相机,每个像元 $24\mu\text{m}$ 见方。一个像元覆盖天空的角就是它对向望远镜焦距 FL 的角。这又取决于焦比 f 和镜子的直径 D : $FL = fD$ 。证明每个像元对应于 $5''/(fD)$,式中 D 以米为单位,整个 CCD 覆盖的天区跨度为 $168'/(fD)$ 。

可将此相机用于 $f=7.5$ (通常记为 $f/7.5$) 的 0.6m 望远镜上, $f/7.5$ 的 4m 望远镜上,或者 $f/2.3$ 的 4m 望远镜主焦上。在每种情形下的像元尺度和视场是多少? 如果大气视宁度将像模糊到 $0.8''$,为了得到最清晰的像,应在哪里用此相机? 如果要拍摄 $10'$ 大小的近邻星系像,用何种选择来获得整个星系的亮度轮廓 $I(\mathbf{x})$?

具有大量像元的阵列探测器被用于从 X 射线到红外的天文观测。将光子转换为电信号的物理机制依赖于谱区,但基本原理同 CCD 相似,观测的信噪比 S/N 类似地依赖于探测到的光子数和仪器内的噪声源。与 CCD 不同,用于 X 射线和紫外观测的多数器件计数光子;每个探测到的光子严格产生一个输出计数,所以没有读出噪声。但是,电子学设备的速度限制了到达任一像元的光子能够被

计数的最大速率以及整个阵列的计数速率。当观测亮源时,光子计数器件可能饱和。

红外探测器像 CCD 一样是模拟器件;它们依靠各种物理过程。在波长 $\geq 2\mu\text{m}$ 的热红外,温度 $\sim 300\text{K}$ 的望远镜和地球大气辐射很强。当估计预期的信噪比时,必须考虑这种额外的光。在空间冷却的望远镜能够进行红外观测而没有这种不希望的背景,但仍然必须同太阳系中的暖尘埃抗争。在射电频率,代替探测光子,我们可以利用光的波动性的优点;见 5.2 节。我们目前对星系的看法,一直受到我们在涵盖电磁谱许多波段观测能力的深刻影响。

197 **延伸阅读:** G. H. Rieke, 1994, *Detection of Light: From the Ultraviolet to the Submillimeter* (Cambridge University Press, Cambridge, UK)。对于较宽的波段,见 P. Léna, F. Lebrun, and F. Mignard, *Observational Astrophysics*, 2nd edition (English translation, 1998; Springer, Berlin)。关于摄谱仪的设计,见 D. F. Gray, 1992, *The Observation and Analysis of Stellar Photospheres*, 2nd edition (Cambridge University Press, Cambridge, UK) — 后两种是高级教程。关于统计和观测误差,见 P. R. Bevington and D. K. Robinson, 1992, *Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences*, 2nd edition (MacGraw-Hill, New York)。

5.1.2 盘星系的面源测光

图 5.3 的中部显示了从 6400\AA 附近的 R 波段 CCD 像得到的 Sb 型旋涡星系 NGC 7331 的面亮度 $I(\mathbf{x})$ 。这个星系类似于 M31 之处在于,有明亮的中心,大的中央核球和盘中紧卷的旋臂。在光学波段,大气湍流或视宁度为能够用普通地面望远镜分辨开的最小结构设置了一个极限。在这个图像中,即使前景恒星也散布为大小约 $1''$ 的盘。

198 图 5.3 左部内的轮廓是 R 波段的等照度线,即等面亮度线。等照度线在核球区相当圆,在盘内变为椭圆,离开那里后受到旋臂的影响;在信噪比低的外边缘它们是参差不齐的。如果我们假设盘是圆

的并且很薄,当我们离开面向以角 i 看它时,它就会显示为一个轴比为 $\cos i$ 的椭圆。真实的盘有一定的厚度,所以从任何特定的视角看它们都会圆一些;见 6.1 节。对于 NGC 7331,沿盘等照度线短轴的直径只有沿长轴测量的 0.35 倍;该星系从面向倾斜约 75° 。

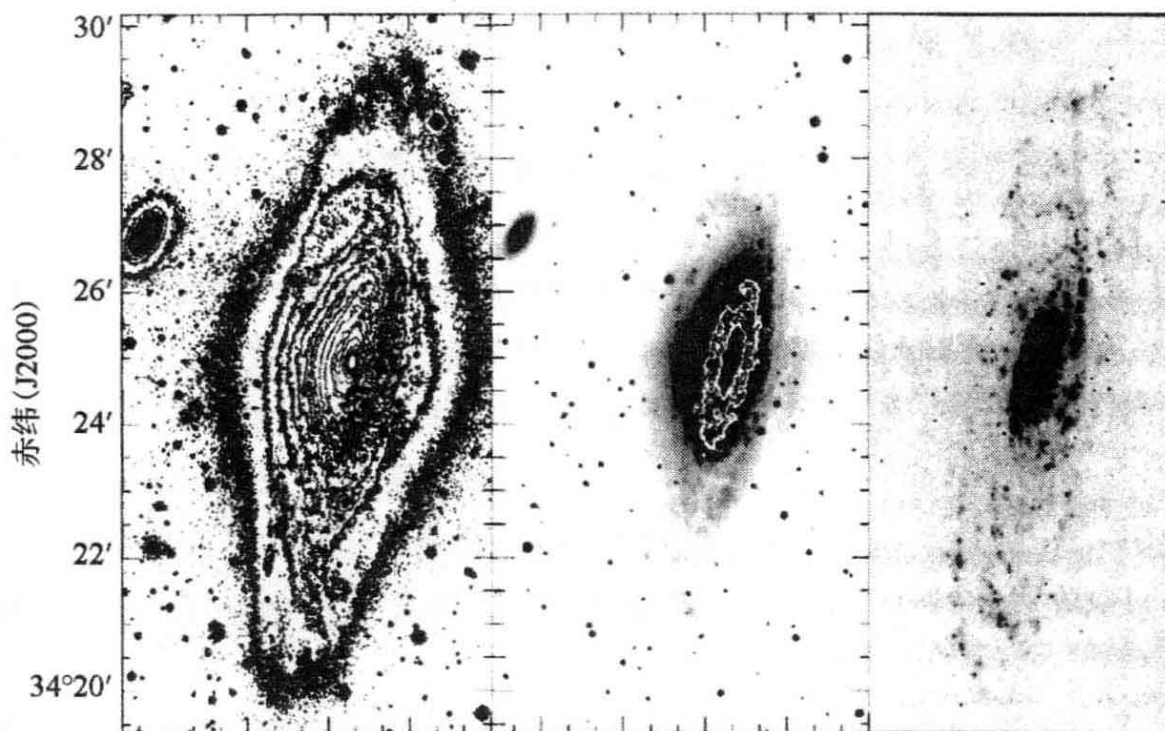


图 5.3 Sb 型旋涡星系 NGC 7331。左图,R 波段的等照度线;中,R 波段的负像,包括一个背景星系,还叠加了 CO 发射的轮廓。右, $H\alpha$ 负像,显示了旋臂内的 HII 区(A. Ferguson, M. Thornley),和近邻星系的 BIMA 巡天

该星系中心每平方角秒发射出 $R=300''$ 处相同面积约 10000 倍的光;这个中心比天空亮 100 倍,而外面的区域却暗到天空亮度的约 1%。印刷的图像不能显示如此巨大的反差,所以我们采用图 5.4 那样的图示。如果我们忽略盘内的吸收尘埃,面亮度要比从正向看盘时亮一个因子 $1/\cos i$ 。用这种或另外的方法,我们可以改正到若 NGC 7331 为正向时应该观测到的面亮度,然后求得离中心距离 R 处的平均面亮度 $I(R)$ 。

面亮度一般以 mag arcsec^{-2} 为单位给出:即把来自该星系每平方角秒的流量表示为视星等。在 NGC 7331 的中心, I 波段面亮度 $I_I(0)=15 \text{ mag arcsec}^{-2}$ 。星系没有清晰的外沿;由于历史和技术上的原因,我们通常测量中心在 4400\AA 附近的 B 波段像给定等照度线

内的大小。对于 NGC 7331, 等照度线 $I_B = 25 \text{ mag arcsec}^{-2}$ 处的半径是 $R_{25} = 315''$ 。

199

问题 5.2 证明在 I 波段 $15 \text{ mag arcsec}^{-2}$ 的中心面亮度相当于 $18000 L_{\odot} \text{ pc}^{-2}$; 解释为什么这并不依赖于星系的距离。 $I_B = 25 \text{ mag arcsec}^{-2}$ 落在表 1.9 给出的夜天亮度下面多远?

对如图 5.3 中那样一幅像的整体进行面亮度积分, 并外推到包括星系暗得难以可靠测量的部分, 即得总视星等。星系表通常给出 B 波段, 或 5500 \AA 的 V 波段的值。正向星系会比成一角度看时亮, 因为斜向离开盘的星光必须穿过更长的盘内星际尘埃吸收层。所以, 为了比较我们以不同倾角观测的星系的真亮度, 我们必须设法对尘埃变暗进行补偿。最后, 我们还必须改正银河系内前景尘埃的效应。星系表通常列出改正到正向视角的总星等, 以上角标 0 表示。对于 NGC 7331, 改正后的总 B 星等是 $B_T^0 = 9.37$, 在 V 波段为 $V_T^0 = 8.75$, 所以 $(B-V)^0 \approx 0.6$; 就整体而论, 该星系的颜色大约和太阳相同。

在恒星盘内, 当我们对像旋臂之类的特征作平均后, 面亮度 $I(R)$ 常常近似遵循指数形式:

$$I(R) = I(0) \exp(-R/h_R), \quad (5.1)$$

如果盘内恒星的密度按 2.8 式那样的双指数公式变化, 我们的预期就是如此。图 5.4 中的长画线显示标长 $h_R = 55''$ 的指数轮廓。对于大多数盘星系, $1 \text{ kpc} \leq h_R \leq 10 \text{ kpc}$ 。当在 B 波段而不是 I 波段测量时, h_R 一般要长约 20%, 因为盘朝向中心变得较红。盘的较内部分重元素一般较丰富(如图 4.15 对 M33 显示的那样), 且富金属恒星较红(图 1.5)。外盘可能有较大比例的年轻蓝星, 或者可能尘埃红化较小; 这些效应往往很难分开。在许多(尽管不是全部)盘星系中, 恒星盘的指数部分看来终止于某个半径 R_{\max} , 通常在 $10 - 30 \text{ kpc}$ 范围内或 $(3-5)h_R$ 。在 R_{\max} 以外, 面亮度下降更陡; 但这并不是星系的边缘, 因为可以找到更远的 HI 气体或某些盘星。

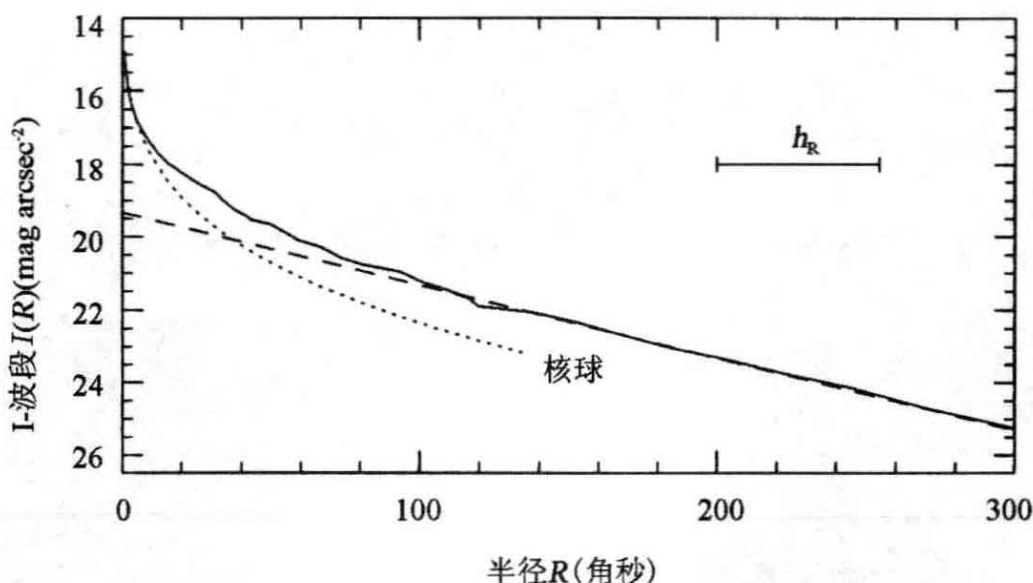


图 5.4 NGC 7331: 实线显示 8000 Å 附近的 I 波段的面亮度。长画线是 $h_R = 55''$ 的指数轮廓; 点线代表附加的光 (R. Peletier)

问题 5.3 对于 NGC 7331, 视向速度 $V_r = 820 \text{ km s}^{-1}$, 如果 $H_0 = 60 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, 用式 (1.27) 的哈勃定律求其距离。证明它的 V 波段光度 $L_V \approx 5 \times 10^{10} L_{V, \odot}$ 。NGC 7331 比银河系和 M31 更亮还是更暗? 证明 $h_R \approx 3.6 \text{ kpc}$ 。盘半径 R_{25} 是多少千秒差距? 它同银河系盘的尺度相比如何?

200

从图 5.4 和问题 5.2 证明, 在 I 波段, 盘的外推中心面亮度为 $I(0) \approx 325 L_{\odot} \text{ pc}^{-2}$ 。用对于盘光度的式 (5.1) 证明, $L_D = 2\pi I(0) h_R^2 \approx 3 \times 10^{10} L_{I, \odot}$: 盘给出总光的大约 60%。在 $R = 8 \text{ kpc}$ 处星光的面密度是多少? 这同问题 2.8 中我们在太阳附近求得的值相比如何?

在小半径处, 面亮度 $I(R)$ 升到式 (5.1) 对指数盘预言的水平以上; 多出的光来自中央核球。在图 5.3 中, 较圆的内区等照度线告诉我们, NGC 7331 的核球是一个椭球, 而不是扁盘。核球一般在 S0 和 Sa 星系中更重要: 在图 5.5 中, Sa 星系 M104 的大部分光来自非常大的核球。某些核球显然像这么圆, 而其他的几乎像盘一样扁。因为主要包含较老较红的恒星, 核球对红光的贡献相对较大而对蓝光的贡献较小。

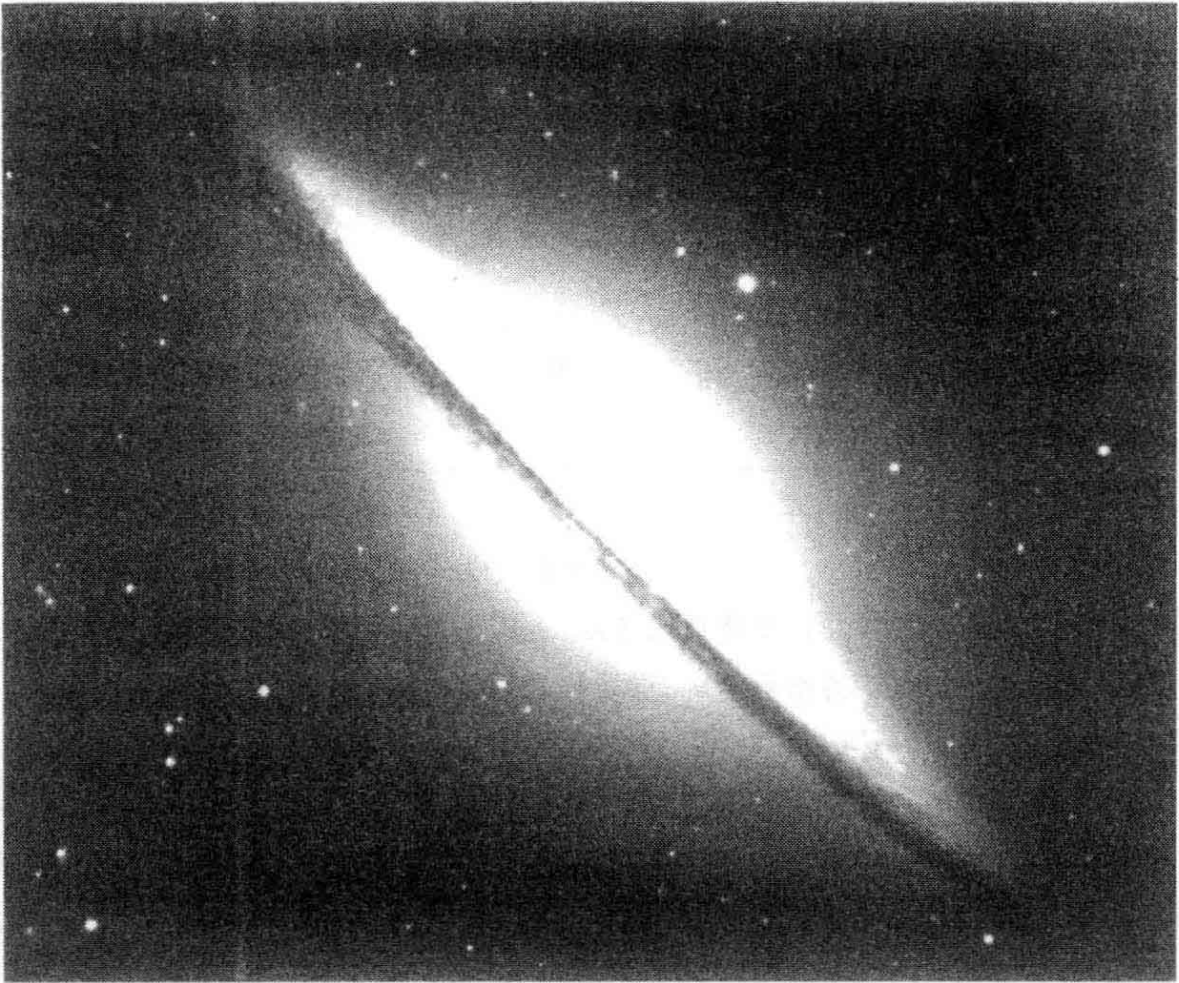


图 5.5 Sa 星系 M104, 即“草帽”星系 NGC 4594 的 V 波段像: 这是一个 $L_V \approx 8 \times 10^{10} L_\odot$, 约 10 Mpc 远的亮星系。注意大的核球和众多的球状星团 (A. Cole, WIYN 望远镜)

201

一般来说, 星系沿从 S0 到 Sd 和 Sm 的序列变得较蓝和较暗。图 5.6 显示大熊座星系群中的星系在 $2.2\mu\text{m}$ 的 K' 带通内的视星等 $m_{K'}$ 和 $B-K'$ 颜色。这是一个中等致密的近邻星系群, 大约在室女座星系团方向, 距离我们约 15Mpc。由于所有星系和我们的距离几乎相同, 那些看起来最亮的 (具有小的 $m_{K'}$ 值), 也就是光度最高的。但观测星系群的一个缺点是, 我们得不到所有类型星系的完备样本, 甚至可能没有“典型”星系的一个好样本。

图 5.6 显示, 大熊座星系群中的 S0, Sa, Sb 和 Sc 星系全都亮于 $10^9 L_\odot$; 较暗的旋涡星系全是 Scd, Sd 和 Sm 型。S0 星系的颜色近似于 K 型巨星; 因为没有年轻的蓝星, 大部分光来自演化到主序以后

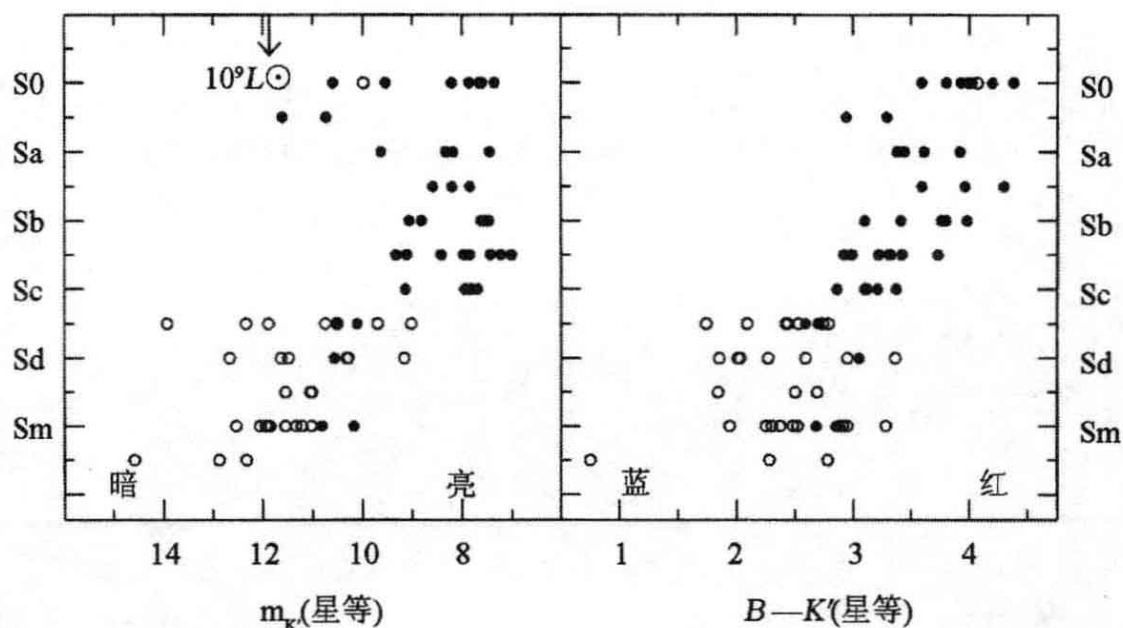


图 5.6 大熊座星系群中星系的视星等 $m_{K'}$ 和 $B-K'$ 颜色,按星系类型标绘。箭头右边的星系在群的距离 15.5 Mpc 处光度 $L > 10^9 L_{\odot}$ 。空圈表示盘有较低中心亮度的星系: $I_{K'}(0) > 19.5$ 。平均说来, S0 星系亮而红,而 Sd 和 Sm 星系较蓝和较暗 (M. Verheijen)

的红星。Sd 和 Sm 型星系较蓝,是因为它们有较大比例的年轻恒星;其光学波段的颜色同晚 F 和 G 型星相似。

在侧向盘星系(如下面的图 5.16 右部)的光学像中,我们看到一条薄的暗尘带横过盘的中部。正如银河系中那样,散射光和吸收光的尘埃处于比大多数恒星更薄的层内。在侧向盘中,如果我们沿像的长轴测量 R ,而 z 为离中平面的距离,那么,在尘埃带的上方和下方,面亮度往往近似遵循

$$I(R, z) = I(R) \exp(-|z|/h_z). \quad (5.2)$$

典型的情况是,大部分星光来自厚度约为宽度 10% 的盘: $h_z \approx 0.1 h_R$ 。某些 Sc 和 Sd 星系是“超薄”的,扁平得甚至更极端,而在 Sm 和不规则星系中,盘相当厚而松散(图 5.7)。在其他系统中,面亮度在高 z 处的下降没有 5.2 式预言的那么快:像银河系一样,它们有一个厚盘。

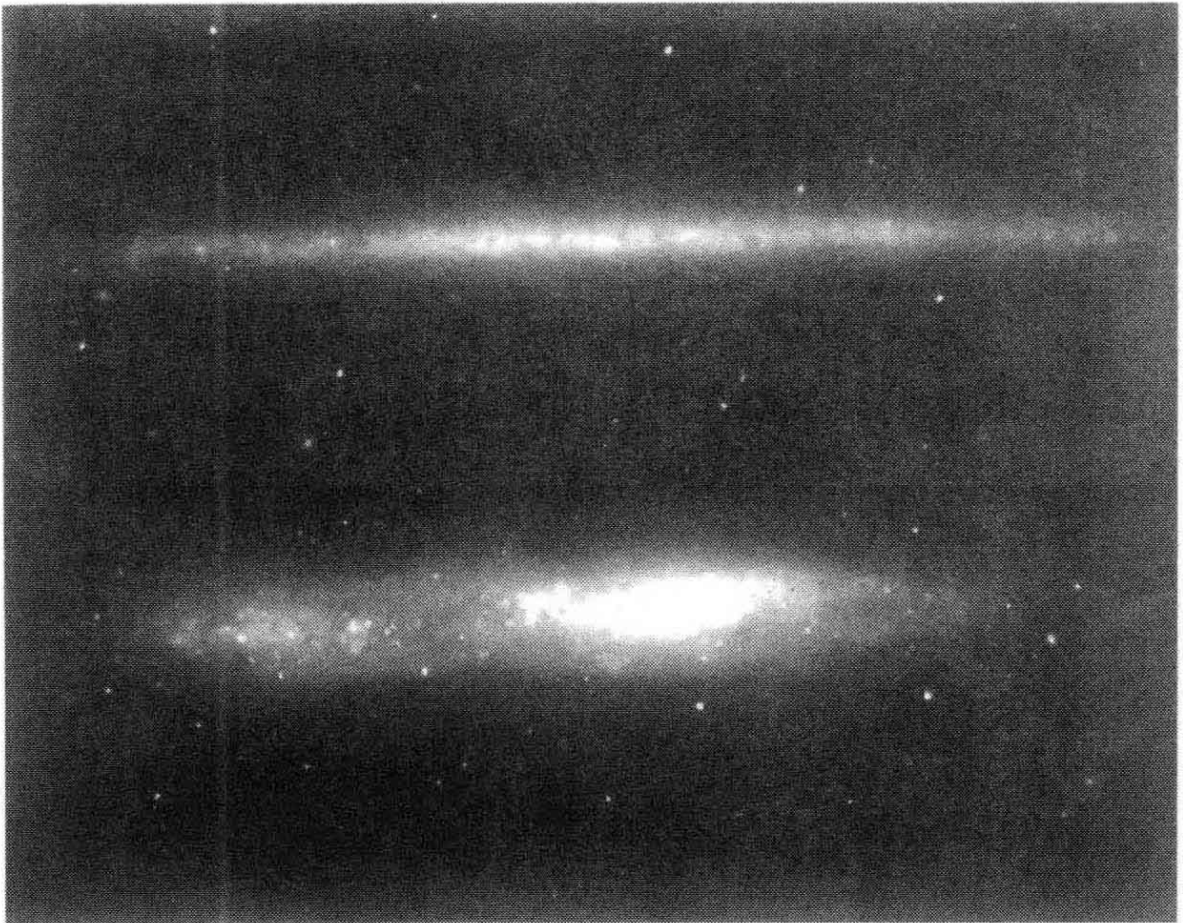


图 5.7 两个非常不同的晚型盘星系的 B 波段像。上：“超薄”Sd 星系 UGC 7321, 侧向视角 $\leq 2^\circ$ 。这是一个小星系：在 $d=10\text{Mpc}$ 处 $L_B \approx 10^9 L_\odot$ (L. Matthews, WIYN 望远镜)。下：近邻有棒麦哲伦型或不规则星系 NGC 55, 离侧向约 10° 。其线尺度约为 UGC 7321 的一半, 在 $d=1.5\text{Mpc}$ 处 $L_B \approx 2 \times 10^9 L_\odot$ 。注意蓬松的盘和棒内光的偏心集中 (A. Ferguson)

在明亮的盘星系中, 当用 5.1 式将盘向内推时, 我们发现中心面亮度 $I(0)$ 处于某个上界之下。旋涡星系的一项新近研究发现, $I_B(0)$ 的平均值 $\approx 22 \text{ mag arcsec}^{-2}$, 而 $I_K(0) \approx 18 \text{ mag arcsec}^{-2}$; 几乎没有一个比这两个值亮太多。由于我们有更好的方法寻找较暗的星系, 许多低面亮度盘星系已经被发现。最大的一个是 Malin 1, 其 $I_B(0) \approx 25.5 \text{ mag arcsec}^{-2}$, 比“正常”星系的平均值低 25 倍, 完全在表 1.9 中给出的天空亮度以下。其巨大的盘环绕着一个看来正常的中央核球。标长非常大, $h_R \approx 55 h^{-1} \text{ kpc}$, 所以这个星系光度很大: $L \approx 3 \times 10^{10} h^{-2} L_\odot$ 。但是, 多数低面亮度星系的光度比高面亮度的“正常”星系小得多, 而且许多没有明亮的中心; 它们的标长 h_R 并不

特别大。

图 5.8 显示了大熊座星系群中星系的数据:低面亮度星系光度最低,HI 气体成比例地最丰富。像矮不规则星系一样,它们将气体转变为恒星的效率不高。结合此图和图 5.6 中的信息,我们看到,Sa 和 Sb 星系同 Sd 星系相比,平均说来有较高的光度和较高中心亮度的盘。不规则星系这两个量有更低的值;见 4.1 节。

203

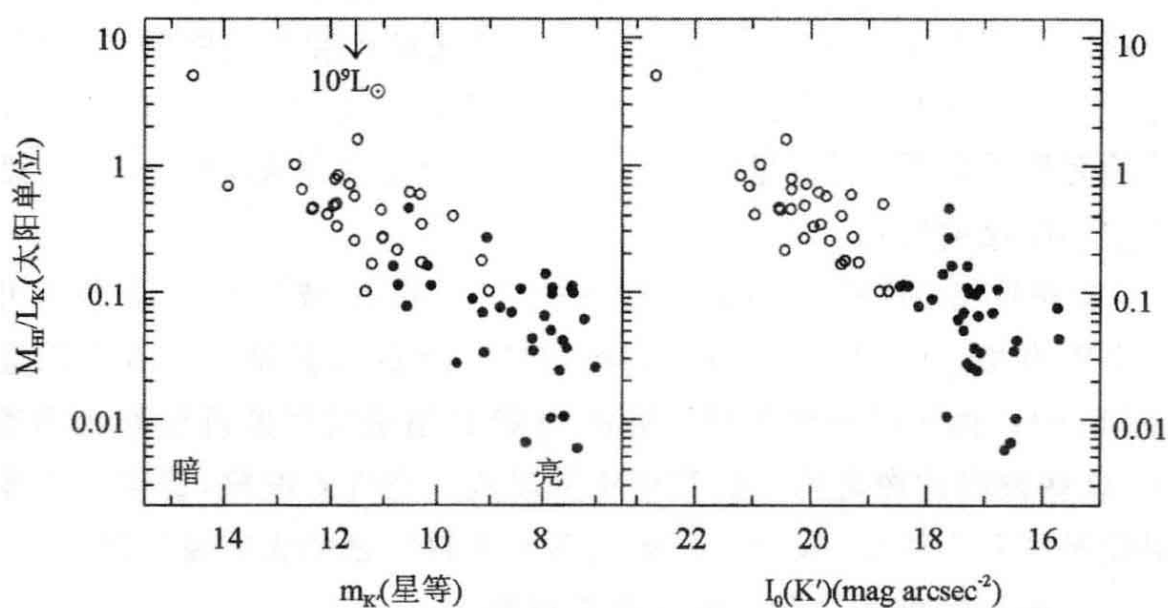


图 5.8 大熊座星系群中星系的 HI。左图,HI 气体质量同 K' 波段光度的比,以 $M_{\odot}/L_{K',\odot}$ 为单位。右,较暗的星系 HI 气体成比例地较多,且盘具有较低的外推中心面亮度 $I_{K'}(0)$ 。空圈显示 $I_{K'}(0) > 19.5$ 的低面亮度星系 (M. Verheijen)

问题 5.4 根据高面亮度旋涡星系的一项研究 (ApJ 160, 811; 1970), 盘全有 $I_B(0) \approx 21.7 \text{ mag arcsec}^{-2}$; 这就是 **Freeman 律**。中心平方角秒辐射多少 L_{\odot} (见问题 1.14)? 如果其绝对星等 $M_B = -20.5$, 该星系在 B 波段辐射多少 L_{\odot} ? 如果我们忽略来自核球的光, 证明指数盘必有 $h_R \approx 5.4 \text{ kpc}$, 而 $R_{25} \approx 3h_R$, 且 80% 的光落在这个半径之内。对于具有同样总光度, 但 $I_B(0) = 24.5 \text{ mag arcsec}^{-2}$ 的低面亮度星系, 证明 $< 10\%$ 的光来自 $R < R_{25}$ 。

现在考虑许多 $I_B = 2.5 \times 10^{10} L_{B,\odot}$ 的旋涡盘; 标长 h_R 越大, $I(0)$ 必定越小。对于 $1 \text{ kpc} < h_R < 30 \text{ kpc}$, 绘图表示 R_{25} (以 kpc 为单位)

与 h_R , 以及 R_{25} 与 $I(0)$ 的关系。证明当 h_R 小时 R_{25} 也小, 接着上升到极大值, 并在 $h_R \approx 24 \text{kpc}$ 处下降到零。解释为什么 $I(0)$ 比 Freeman 值低 10 倍以上的星系没有进入他 1970 年的样本中。(非常小的星系也很难研究: 星表中很可能遗漏了在 $d \approx 40 \text{Mpc}$ 处 $R_{25} < 30''$, 或 6kpc 的星系。)

204 我们也可以用固体器件来探测红外光子; 有波长 $\lambda \leq 40 \mu\text{m}$ 的大阵列。它们不能由硅制成, 而是必须用锑化铟这类低能隙的半导体。为了减小暗计数, 它们必须在非常冷的低温下运行。尘粒对波长较长的光影响较弱, 所以星系中心部分的红外像能够揭示在光学波段被尘埃隐藏的恒星。

旋涡星系 M100 中心数角秒的 $2.2 \mu\text{m}$ 的 K 波段红外像揭示出一个中央棒, 在可见光中清楚勾勒出的 4 条旋臂只剩下一点点踪迹 (图 5.9)。由于星系中炽热年轻的 O 和 B 型星发射的近红外光相当少, 这些波段的像常用来研究老年的星族。在红外波段, 旋臂一般显得较平滑和不突出, 提示它们的光多半来自年轻的大质量恒星, 它们在可见波段的外貌受到尘带的严重影响。

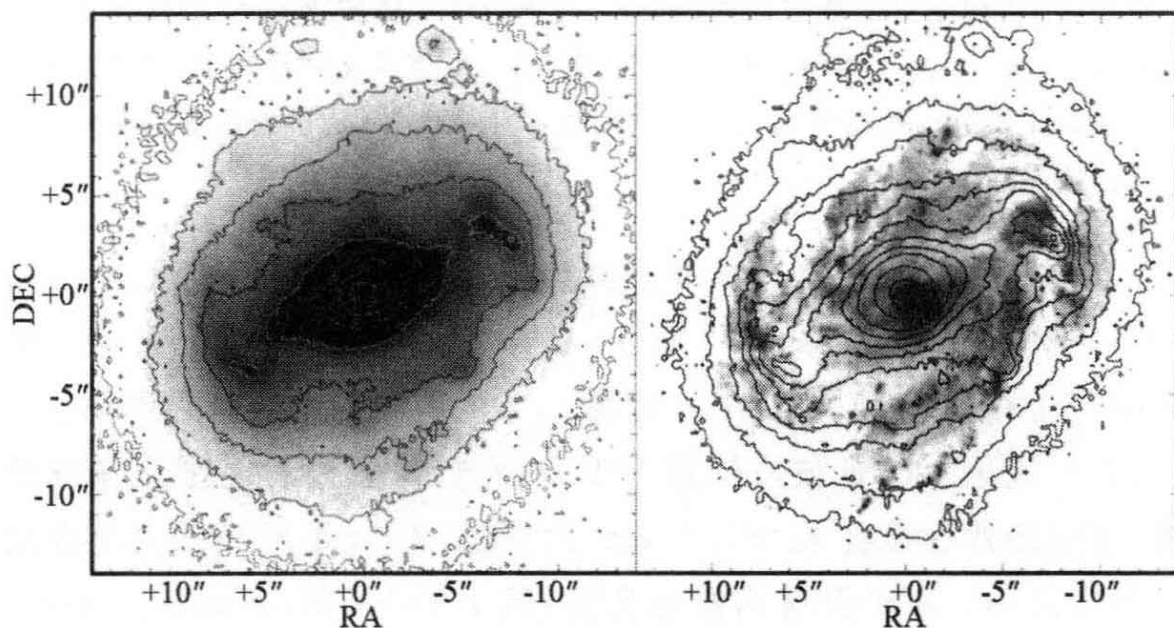


图 5.9 Sbc 星系 M100 (NGC 4321) 内区的负像: $26'' = 2 \text{kpc}$ 。左图, $2.2 \mu\text{m}$ 的 K 波段像和等照度线, 显示有一个中央棒。右图, 来自年轻大质量星周围气体的 $H\alpha$ 发射 (可见光), 叠加有 K 波段等照度线; 棒被尘埃挡住了 (J. Knapen 1995 *ApJ* 443, L73)

问题 5.5 300K 的黑体在什么波段发出其大部分辐射？如果 $T=100\text{K}$ ，在 $\lambda=10\mu\text{m}$ 处，流量 F_λ 减小多少？对于红外工作，最好冷却（例如用液氮）望远镜的某些部分，以免其辐射进入探测器。

在 $1000\text{\AA} \leq \lambda \leq 3000\text{\AA}$ 的紫外波段，正常星系几乎所有的光都来自其最热的恒星。旋涡星系的紫外像给了我们一幅正在更新盘的恒星形成的快照；我们看不见较平滑分布的老星。在图 5.10 的左半部，主要由老年和中年恒星组成的中央棒消失了。我们看到沿着旋臂分布的一些明亮光斑，在那里聚集着巨分子云中诞生的短寿命大质量恒星。它们的亮度既依赖于在那里聚集的热星有多少，也依赖于容许光穿过的遮挡尘埃中的空隙。图 5.10 证实，照片中醒目的旋臂图案归因于其明亮的年轻恒星。当我们在 9.4 节中观察红移 $z \geq 1$ 的星系的光学像时，我们看见的光是作为被宇宙膨胀红移了的紫外辐射发出的。我们必须小心将其同近邻星系的紫外像，而不要同其光学像进行比较。

205



图 5.10 SBb 型棒旋星系 NGC 3351 (M95)。左图合并了 1530\AA 和 2300\AA 的紫外光。我们看不见棒，因为它缺乏年轻的蓝星；恒星形成结给了旋臂以破碎的面貌。右图，在可见光我们看见很强的中央棒被一个环和光滑的旋臂围绕着 (GALEX)

因为尘埃在这些较短的波长非常不透明，它能够吸收掉星系的

大部分紫外光。在像 NGC 7331 这样的星系中,紫外光子的 20%—30% 被吸收,但只有百分之几逃离最活跃的恒星形成区。尘埃将能量在红外波长再辐射。图 2.24 显示了 NGC 7331 的恒星形成区的红外谱。大多数能量是被 $T \sim 20-30\text{K}$ 的尘埃在 $100\mu\text{m}$ 附近辐射的。在较短的波长,我们看见来自被加热的分子氢和非常大的分子,即多环芳香烃的辐射。

206 旋涡星系的盘在 X 射线波段不亮。星际气体很冷,而超新星遗迹超音速地膨胀;被它们的强激波加热的气体、年轻恒星的热风和双星是主要的 X 射线源。在星暴(见下面的 5.6 节)中,星风和超新星遗迹交迭起来加热气泡,使之能突破周围的致密气体作为超星风离开星系。

5.2 观测气体

旋涡星系的大部分气体是在盘上发现的;冷的原子(HI)和分子(H_2)氢形成了星系制造新恒星的原料。在 5.1 节中,我们看到如何通过观察暗遮光尘带的光学像间接定位气体的凝聚。冷气体也可以通过它们在射电波段的谱线辐射直接看到,这种辐射能无阻碍地穿过多尘的盘。如果气体被热星的紫外辐射或激波电离,我们可以看到它的光学发射线,例如 $\text{H}\alpha$ 。因为我们是谱线形式观测气体的,我们也可以测量星系内每一点的速度,从而探索它的运动。

5.2.1 射电望远镜阵

我们主要是在长于约 1cm 的射电波段观测冷气体。因为波长较长,射电望远镜的视力比光学望远镜模糊。当用直径为 D 的望远镜在波长 λ 观测时,在天空彼此处于角 λ/D 内的源看起来将混在一起:这就是所有望远镜都不能避免的衍射极限。在 $\lambda \approx 5000\text{\AA}$ 的光学波长,衍射极限容许 $D=10\text{cm}$ 的小望远镜获得清晰到 $1''$ 的像,而在 1mm 波长,需要直径 200m 的望远镜才能达到同样的分辨率。最大的单面碟形射电望远镜直径约 100m ,多数直径为几十米;所以一般来说它们所成的像没有光学望远镜那么清晰。为了在 $\lambda=20\text{cm}$

获得 $1''$ 分辨率的像, 将要求直径 40km 的望远镜; 这样大的单面碟形天线将会在其自身的重量下坍塌。在厘米波长, 在毫米波区也愈益如此, 我们用较小望远镜的列阵来进行孔径综合。

为了明白综合孔径望远镜的工作原理, 我们可以将射电波看成振荡的电场和磁场。如果波长是 λ , 电场 $E \propto \cos(2\pi ct / \lambda)$; 在射电望远镜焦点处感生的电压 V 在该时刻正比于电场 E 。假设我们用两台望远镜进行观测, 如图 5.11。从一个仰角为 θ 的源来的波, 到达望远镜 2 必须多走一段距离 $d \cos\theta$, 所以波峰和电压的峰值相对于望远镜 1 要延迟一段时间 $d \cos\theta / c$ 。两台望远镜馈源处的电压 V_1 和 V_2 是:

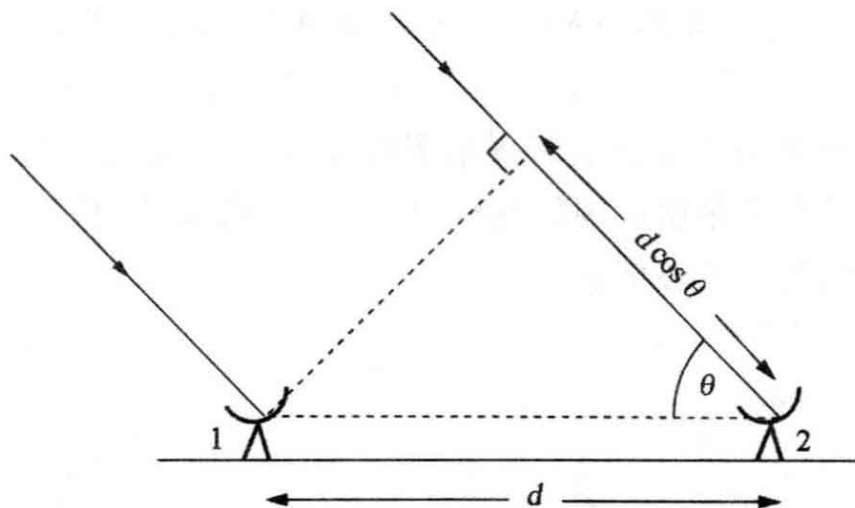


图 5.11 两单元干涉仪。

$$V_1 \propto \cos\left(\frac{2\pi ct}{\lambda}\right) \text{ 和 } V_2 \propto \cos\left(\frac{2\pi(ct - d \cos\theta)}{\lambda}\right). \quad (5.3)$$

我们在相关器中将信号 V_1 和 V_2 相乘, 然后将输出滤波以去掉快速振荡。结果为条纹图样: 信号 $S \propto \cos(2\pi d \cos\theta / \lambda)$, 它随地球自转改变角 θ 而缓慢变化。如果仰角 $\cos\theta$ 相差一个量 $\lambda / (2d)$, 天空上相邻的两个源将产生完全不同的条纹图样。所以这个简单的干涉仪只能够区分相距角 $\lambda / (d \sin\theta)$ 的源——它具有直径为 $d \sin\theta$ 的单面碟形大天线的分辨率。分开两个碟形天线的矢量称为基线。干涉仪的分辨率由基线垂直于向源矢量的分量决定。

我们的二元干涉仪不能测量源的位置: 它只能告诉我们 $\cos\theta$ 的

值准确到一个因子 λ/d 。为了得到更多的信息,我们增加具有不同基线的多对望远镜。如果我们能用小碟形天线覆盖半径为 d 的圆的全部面积,并同其他每面天线相结合考察来自每面天线的信号,我们就能等效地建立或综合出用一台直径为 d 的巨大碟形天线能够看到的整个图像。如果源不随时间改变,则不必让所有小望远镜一次到位。我们可以将它们东—西向放置,如荷兰 Westerbork 综合孔径望远镜那样。从源看来,随着地球自转,碟形天线在椭圆轨道内围绕彼此运动(图 5.12)。即使只有少数碟形天线,地球自转给予我们一定角度范围的大量基线。在 12 小时之内,我们可以综合出一幅源图,就像用一台大的椭圆形望远镜能够看到的那样。当源同天赤道所成的角,即它的赤纬为 δ 时,我们的椭圆形“望远镜”在南北方向比东西方向小一个因子 $|\sin\delta|$ 。为了加速观测,像新墨西哥州甚大阵(VLA)这样的射电望远镜将碟形天线摆成一个大“Y”字。4 小时观测就包括了全部角度范围的基线,即使一个简单的“快照”也包含着构建一幅粗图的足够信息。

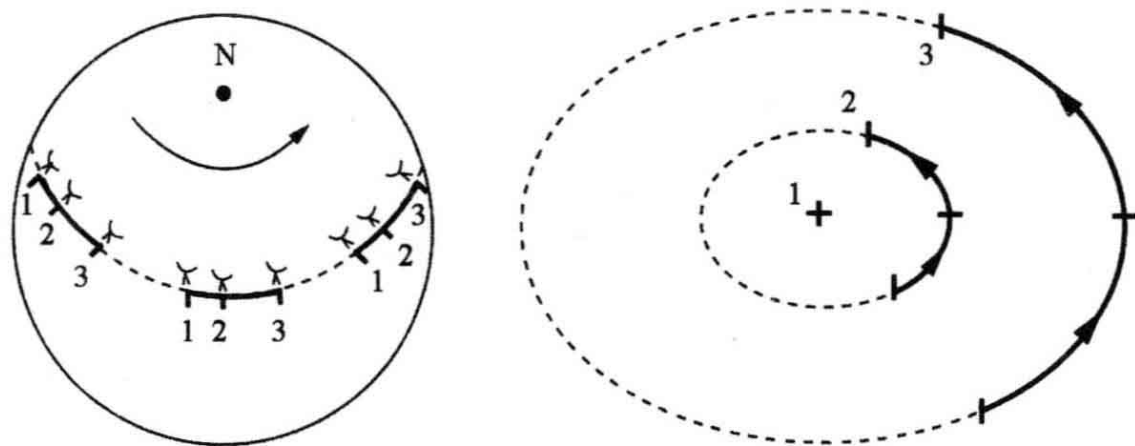


图 5.12 地球自转综合:在一天的观测中,从源看来,天线 2 和 3 相对于天线 1 的基线矢量扫出一个椭圆

来自每个两台小望远镜组合的相关信号 S 对天空亮度分布的 **Fourier 变换** 进行采样。我们测量波矢量的变换同分隔两台天线的基线垂直于向源视线的分量成正比。为了描绘比单个点更复杂的源,我们必须用计算机对 Fourier 变换求逆,构建出由这个大“望远镜”看到的像。这样由“碟形天线”综合而成的望远镜里面有大空隙,

因为小的碟形天线只能充填其面积的一部分:我们只能在有限的点集上采样 Fourier 变换。依赖于望远镜如何放置,这会使类点源显得拉长或呈星形而不圆;人们常用计算机处理来校正图像。

综合孔径望远镜的集光面积比直径相同的满孔径天线小得多;因此,描绘暗源可能需要许多小时。射电天空比在可见光波长暗得多以至可以忽略不计;我们不必扣除它的贡献,或担心它在长的观测过程中如何变化。但是,射电望远镜可能受到地面源和天空其他部分强射电源的干扰。

每个直径为 D 的碟形天线接收的辐射只来自天空尺度为 λ/D 的一片;这限制了我们用综合阵的每次指向能够描绘的区域。如果任何一对小望远镜之间的最短距离是 d_{\min} ,那么覆盖天空角度大于 λ/d_{\min} 的源将不可能探测到。因为碟形天线不可能靠得比其物理尺度 D 更近,综合孔径望远镜所成的图总是使气体看起来比实际情形更成块状。综合图应当通过增加直径至少 $2D$ 的单台望远镜的信息来完成;但这通常是不实际的。

问题 5.6 在 VLA 的 C 阵位形中,相隔最宽的碟形天线距离 3.4 km,最近的彼此相隔 73m。证明 HI 的 21cm 谱线的分辨率约为 $13''$;解释为什么该图遗漏了大于 $\sim 6'$ 的结构。 209

在直径达到 100 km 的综合孔径望远镜中,碟形天线用缆连接起来,其信号进行在线合并。对于相隔很远的天线,我们可以在每个天线处用原子钟进行同步,在观测结束后把记录到的数据流合并。在甚长基线干涉仪(VLBI)中,合成的“望远镜”可以像整个地球那么大,所以我们可以给尺度小于 $0.001''$ 的源成像。将一面碟形天线置于太空之中,甚至可能得到更宽的间隔和更高的分辨率。

延伸阅读 B. Burke and F. Graham-Smith, 1996, *Introduction to Radio Astronomy* (Cambridge University Press, Cambridge, UK) and G. L. Verschuur and K. I. Kellermann, eds., 1974, *Galactic and Extragalactic Radio Astronomy* (Springer, New York); 这个第 1 版的第 10 章和第 11 章对孔径综合给出了清楚的解释。

5.2.2 盘中的冷气体

图 5.13 显示了用 21cm 发射线观测到的星系 NGC 7331 中的中性氢(HI)气体。因为该气体在星系中运动,其谱线发射按照视向速度 V_r 发生了 Doppler 移动。所以我们让望远镜在许多相隔很近的

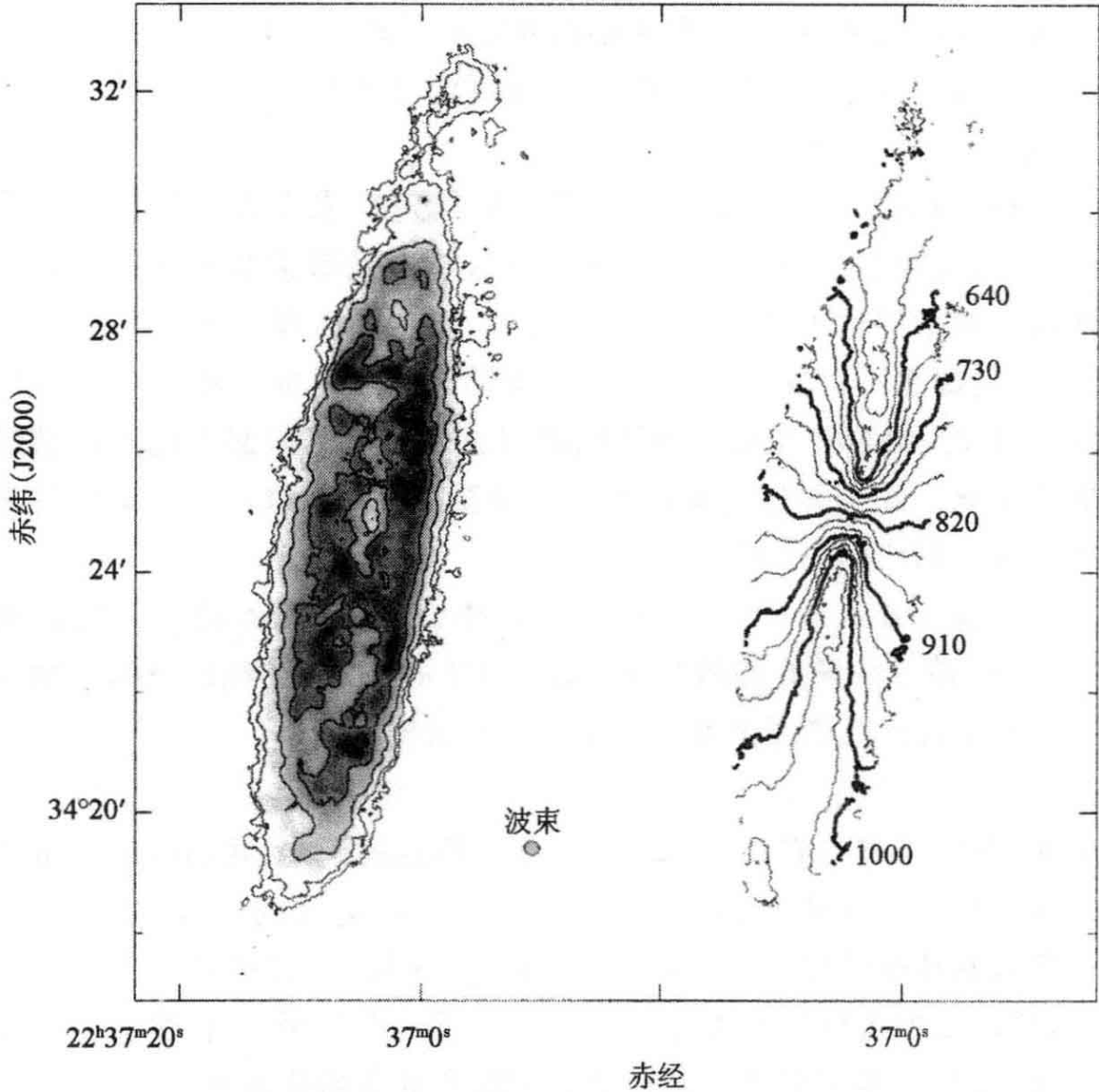


图 5.13 用 VLA 观测到的 NGC 7331 内的 HI 气体。左图,气体面密度;在 $d=14$ Mpc 处,我们看到 $11.3 \times 10^9 M_{\odot}$ 的 HI, $l'=4$ kpc。外轮廓显示弥漫气体, $N_{\text{H}}=2.8 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$;较高的水平是在 $1.2, 3.3, 6.4$ 和 $9.5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ 。 $15.7'' \times 13.7''$ 的小椭圆显示望远镜波束的半功率宽度;点状源将显示为这样的大小和形状。右图,气体速度 V_r 的轮廓图,间隔为 30 km s^{-1} (M. Thornley and D. Bambic)

频道进行同时观测；一般来说，每个频道覆盖的速度为每秒几千米。星系盘中大部分 HI 是光薄的；21cm 线吸收很少，所以气体的质量正好同其发射的强度成正比。正如可见光一样，我们从一个给定的 HI 气体云收到的射电功率随其距离 d 按 $1/d^2$ 减小。将流量 F_ν 对星系气体相应的频率做积分，我们可以用问题 1.9 的结果求得它的质量。当我们以 Mpc 为单位测量 d ，以央斯基为单位测量 F_ν ，以 km s^{-1} 为单位测量 V_r 时，

$$\mathcal{M}(\text{HI}) = 2.36 \times 10^5 \mathcal{M}_\odot \times d^2 \int F_\nu \left[1421 \text{MHz} \times \left(1 - \frac{V_r}{c} \right) \right] dV_r. \quad (5.4)$$

对于 NGC 7331，假设 $d=14\text{Mpc}$ ，我们测得的流量相应于 $1.1 \times 10^{10} \mathcal{M}_\odot$ 的原子氢；这是 M31 中的两倍。

深的 HI 图可发现的气体 H 原子到 $\sim 10^{19} \text{cm}^{-2}$ ，相当于 $0.1 \mathcal{M}_\odot \text{pc}^{-2}$ 。一般来说，HI 图没有光学像那么清晰；因为信号很弱，我们用相对较粗的分辨率来改善信噪比。将来自所有频道的发射相加可给出气体的总分布。我们也可以绘制像图 5.13 那样的轮廓图，以显示气体在每个位置的平均视向速度。 210

气体显然处于星系的盘中。正如在银河系和 M31 中一样，中心多半是贫气的，而 HI 聚集在直径数千秒差距的环内。图 5.14 显示 HI 的面密度如何随半径变化。气体散布得比星光均匀得多；环内的峰值密度只比平均值大几倍，远小于我们在图 5.4 中看到的面亮度 10000 倍的变化。HI 盘大于恒星盘；在密度降到 $1 \mathcal{M}_\odot \text{pc}^{-2}$ 的半径处测量它的大小，我们发现它延伸到光学尺度 R_{25} 的两倍。正如图 5.15 所显示的那样，这对于旋涡星系是典型的。旋涡星系中只有 10%~20% HI 层延伸显著超过 $2 R_{25}$ ；图 5.10 中的 NGC 3351 有巨大的 HI 盘，延伸到 $4 R_{25}$ 。

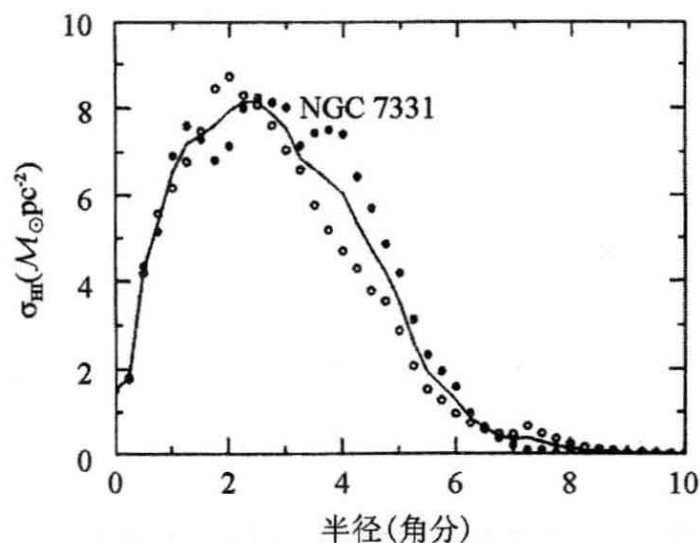


图 5.14 在 NGC 7331 中,每个半径处 HI 气体的平均面密度,分别对星系的北(实点)和南(空圈)半部分计算;实线显示平均值(K. Begeman)

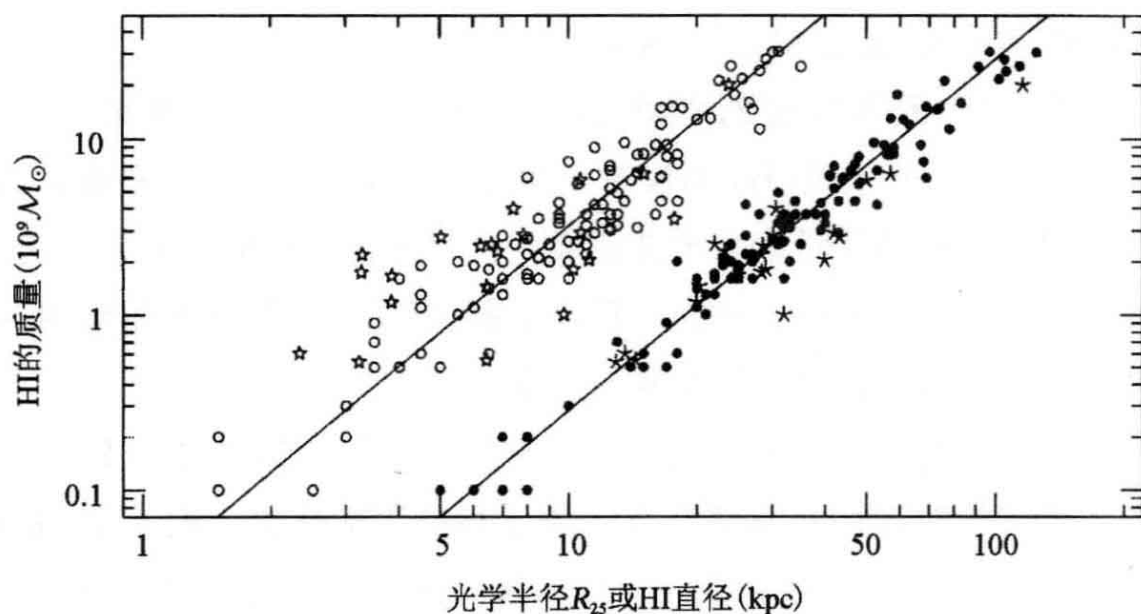


图 5.15 盘星系中 HI 气体的质量随光学半径 R_{25} (空符号) 和 HI 面密度降到 $1 M_{\odot} \text{pc}^{-2}$ 的直径(实符号)的平方增加;斜率线显示 HI 在 R_{25} 以内为 $10 M_{\odot} \text{pc}^{-2}$, 在 HI 直径内为 $3.6 M_{\odot} \text{pc}^{-2}$ 。星状符代表低面亮度星系(A. Broeils and E. de Blok)

211 中性氢的平均柱密度在所有旋涡星系,即使是那些具有低面亮度盘的旋涡星系中大约相同。这可能是归因于自屏蔽。正如我们在 2.4 节中讨论过的,足够厚的 HI 气体层实际上能够吸收有足够能量离解氢分子的所有紫外光子。如果气体的面密度高于约 $4 M_{\odot} \text{pc}^{-2}$, 层中

最深的原子由于受到上方和下方原子气体的保护将合并为 H_2 分子。

在星系最外面的区域,我们发现了气体,但恒星非常少。人们还不完全清楚外盘对恒星形成为什么如此不热情。也许是因为大多数气体太弥漫以至不能靠引力束缚自己;或是盘的较差自转将塌缩的气体云扯碎而不能形成恒星。我们不知道,HI 的边缘是标志着星系气体盘的终结呢,还是外面还有被星系际辐射电离了的气体。

212

图 5.16 的左部显示了在不寻常的侧向 Sc 星系 NGC 891 中 HI 的分布。盘内致密的气体层被较弥漫的 HI 包围着,在中平面上方和下方向外延伸到 $\sim 5\text{kpc}$ 。气体可能已经被活跃的恒星形成推出盘外,也许形成了像本星系群内恒星形成星系的 HI 盘中那些“空洞”(图 4.4 和图 4.19)。NGC 891 有相当大量的气体在盘的上方,但所有旋涡星系都显示出某些气体。这种气体是“起泡性的”,泡泡从盘上冒出;其中有许多可能在冷却后落回来。这个星系南侧的 HI 气体比北侧多得多;星系盘的外部通常很不对称。

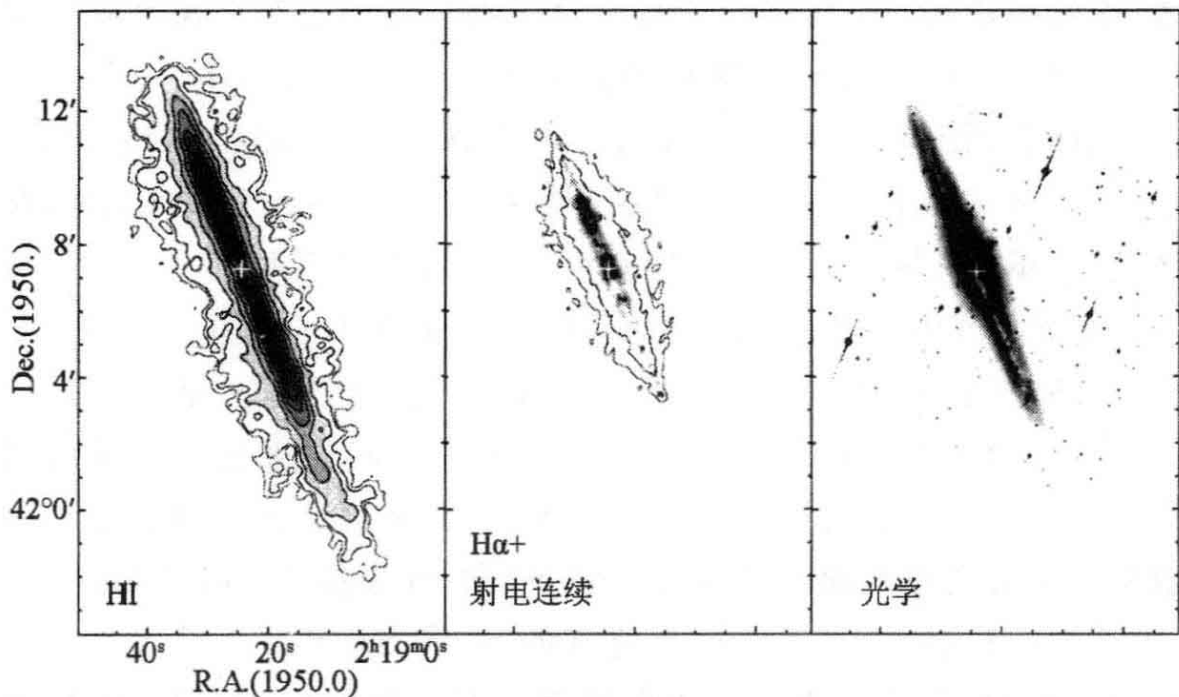


图 5.16 侧向 Sc 星系 NGC 891 中的恒星和星际气体:十字表示星系中心。左图,HI 气体的面密度;中图, $H\alpha$ 像,轮廓线显示 20 cm 射电连续发射;右图,R 波段光学像;穿过亮星的斜线显示电荷溢入 CCD 列的邻近像元 (R. Swaters and R. Rand)

图 5.16 的右部显示红 R 波段的 NGC 891; 一条薄的吸收尘带将星系平分。中部显示 $H\alpha$ 发射, 来自被热星紫外辐射电离的气体, 在小半径且靠近盘中平面处最亮, 但弥漫发射甚至持续到 5kpc 的高度。20cm 射电连续发射来自大约和 $H\alpha$ 同样的区域。它的一部分是来自热电离气体的自由-自由辐射, 一部分是来自在超新星遗迹中被加速的快速运动电子的同步辐射; 见 1.2 节。这种弥漫辐射显示, 紫外光和快电子都能逃离(它们在那里起源的)星系盘。盘内的气体必定是块状的, 以便光子和快粒子能够从块或云之间流出。在盘上方高处, 这个星系可能有一个像银河系那样的热气体晕, 其温度接近百万度。

我们不能直接寻找来自冷分子氢的发射线; 见 1.2 节。作为替代, 我们依靠探测一氧化碳这类分子的谱线, 一般是在毫米波长。厘米波段的射电接收机比毫米波区的工作得更好; 而且在局域, CO 分子与 H_2 的比例只有约 10^{-4} 。所以分子气体的观测比 HI 较不灵敏; 给定质量的原子气体比同量的分子物质一般更容易探测到。但是由于波长较短, 分子气体的图像分辨率往往好于 HI。在图 5.3 中, 我们看到来自 NGC 7331 中心 $2'$ 或 $2.2h_R$ 内一个环的 CO 发射线, 相当于 $3 \times 10^9 M_\odot$ 的 H_2 。旋涡星系中的 CO 发射一般在内区最强; 在那里, 大部分气体是分子。某些旋涡星系, 像银河系和 NGC 7331, 具有致密分子气体的内环, 而其他的则 CO 发射在中心最高。不像 HI, 分子气体在星盘以外一般探测不到, 盘内的气体绝大部分是原子的。

我们通常用 HI 的质量 $M(HI)$ 同蓝光度的比来测量星系的富气程度。这个比值与星系的距离 d 无关, 因为可见光的视亮度和接收到的射电功率都随 $1/d^2$ 减小。在 S0 和 Sa 星系中, $M(HI)/L_B \sim (0.05-0.1) M_\odot / L_{B,\odot}$; 这比富气的 Sc 和 Sd 星系中约大 10 倍。Sc、Sd 和 Sm 星系一直在相当慢地消耗其气体供应; 它们光的较小部分来自较老、较红的恒星, 而相当大的部分来自炽热的年轻恒星。从图 5.6 我们看到, 这些星系具有年轻恒星主导时所预期的蓝色。其中, 年轻星协和它们的 HII 区更为醒目, 而且围绕这些星协的独特 HII 区也比 Sa 和 Sb 星系中的大。

问题 5.7 对于 $d=14\text{Mpc}$, 从视总星等求 NGC 7331 的蓝光度。证明 $M(\text{HI})/L_B \approx 0.2$ 太阳单位。假设该星系具有同太阳一样的 $B-V$ 色, 用表 4.1 证明, M31 具有同 NGC 7331 一样的 $M(\text{HI})/L_B$, 并对麦哲伦云计算这个比值。基于问题 2.8, 假设对于 NGC 7331 中的恒星 $M/L \geq 2$, 证明即使把分子气体包括在内, 其恒星中的质量至少比冷气体中的大 5 倍。这个星系已经把它的大部分气体转化成了恒星。

S0 星系中的气体成分与旋涡星系非常不同。大多数 S0 星系的星盘中气体少得几乎不可测量。恒星形成或某些其他的过程已经耗尽气体, 留下“恒星化石”: 在过去数十亿年中形成了新恒星为数不多的盘。但是少数 S0 星系和椭圆星系具有 $\geq 10^{10} M_\odot$ 的 HI, 同大多数富气旋涡星系一样多。这种气体往往不在星系盘内, 轨道运动也与盘星不同, 而是形成一个围着星系的倾斜环。气体的旋转偶尔是逆行的, 即同盘星的相反; 在其他情况下(见图 5.17), 它的轨道是一个

214

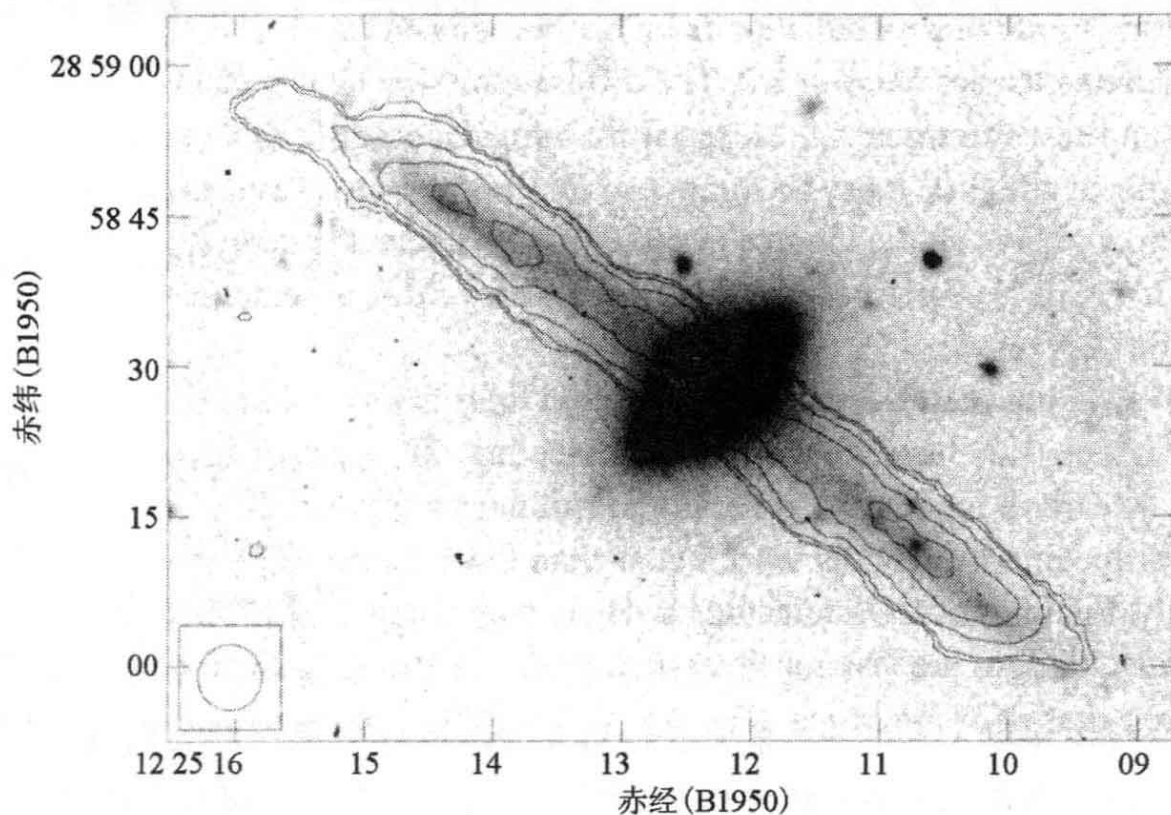


图 5.17 S0 星系 NGC 7576 的 V 波段负像: 尘埃、气体和恒星组成的细环围绕星系的极运动。轮廓线显示极环内 HI 气体质量为 $5 \times 10^9 M_\odot$; S0 星系的盘几乎没有冷气体。左下的圆圈表示射电望远镜的波束(A. Cox)

垂直于星系盘的极环。因为环的角动量与中央星系的非常不同,我们认为,该气体是在星系的中心天体形成后的晚期俘获的。在诸如 NGC 4550 这样的少数 S0 星系中,少数盘星旋转方向与多数相反:它们可能由被抓入逆行轨道的晚到气体形成。反转的恒星并不常见;在全部盘星系中,探测到它们的不到 1%。

5.3 盘星系的气体运动和质量

215 在 2.3 节中我们看到,银河系的恒星和气体只能说明其质量的一部分;大部分质量是“暗”的,只有通过其引力才能探测到。对于多数旋涡星系这也同样属实。如果我们测量半径 R 处圆轨道的速度 $V(R)$,甚至在扁平星系内我们也能用径向力方程:

$$\frac{V^2(R)}{R} = \frac{GM(<R)}{R^2} \quad (3.20)$$

来粗略估计该半径内的质量 $M(<R)$ 。我们在 5.2 节中看到,旋涡星系的 HI 层一般延伸到(用等照度半径 R_{25} 测量的)星盘大约两倍那么远。气体速度在 HI 盘边缘一般近似不变,这意味着 $M(<R)$ 不断上升;星系外部包含很多质量但发光很少。本节讨论我们如何测定旋涡星系的**旋转曲线** $V(R)$,以及我们关于盘星系中的引力和暗物质的知识。

5.3.1 旋转曲线

盘星系中气体的主要运动是旋转;HI 气体的随机速度一般只有 $8-10 \text{ km s}^{-1}$,甚至小于恒星。所以我们在 2.2 节中讨论过的**非对称星流**很小;我们可以假设,在半径 R 处,气体云遵循速度为 $V(R)$ 的近圆轨道。我们能够探测到的这种运动,完全是朝向或离开我们的视向速度 V_r ;它在星系中心的值 V_{sys} 是**系统速度**。设我们观测同正向的倾角为 i 的纯圆转动盘,如图 5.18。我们可以用其半径 R ,和在盘内从垂直于视向的直径 AB 测量的方位角 ϕ ,来指定恒星或气体云的位置。这里,视向速度是:

$$V_r(R, i) = V_{\text{sys}} + V(R) \sin i \cos \phi. \quad (5.5)$$

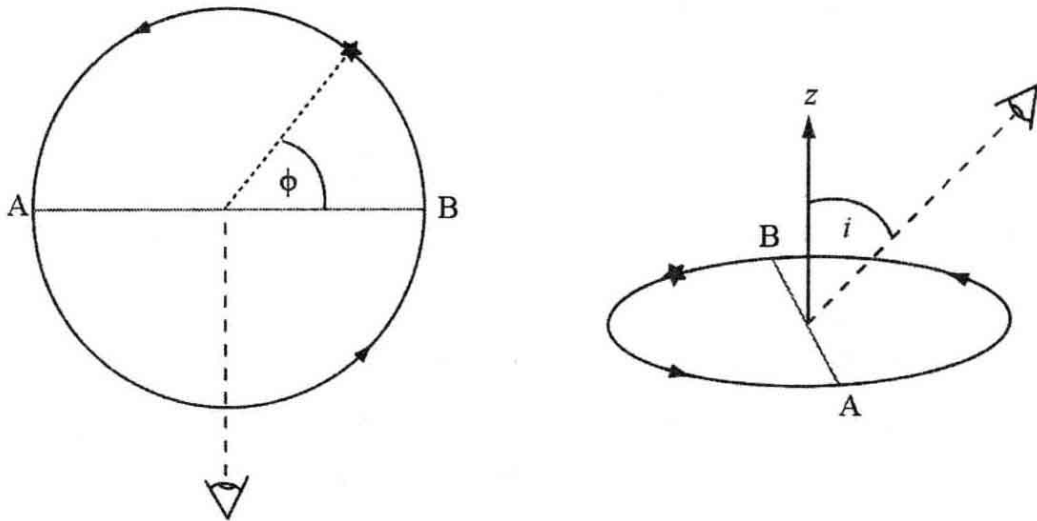


图 5.18 左图,从上面看的旋转盘。在盘平面内测量的方位角 ϕ 给出恒星在轨道上的位置;观测者从盘的上面垂直于直径 AB 看。右图,观测者的视线与盘的旋转轴 z 成 i 角

V_r 的恒值线将具有相同 $V(R)\cos\phi$ 值的点连接起来,形成了如图 5.19 那样的网架图。直线 AB 为运动学长轴,在该方位角 V_r 同 V_{sys} 偏离最远。在中心区,那里近似有 $V(R)\propto R$,恒值线平行于短轴;再往外,那里的旋转速度近似不变,它们径向离开中心。如果 $V(R)$ 开始下降,最大速度的恒值线接近于回到自身。取作为星系旋转曲线的峰值,测得速度的最大值和最小值之间的跨度是 $W = 2V_{\text{max}} \sin i$ 。

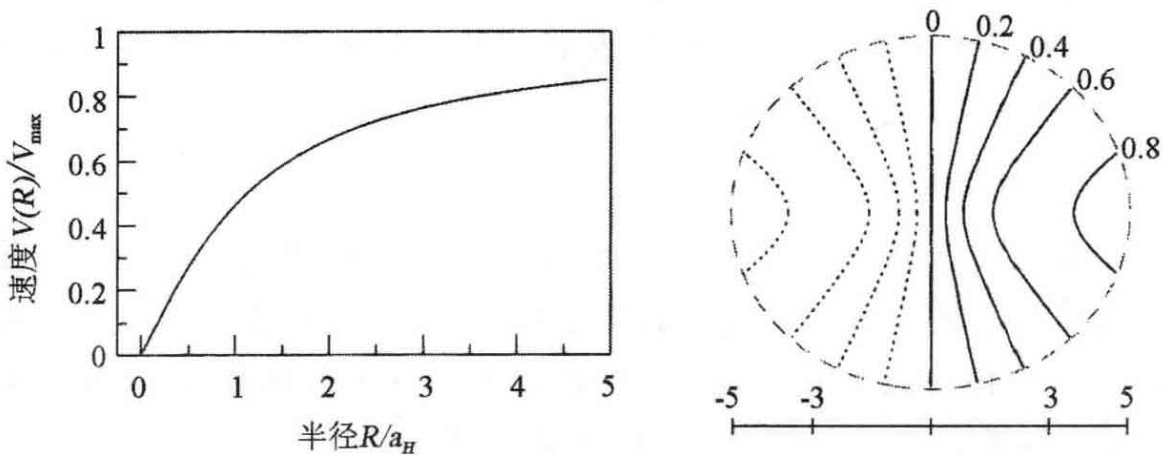


图 5.19 左图,2.19 式的“暗一晕”势中的旋转曲线 $V(R)$,单位为 $V_H = V_{\text{max}}$ 。右图,对于一个离面向 30° 观测的盘, $V_r - V_{\text{sys}}$ 的网架图;轮廓线标注单位为 $V_H \sin 30^\circ$,负速度用点线表示

问题 5.8 在一个星系中,势遵循式(3.11)的 plummer 模型,用式(3.20)求旋转曲线 $V(R)$; 证明 $V_{\max}^2 = V^2(\sqrt{2} a_p) = 2GM/(3\sqrt{3} a_p)$ 。对于 $R \leq 4 a_p$ 绘制 $V(R)$ 。对于 $i = 30^\circ$ 的倾角,绘制 $V_r - V_{\text{sys}}$ 的恒值线在 0.2、0.4、0.6 和 0.8 倍 $V_{\max} \sin i$ 的网架图;证明其最后一个形成闭环。

在许多星系中,像我们银河系一样,倾角 i 随半径变化;气体盘是翘曲的。这样一来,网架图的外部一般就会相对于内区旋转;我们可以用运动学长轴的这种扭曲来导出翘曲量。如果沿视短轴 $V_r \neq 0$,则气体必有某些朝向或离开星系中心的运动。我们将在 5.5 节看到,径向运动是有棒星系的特征,在那里气体遵循拉长的椭圆轨道。气体云的随机运动和旋臂感生的流柱速度(见下面的 5.5 节)也使得恒值线变形。但特征的网架图案通常是看得出来的:我们在图 5.13 右半部的速度场中看见了它。

217 我们可以求得 $V(R)$ 和倾角 i ,办法是选择它们的值使得计算的速度恒值线接近 HI 的测量结果。图 5.20 显示了从 NGC 7331 的 HI 和 CO 观测导出的旋转曲线 $V(R)$ 。它在头 1—2kpc 陡升,然后向外直到约 37 kpc 的最后测量点近似保持平坦。正如在许多巨旋涡星系中那样,旋转曲线的上升部分非常陡;通常,正如这里一样,HI 观测缺乏空间分辨率来追踪快速的上升。在所有半径,角速度 $V(R)/R$ 是减小的;外部的气体要花较长的时间来完成围绕星系中心的轨道。这种较差自转在旋涡星系是典型的。

5.3.2 盘星系中的暗物质

我们可以将图 5.20 的旋转曲线同星系的质量完全集中于恒星和气体时预期的情形比较。对于星盘和核球,我们假定恒星的密度正比于 R 波段的光,并猜测质光比 M/L 。对于气体盘,面密度近似为 HI 测量值的 1.4 倍,因为氦贡献的质量约为氢的 40%;见 1.5 节。我们分别计算每种成分对径向力的贡献,然后把它们相加求其总和。因此,星系的 $V^2(R)$ 是来自各部分贡献的和。

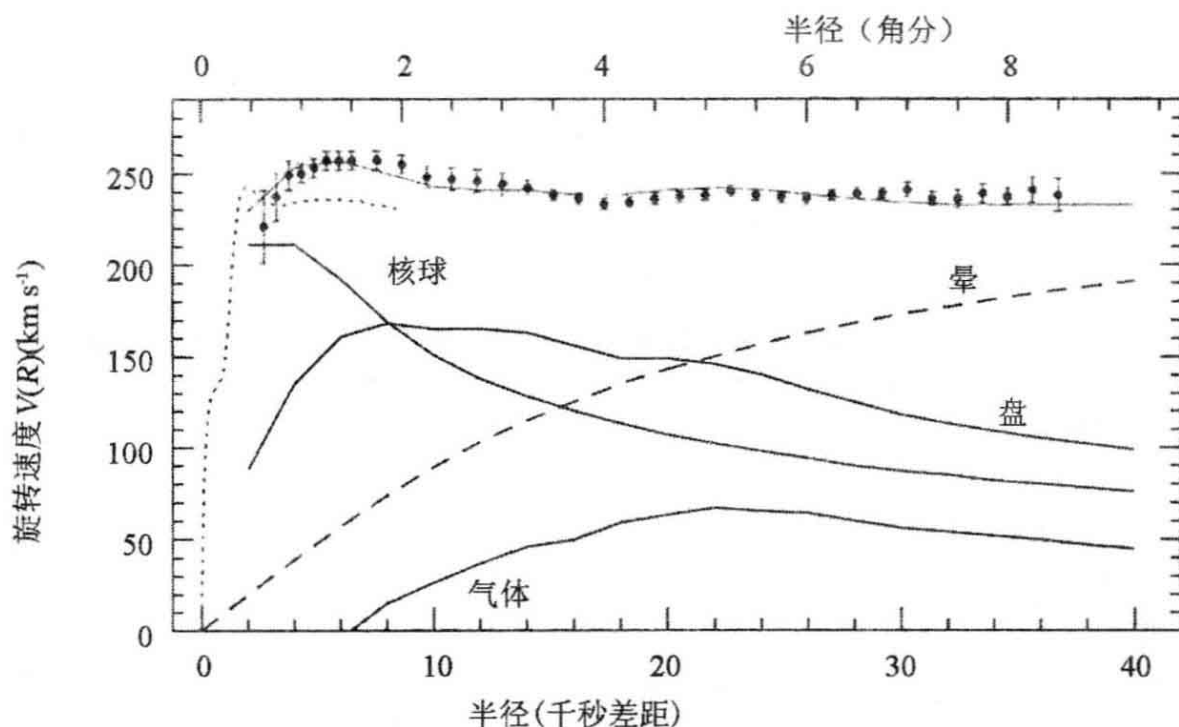


图 5.20 点子给出 NGC 7331 的旋转曲线,是从图 5.13 的 HI 图得到的;垂直棒表示不确定度。CO 气体(细点)是以较好的空间分辨率观测的,示踪出较快的上升。下面的实线分别表示来自气体盘、核球和恒星盘对 $V(R)$ 的贡献。必须加上暗晕(长画线)才能使合旋转速度(最上面的曲线)与测量值相配(K. Begeman and Y. Sofue)

若把核球近似看作球形,我们可以从式(3.20)求出它向内的力。因为恒星和气体盘是扁平的,它们的力可以向外也可以向内。在 $R \leq 6$ kpc 处,来自气盘的力向外,对 $V^2(R)$ 的贡献为负。在图 5.20 中,对比值 M/L 已经进行了调整,使得气体和亮星尽可能多地说明星系的旋转:这就是“最大盘”模型。如果不存在其他物质,我们从图 5.20 看到,旋转速度应当大约在离中心 20 kpc 处开始下降。像银河系一样,这个星系在可见星盘区以外含有大量的质量。标有“晕”的曲线显示,球形的暗物质晕如何能提供足够的内向力来说明测量到的旋转速度;总质量的至少 75% 似乎是暗的。这个星系的外部区域几乎只包含 HI 气体和不可见物质。

218

问题 5.9 用式(3.20),求出 $R=37$ kpc 以内 NGC 7331 的总质量,并证明比值 $M/L \approx 10$ 个太阳单位。(这比我们在问题 2.8 中对太阳附近银盘的气体 and 恒星求得的价值 $M/L \approx 3$ 大得多;该星系的可见部分只贡献了其质量的很小分数。)

219

图 5.21 显示了各种类型的盘星系通过观测 HI 气体得到的旋转曲线。这为我们提供了关于星系外部旋转的最佳信息。每条曲线起点的圆圈显示出星盘的标长 h_R 和峰值旋转速度 V_{\max} ，而水平长度显示旋转测量向外达到的标长数。在峰值以外， $V(R)$ 保持相当稳定；它并不像星系质量处于指数盘中时那样下降。像在 NGC 7331 中那样，高于预期的旋转要求附加的内向力，我们把它归因于暗晕。

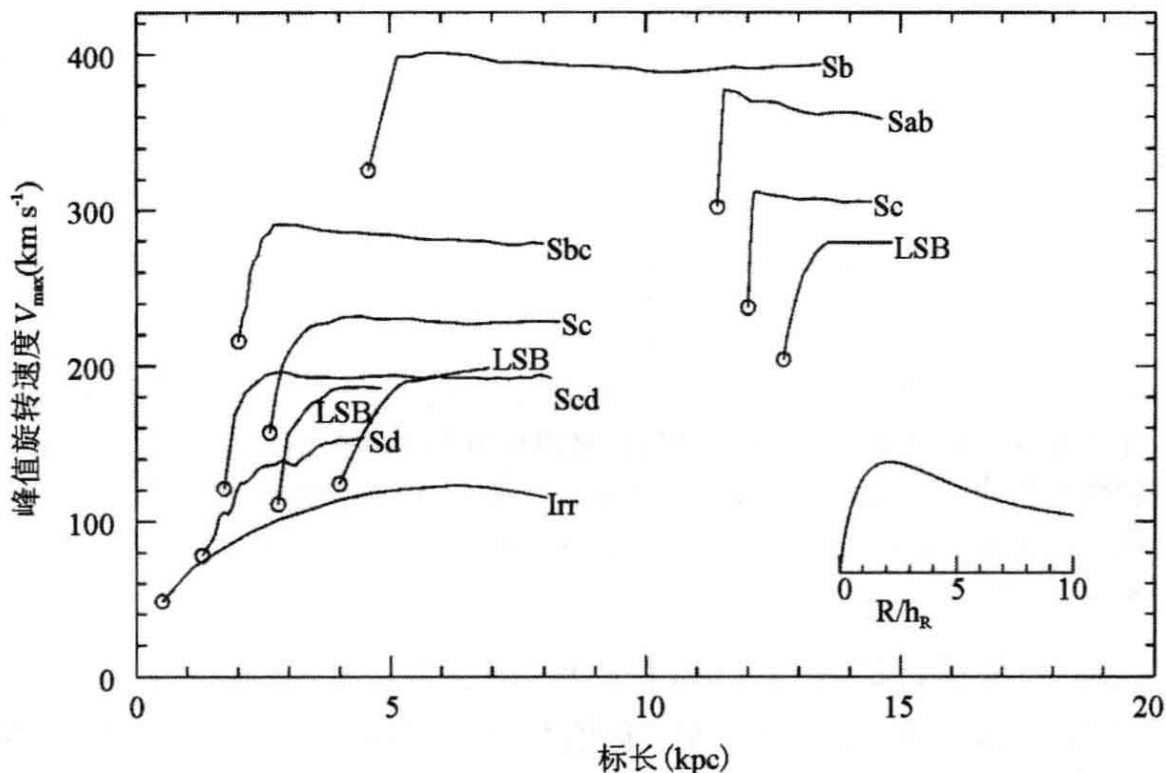


图 5.21 各类盘星系的旋转曲线。空圈显示每个星系星盘的标长 h_R 和峰值旋转速度 V_{\max} 。曲线是以 R/h_R 为单位绘制的，水平标度与图内的小图相同，后者显示指数盘式(5.1)的 $V(R)$ 。LSB 表示低面亮度星系。测量到的旋转并不像星盘包含大部分质量时所应当的那样下降(A. Broeils and E. de Blok)

旋涡星系中的峰值旋转速度通常为 $150 - 300 \text{ km s}^{-1}$ 。它们很少升到 400 km s^{-1} 以上，在 S0/Sa 星系 UGC 12591 中，测量到的最快旋转约为 500 km s^{-1} 。星系越大，标长 h_R 越长，一般来说旋转就越快；它们多半是 Sa 和 Sb 星系，而不是 Sc、Sd 和 Sm 星系。Sa 和 Sb 星系的旋转曲线起初陡升，显示相当多的质量离中心较近。在这些星系中，盘和核球中的发光物质集中于小半径处，晕中的暗物质在

那里也变得非常致密。在 Sd 和 Sm 星系中, 旋转速度增加较平缓。这些星系没有大的核球, 图 5.8 显示它们的发光盘具有低的中心面亮度。旋转曲线显示暗晕也缺乏中央凝聚; 它的核(那里的密度几乎恒定)必须大于星系的星盘。大多数低面亮度星系在缓慢地旋转, 具有 Sd 或 Sm 星系那样慢升的旋转曲线; 但也有些具有较高的速度和较快上升的旋转曲线。

为解释这些旋转曲线所需要的暗物质比例, 从 Sa 和 Sb 星系的 50% 到 Sd 和 Sm 星系的 80%—90%。在我们观测 HI 气体的最后地点以外可能还有更多的暗物质; 这样测得的旋涡星系的“总质量”仅仅是一个下限。为了研究更大半径处的暗物质, 我们必须转向星系对或星系群中星系的轨道运动: 回顾 4.5 节, 或预习第 7 章。

星系和它们的暗物质没有提供足够的质量以终止宇宙膨胀。对于大多数星系, 我们必须用哈勃定律和退行速度 V_{sys} 来得到距离 d 的粗略估计。式(1.27)告诉我们,

$$d \approx h^{-1} [V_{\text{sys}} (\text{km s}^{-1}) / 100] \text{Mpc}, \quad (1.27)$$

式中 $h = H_0 / 100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ 。所以当我们用 1.1 式从视亮度来估计星系的光度 L 时, $L \propto h^{-2}$ 。从式(3.20)推断的质量同哈勃常数的依赖关系为 $M \propto h^{-1}$, 所以从旋涡星系的旋转曲线导出的质光比遵循 $M/L \propto h$ 。对于大多数旋涡星系, 我们发现 $5h \leq M/L \leq 25h$, 单位为太阳的质量和蓝光度。

从式(1.25), 对所有星系的蓝光做平均得出 $2 \times 10^8 h L_{\odot} \text{ Mpc}^{-3}$ 。所以, 如果每个的质光比与我们观测 HI 气体的富气盘星系大致相同, 它们就会贡献密度 $\rho_{\text{gal}} \sim (1-5) \times 10^9 h^2 M_{\odot} \text{ Mpc}^{-3}$, 小于式(1.30)给出的临界密度 ρ_{crit} 的 0.02。也就是说, 星系中的暗物质远不足以使宇宙摆脱永远膨胀的命运。此外, 1.40 式告诉我们, 宇宙含有的重子等价于 $0.03\rho_{\text{crit}} \leq \rho_{\text{B}} \leq 0.07\rho_{\text{crit}}$ 。这些中子和质子多数不在星系中。我们将在下面的第 7 章中看到, 星系群和星系团包含着炽热而弥漫的星系际气体, 它们可能是“隐匿”重子的储藏所。

220

5.3.3 Tully—Fisher 关系

如果我们只想知道星系的峰值旋转速度 V_{max} , 可以用一台束宽

大得足以包括所有 HI 气体的单天线射电望远镜,测量每个速度处的气体有多少。图 5.22 显示了对于 NGC 7331 的这个整体轮廓。因为许多气体处于 $V(R)$ 几乎恒定的半径,大多数发射在极大速度处拥挤成两个峰。这种双角形轮廓是旋转速度首先上升然后大致保持平坦的星系的特征;两个峰的间隔是 $W \approx 2 V_{\max} \sin i$ 。如果我们转而观测旋转曲线随半径一直上升的星系,或者只看图 5.19 中盘的内部区域,我们就会看到顶部平坦或中央凸起的轮廓。较亮的星系平均说来旋转较快,这告诉我们它们的质量较大。Brent Tully 和 J. Richard Fisher 证明,星系的旋转速度随其光度增加,大致遵循 $L \propto V_{\max}^{\alpha}$, $\alpha \sim 4$: 这就是 **Tully—Fisher 关系**。当 L 在红或近红外测量时,观测值落在单条曲线附近。蓝光度更可能随时间涨落,因为年轻的大质量恒星贡献了许多光。在蓝波段,最近有恒星形成暴发的星系短时期内比平常亮得多,而 V_{\max} 保持不变;所以在任何给定的旋转速度处,观测的光度围绕其平均值将有很大的弥散。

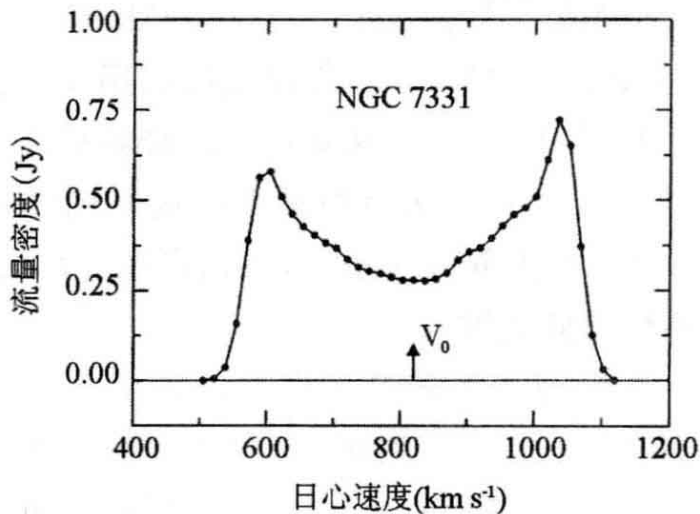


图 5.22 NGC 7331 的 HI 整体轮廓:从以每种速度(相对于太阳测量)运动的气体收到的射电功率 F_{ν} (以央斯基为单位);星系中心的退行速度 $V_0 = V_{\text{sys}}$ (K. Begeman)

221 图 5.23 绘制了大熊座星系群中星系的整体轮廓宽度,同在 $K' \approx 2.2 \mu\text{m}$ 测量的视星等的关系图;光度比 V_{\max} 的 4 次幂增加得稍慢。测量星系在 $0.8 \mu\text{m}$ 的 I 波段光度的另一项最新研究发现:

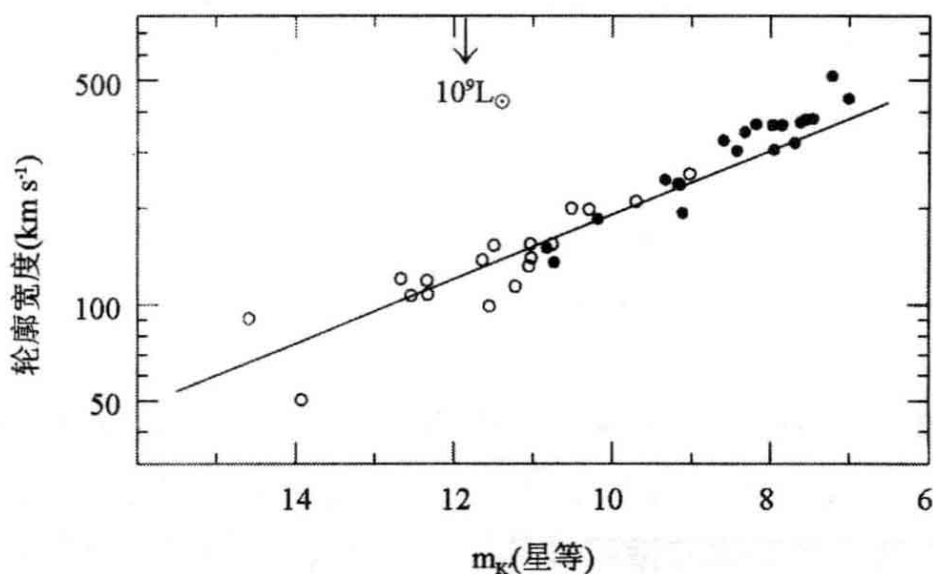


图 5.23 对于大熊座星系群中星系:从 HI 的整体轮廓绘制的线宽 $W/\sin i \approx 2V_{\max}$ 对视 K' 星等关系图。低面亮度星系(空圈)遵循和高面亮度星系(实圈)同样的关系。通过 $L=3 \times 10^{10} L_{\odot}$, $V_{\max}=205 \text{ km s}^{-1}$ 的实线满足幂律 $L \propto V_{\max}^4$ - M. Verheijen

$$\frac{L_I}{4 \times 10^{10} L_{I,\odot}} \approx \left(\frac{V_{\max}}{200 \text{ km s}^{-1}} \right)^4. \quad (5.6)$$

当光度 L 以蓝光测量时, V_{\max} 的指数接近 3。图 5.6 向我们显示, 光度较高的星系倾向于较红, 所以快速旋转的亮星系相对于缓慢旋转的暗星系在红或红外波段将比两者都以蓝光测量时更亮些。这是设法将星系的平均光度和颜色同它们的其他性质联系起来的另一含混结果。

如果星系不含暗物质, 我们可以相当容易地理解 Tully—Fisher 关系; 见下面的问题。但是, 因为旋转速度 V_{\max} 在很大程度上由看不见的物质决定, 而光度却来自星盘, 它们之间的联系令人困惑。暗物质量与发光质量不知道是怎么协调起来的。

Tully—Fisher 关系可以用来估计到星系和星系群的距离; 它给予了我们宇宙距离梯子的重要一阶。利用近到足以让我们能用造父变星估计其距离的星系, 我们先对该关系进行定标。我们从用射电望远镜观测到的更远星系的 HI 轮廓测出 V_{\max} , 然后用 Tully—Fisher 关系来推断星系在可见或红外波段的光度。将此光度同观测到

的视星等比较就可得到距离。如果我们知道哈勃常数 H_0 , 就可以求得星系的**本动速度**——即星系运动与均匀各向同性宇宙膨胀的差值。我们将在 8.4 节中讨论这些大尺度的运动。

222 **问题 5.10** 忽略核球, 用式(3.20)解释为什么我们可以预期, 旋涡星系的质量 M 近似遵循:

$$M \propto V_{\max}^2 h_R.$$

从式(5.1)证明 $L = 2\pi I(0) h_R^2$, 所以, 如果比值 M/L 和中心面亮度 $I(0)$ 为常数, 则 $L \propto V_{\max}^4$ 。事实上, 在低面亮度星系中 $I(0)$ 较小; 证明, 如果这些天体遵循同样的 Tully—Fisher 关系, 它们必须有较高的质光比, 近似地有 $M/L \propto 1/\sqrt{I(0)}$ 。

问题 5.11 NGC 7331 有视星等 $m_I = 7.92$ 。用表 1.4 求太阳的 M_I , 从图 5.20 中旋转曲线的平坦部分估计 V_{\max} , 证明式(5.6)给出其距离 $d \approx 16 \text{Mpc}$ 。如果对于银河系 $V_{\max} = V_0 = 200 \text{km s}^{-1}$, 式(5.6)预期其光度 L_I 是多少? 这不同于表 4.1 给出的 L_V ; 是什么可能产生这个矛盾? 如果一个星系有峰值旋转速度 $V_{\max} = 200 \text{km s}^{-1}$, 且其视星等 $m_{K'} = 13$, 用图 5.23 证明它比大熊座星系远约 20 倍。

5.4 插曲: 盘星系的序列

Edwin Hubble 几乎完全是靠可见光中旋臂的形态, 定义了从 S0 星系通过 Sa 到 Sc 型旋涡星系的序列。S0 星系的盘中没有旋臂, 而“随着序列的前进, 旋臂牺牲核区而整体增长, 在增长的同时逐渐松开, 直到最后旋臂松得很开, 而核则不再显眼”: 这里的“核”是我们今天所称的星系核球。哈勃原来的序列以后扩展到包括几乎完全没有核球的 Sd 星系, 以及麦哲伦型的 Sm 星系。近邻星系仍由专家进行分类, 办法是将所研究的星系的光学像同已经确定了类型的星系做比较。

修订的哈勃分类有用是因为星系的其他特性同它们沿序列的位置有关。表 5.1 从旋涡结构开始列出了这些特性。有些特性同旋涡性质的联系相当直接: 例如缺乏勾勒出旋臂的炽热年轻恒星的 S0 星

系比 Sc 和 Sd 星系红。图 5.24 显示了 S0、Sb 和 Sc 星系的光谱。S0 星系的大部分光出现在最长的波长,我们在那里看见了冷 K 型星的吸收线特征。在蓝波段,我们看见钙的 H 和 K 线以及 G 带,它们是在这些波长产生了大部分光的较热太阳型恒星的特征;见 1.1 节。波长短于 4000\AA 的光很少,也没有明显的发射线。相反,Sc 星系在光谱的蓝和近紫外部分发出其大部分的光;这种光主要来自炽热的年轻恒星,这些恒星也加热和电离了产生明显发射线的气体。最上面的光谱属于星暴星系,在那里新近诞生了许多恒星;见 5.6 节。我们从图 5.8 看到,Sc 和 Sd 星系比 Sa 和 Sb 星系包含较高比例的气体。所以也许并不奇怪,Sc 和 Sd 星系在过去十亿年已经形成了它们较大比例的恒星。

223

表 5.1 亮盘星系的序列

特征	S0—Sa	Sb—Sc	Sd—Sm
旋臂	没有或紧卷		开放旋臂
颜色	红:晚 G 型星	早 G 型星	蓝:晚 F 型星
$^a B-V$	0.7—0.9	0.6—0.9	0.4—0.8
$^a u-r$	2.5—3	1—3	1.5—2.5
年轻恒星	少		相当多
H II 区	少,小		较多,较亮
气体	气体少		气体多
$M(\text{HI})/L_B$	$\leq 0.05-0.1$		~ 0.25 至 >1
	光度高		光度低
L_B	$(1-4) \times 10^{10} L_\odot$		$(<0.1-2) \times 10^{10} L_\odot$
$I(0)$	中心亮度高		中心亮度低
$M(<R)$	$(0.5-3) \times 10^{11} M_\odot$		$(<0.2-1) \times 10^{11} M_\odot$
	质量大		质量小
旋转	上升快 $V(R)$		上升慢 $V(R)$

这些波段的定义见表 1.2 和 1.3。

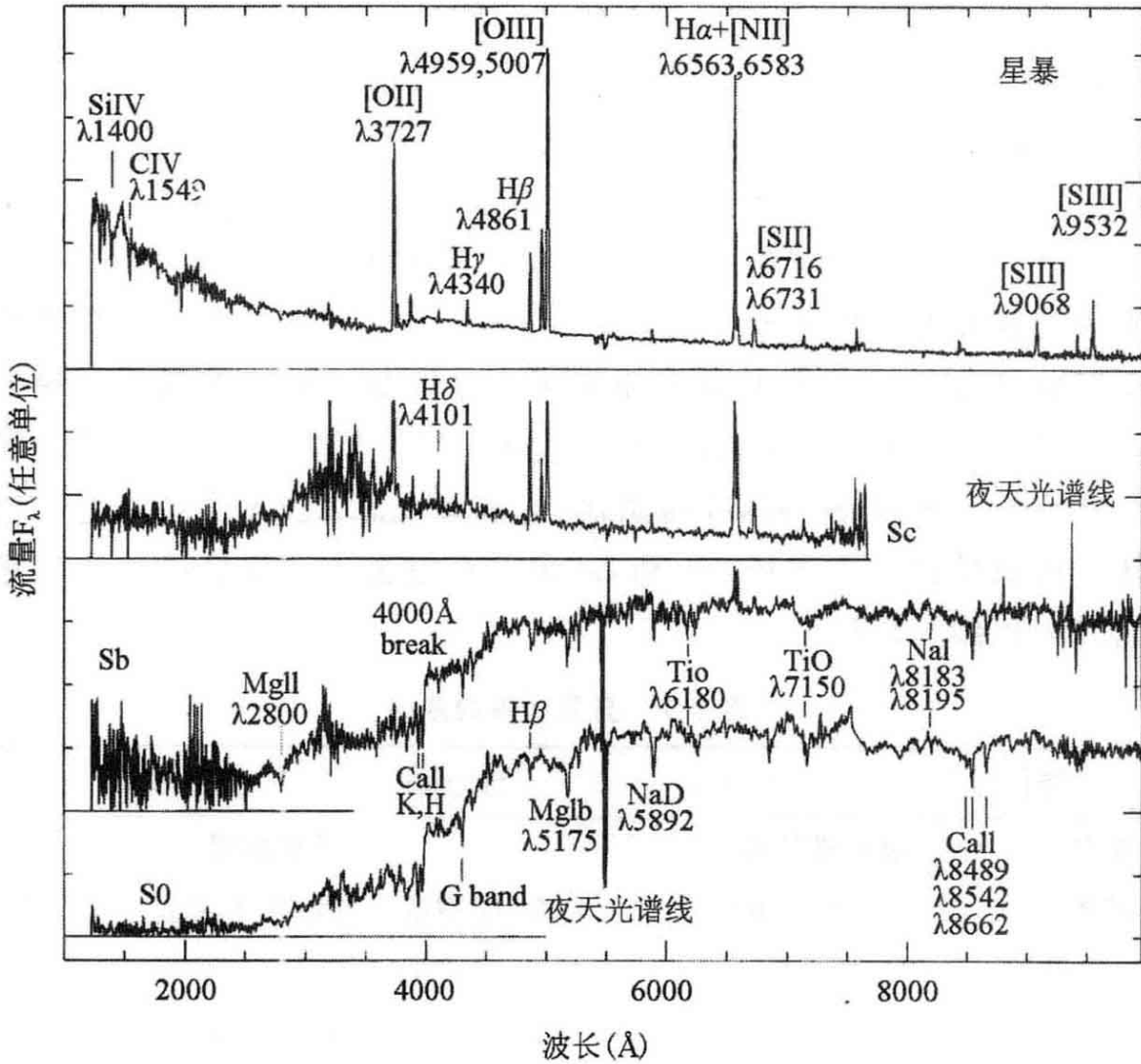


图 5.24 从紫外到近红外的星系光谱；标出了没有完全去掉的夜天发射线。从下面起：红的 S0 星系光谱；较蓝的 Sb 星系；Sc 星系的光谱显示出来自年轻热星的蓝和近紫外光；蓝星暴星系，它的许多恒星是在过去 100Myr 内形成的 (A. Kinney)

星系核球在其中心比盘亮得多；见图 5.4。所以序列中早型星系有较高的中心亮度 $I(0)$ 。当星系远得看不见旋臂时，图 5.25 显示，我们可以根据星系的光朝中心聚集的程度来进行分类。我们也可以计算粗糙性或不对称性，这两者都测量星系的形态偏离轴对称盘相差多远。旋臂和活跃的恒星形成区在 S0 星系中都不存在；图 5.25 显示它们怎样沿着从 Sb 到 Sm 的序列变得更明显。遥远星系也可以按其光谱来进行分类：图 8.5 和 9.15 就使用了这样的方案。

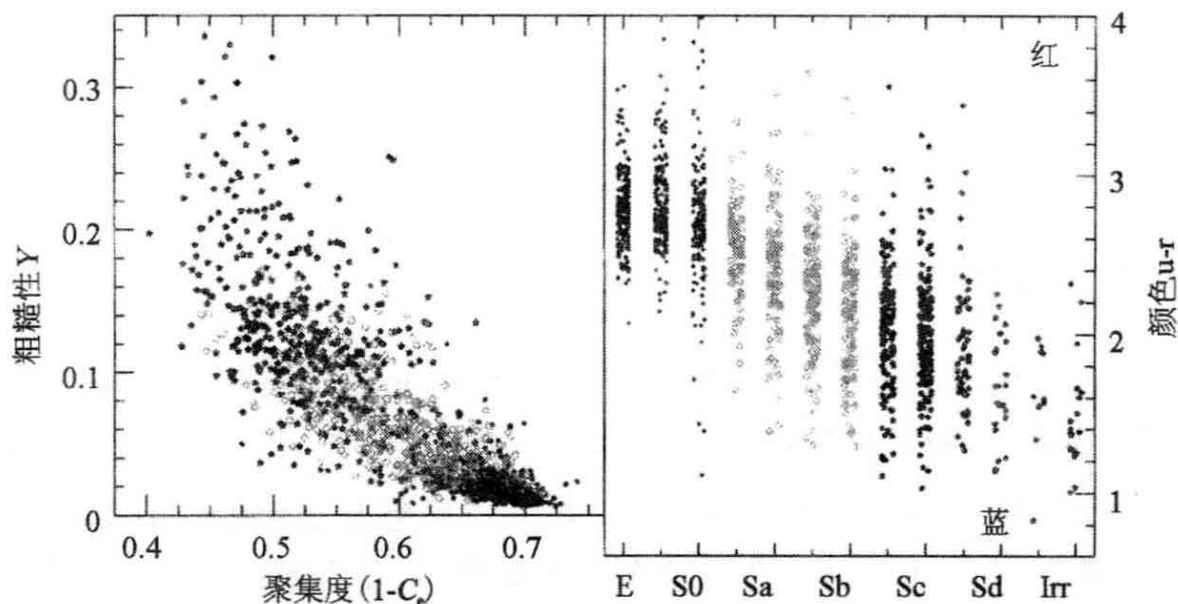


图 5.25 Sloan 数字巡天的 1421 个星系,左图显示 r 波段的光离聚集到中心差多远,以及粗糙性或光滑像的偏离度。椭圆星系和 S0 星系(实点)最集中,而 Sc、Sd 和不规则星系(星符)最成块,Sa 和 Sb 星系(空点)居间。右,沿从 S0 到 Sd 的序列,平均颜色变得较蓝(C. Yamauchi 2005 AJ 130,1545)

图 5.6 向我们显示,S0 和 Sa 星系平均说来比 Sd 和 Sm 星系亮,我们在前一节看到,它们的质量一般也较大。不清楚光度较高和质量较大的星系怎么会知道它们必定成长为较早的类型之一,而较小的系统则变为 Sd 和 Sm 星系。不过我们在本节中描述的所有关系只是平均说来成立。虽然 S0、Sa 和 Sb 星系比 Sd 星系倾向于具有较高的中心面亮度,但也找到了一些低面亮度的 S0 星系。某些 S0 星系并不如某些 Sm 星系亮;S0 星系 NGC 404 和 NGC 5102 都有 $L_B \leq 10^9 L_\odot$ 。Sc 星系拥有巨大的光度范围:巨星系 UGC 2885 有 $L_B \geq 10^{11} L_\odot$,光度比本群的 M33 大 200 倍。仅凭图像不可能区分小的近邻旋涡星系和遥远的高光度星系。

224

星系各种性质的这种部分连接使理论家极为恼火,他们对此还理解不多。因为如此之多的星系特性是有关联的,在研究任何特定性质时我们必须小心。关于旋转曲线的早期工作提供了一个警世寓言。在 ~ 20 Mpc 以内的星系局地样本中,发现早型旋涡星系的旋转速度高于晚型 Sc 星系,从而引出结论说早型旋涡星系一般旋转较

225 快。但光度非常高的 Sc 星系很少,而且没有一个靠近银河系。后来更远的巡天发现了光度非常高、旋转非常快的 Sc 星系:由 Tully—Fisher 关系, V_{\max} 主要依赖于光度。

5.5 旋臂和星系棒

在任何星系图册中,旋涡星系适于拍照的旋臂是给人印象最深的明亮结构,旋涡结构仍然有其令人困惑的方面。几乎所有在其盘内带有气体的巨星系都有某种旋涡,虽然简单的论证暗含着旋臂应当迅速消失。盘有两个性质看来是重要的:较差自转(它倾向于将任何特征剪切为后随型臂段)和自引力(它靠星系旋转的能量供给使得旋涡能够增长)。为了形成旋涡(尽管不是为了棒)看来是需要气体的:SO 星系的盘既无气体也无旋臂,但他们像富气旋涡星系一样可能有棒。除了这些简单的论断,这个课题变得令人困惑地复杂。

5.5.1 观测到的旋涡图样

226 旋涡星系的旋臂比盘的其余部分更蓝, $H\alpha$ 发射揭示出年轻大质量恒星周围的炽热电离气体。因为热到足以发射使氢原子电离的紫外光子的恒星寿命只有约 10Myr,旋臂必须是有活跃恒星形成的地方。图 5.26 将 Sc 星系 M100 在蓝光中的旋涡结构同在约 $1\mu\text{m}$ 的 I 波段所见进行了比较:旋臂在蓝光中较为清晰,因为它们较多的光来自年轻恒星。该图下部显示 HII 区的电离气体和冷的原子 HI 气体都集中在旋臂里。旋臂凸显得最清楚的情况是,它们被组织成宏象,可以追溯到许多弧度的角和很大的半径范围。用系心极坐标 (R, ϕ) , 我们可以通过方程:

$$\cos\{m[\phi + f(R, t)]\} = 1. \quad (5.7)$$

来描述 m 臂旋涡星系的形状。函数 $f(R, t)$ 描述旋涡星系卷得有多紧;如果 $|\partial f/\partial R|$ 很大,则旋臂卷得很紧,如果该值很小,则它们很松。螺距 i (即旋臂与半径 R 处圆的切线之间的夹角)由:

$$\frac{1}{\tan i} = \left| R \frac{\partial \phi}{\partial R} \right| = \left| R \frac{\partial f}{\partial R} \right|. \quad (5.8)$$

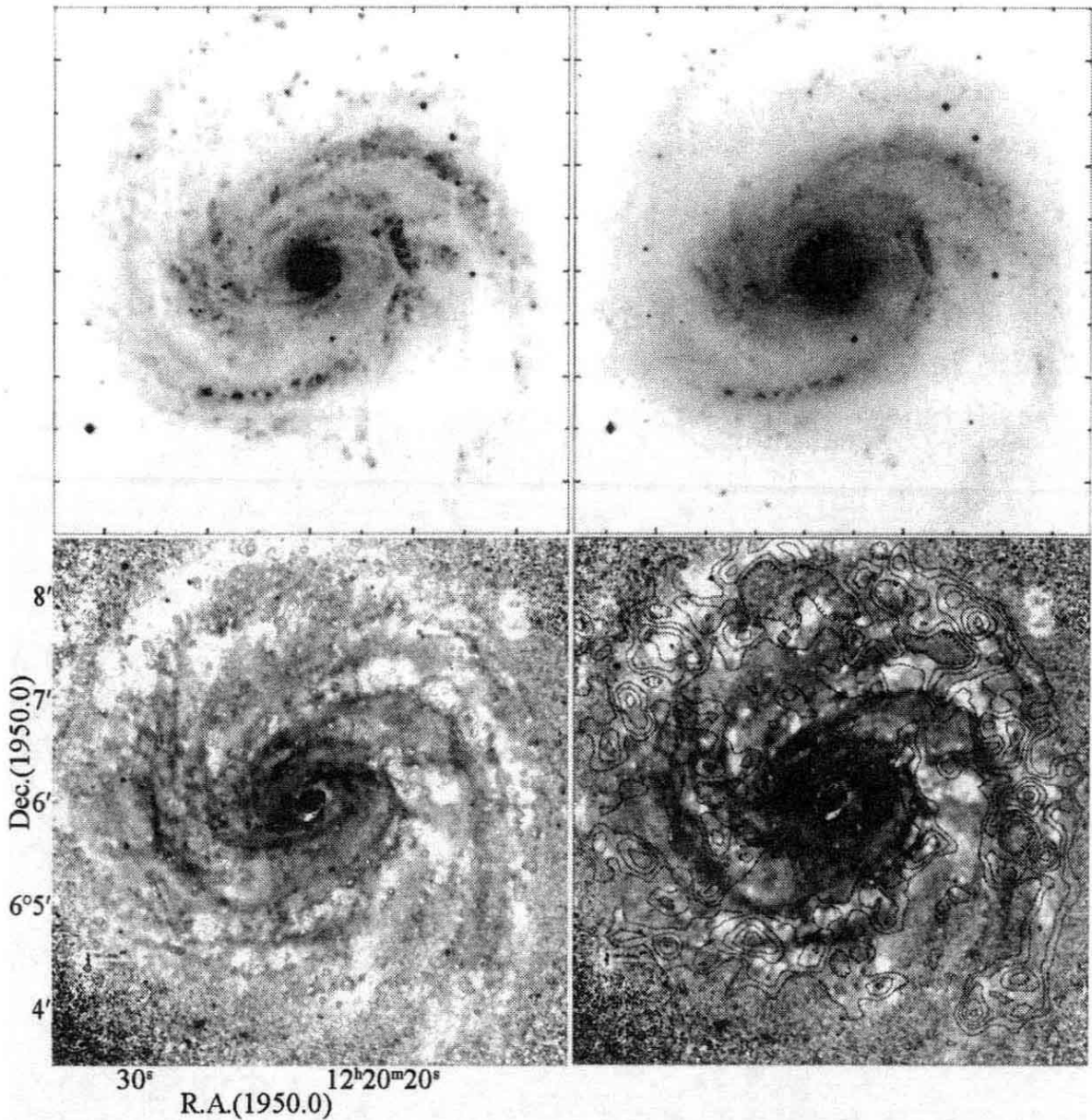


图 5.26 Sc 星系 M100; $26'' = 2\text{kpc}$ 。上图 B 波段(左)和 I 波段(右);在这些负像上,刚好在亮旋臂里面的暗尘带显示为细的浅色纤维。下部显示 B-K 颜色。浅色区因年轻大质量星而成蓝色,深色区显示红色区域,那里的尘带旋转着进入星系中心;过度曝光的核显示为暗洞。轮廓线显示 $\text{H}\alpha$ 发射(左)和 HI 气体(右),两者都集中在旋臂里;中心基本上没有 HI(J. Knapen 1996 MNRAS 283,251)

给出。在 Sa 旋涡星系中, i 平均约为 5° , 而在 Sc 旋涡星系中, 一般处于 $10^\circ < i < 30^\circ$ 范围。

问题 5.12 如果螺距角 i 保持常数, 证明我们有对数旋涡, 对于某个常数 k , 有 $f(R, t) \tan i = \ln R + k$ 。从旋臂上的一点开始, 以

固定角 ϕ 向外运动,解释为什么我们穿过下一条旋臂是在半径大 $\exp(2\pi \tan i/m)$ 倍处。

我们常常认为典型的旋涡星系有两条旋臂,而许多旋涡星系有 3 条或 4 条旋臂。某些星系具有絮状图案,许多短臂段代替了连续的旋臂;见图 5.27,或图 4.1 中的 M33。在麦哲伦型 SBm 旋涡星系中,棒往往偏离中心,旋涡是不对称的,有一条旋臂非常强。在棒旋星系中,旋臂常常显得是从棒端生长出来。

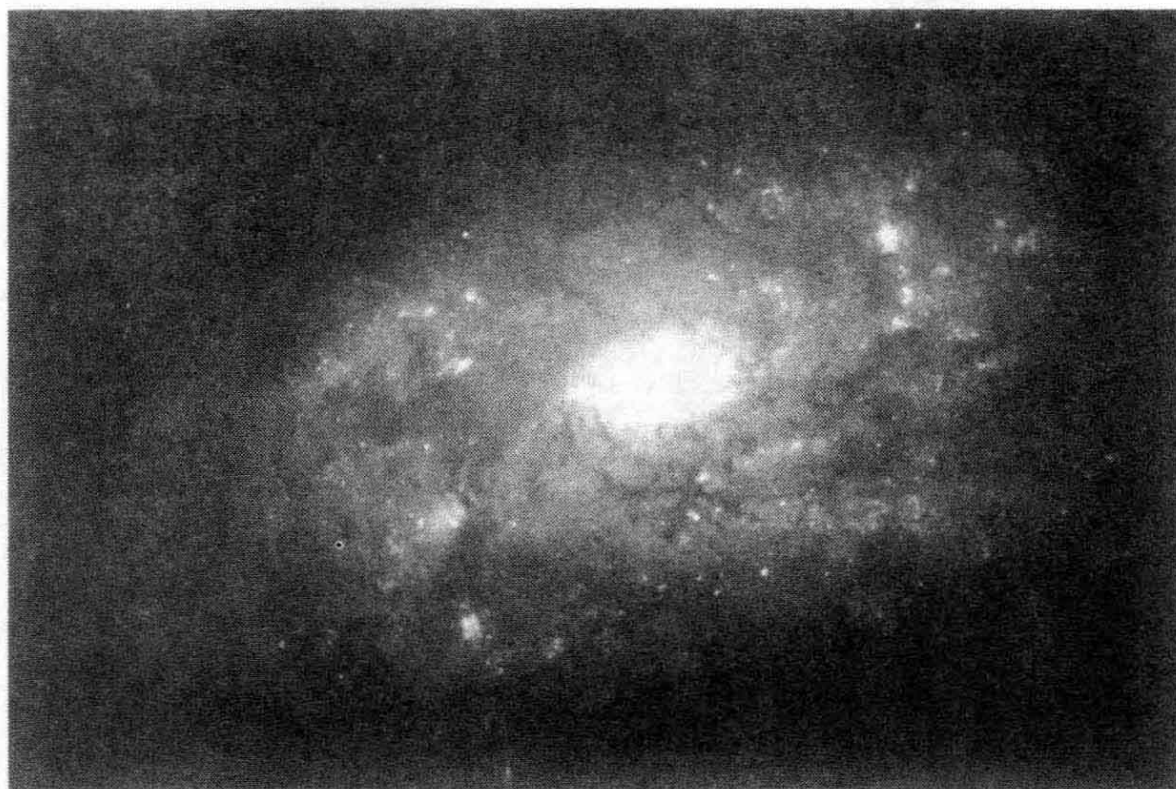


图 5.27 NGC 3949,一个相当亮的 Sbc 型旋涡星系, $L_V \sim 7 \times 10^9 L_\odot$,显示出絮状旋臂图样,没有长的连续旋臂段(哈勃空间望远镜)

228 我们可以称一个旋涡星系为**前导型**,其旋臂的前端指向与星系旋转方向相同,或**后随型**,其臂端指向与旋转方向相反。为了知道是哪种情形,我们必须首先找出星系的哪一侧离我们最近,通常是寻找尘埃遮挡效应的差别。这并不容易;但是我们可以决定,旋臂几乎总是**后随的**。在图 5.26 中,旋臂凹内侧上的狭窄尘带显示,含有尘埃的气体正在那里受到压缩。我们将把这看作一种迹象:旋臂不含固定的星族和气体,而是构成一种**密度波**,一种“恒星交通堵塞”,恒星

在那里挤得更密,沿其轨道运动得更慢。

我们相信许多旋臂是密度波的一个理由是,如若不然,星系的较差自转将会把它们迅速缠绕成非常紧的发卷。为了明白何以如此,假设恒星开始时沿着通过星系中心的一条直线分布,这条直线由 $\phi = \phi_0$ 给定(图 5.28)。每颗星以速度 $V(R)$ 在其轨道上运动,角速度 $\Omega(R) = V(R)/R$,所以在时间 t 之后,它们处于由曲线 $\phi = \phi_0 + \Omega(R)t$ 给出的螺旋线上。用式(5.7)的语言,我们有 $f(R, t) = -\phi_0 - \Omega(R)t$ 。因为角速度 $\Omega(R)$ 一般随半径下降,那么,如果我们取 $\Omega(R) > 0$, $f(R, t)$ 在沿旋臂向外运动到较大的 R 时增加,所以 ϕ 必须减小。这是一个后随旋涡,因为旋臂前端指向与星系旋转方向相反。

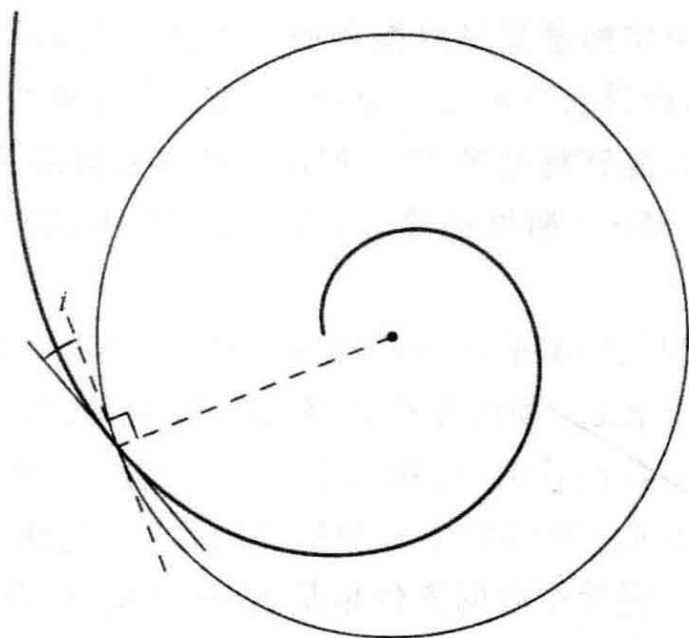


图 5.28 在旋转速率 $\Omega(R)$ 随半径 R 下降的逆时针旋转盘内,开始时沿半径线分布的恒星会绕成一个后随螺旋线;角 i 是螺旋线的螺距角

随着时间的前进,这个旋涡甚至会卷得更紧。在银河系的太阳位置处, $V(R) \approx 200 \text{ km s}^{-1}$ 几乎不变, $R \approx 8 \text{ kpc}$, 式(5.8)的螺距角 i 按:

$$\cos i = R \left| \frac{d\Omega(R)}{dR} \right| t \approx \frac{200}{8} \left(\frac{t}{1 \text{ Gyr}} \right), \text{ 或 } i \approx 2^\circ \times \left(\frac{1 \text{ Gyr}}{t} \right). \quad (5.9)$$

收紧。仅仅在十亿年之后,这个旋涡一定会比在我们银河系这样的 229

Sc 星系中观测到的紧得多。任何初始的旋涡图案都会遭到类似的结局；旋臂上的恒星必须不断地更新。

5.5.2 旋涡结构的理论

旋涡结构是一种复杂的现象，全部观测到的结构可能并非来自单一的过程。某些星系，特别是那些具有絮状旋臂的星系，可能每经几个旋转周期就会更新它们的旋涡图案。一旦气体云形成了它们的首批恒星，短寿命大质量恒星的超新星爆发所产生的冲击波将压缩周围的气体。这可能触发更多的恒星诞生，所以恒星形成过程从气体的一边传播到另一边。然后较差自转将云拖出一段后随旋臂。当这段旋臂强烈伸长时，气体将会耗尽，恒星将会消亡，这个区域将融回盘内。这种自传播恒星形成模型成立的条件是，恒星诞生的速率可以如此调整，使得它既不会完全死光，也不会让整个盘烧起来将气体耗尽。这也许能够解释像 M33 这样一种星系破碎的旋臂，但不大可能适用于像 M100 那样的星系：在图 5.26 中，旋臂能够追踪到 180° 以上。

如果组成旋涡图案的恒星不在圆轨道上，而是以特定的顺序排列成稍微偏心的轨迹，则图案会持续较长的时间：这称为**运动学旋涡**。在 3.3 节中我们看到，近圆轨道上恒星的轨迹可以描述为半径为 R_g 速率为 $\Omega(R_g)$ 的引导中心的圆周运动，与将该星推进推出的本轮振动之和。引导中心的方位角是 $\phi_{gc} = \Omega(R_g)t$ ，而本轮运动使恒星的轨道半径变化如：

$$R = R_g + x = R_g + X \cos(\kappa t + \psi). \quad (3.70)$$

这里， X 是径向运动的振幅， κ 是本轮频率，常数 ψ 规定初始半径。如果我们开始时让恒星的引导中心分布于半径为 R_g 的圆上，并对于其中每颗恒星令 $\psi = 2\phi_{gc}(0)$ ，它们将处于一个椭圆上，其长轴指向 $\phi = 0$ 。

在以后的时刻 t ，引导中心运动使得 $\phi_{gc}(t) = \phi_{gc}(0) + \Omega t$ 。恒星在其本轮上前进，处于半径 $R = R_g + x$ ，式中：

$$x = X \cos\{\kappa t + 2[\phi_{gc}(t) - \Omega t]\} = X \cos[(2\Omega - \kappa)t - 2\phi_{gc}(t)]. \quad (5.10)$$

椭圆长轴现在所指的方向是：

$$(2\Omega - \kappa)t - 2\phi = 0 \text{ 或 } \phi = (\Omega - \kappa/2)t \equiv \Omega_p t. \quad (5.11)$$

我们这样定义的图案速度 Ω_p , 使得由引导中心为 R_g 的恒星所组成的图案将在时间 $2\pi/\Omega_p$ 之后回到其原来状态, 即使个别恒星是在较短的时间 $2\pi/\Omega$ 完成其围绕中心的轨道。双臂旋涡可以由引导中心在不同半径 R_g 处恒星的一组套迭的椭圆轨道组成, 如图 5.29 的左边所示。因为图案速度 Ω_p 随半径 R_g 变化, 这种旋涡随着时间也将把自己缠绕成紧卷的后随图案, 但该过程会慢一个因子 Ω_p/Ω , 当旋转曲线平坦时约为 0.3。为了描述一个 m 臂的旋涡, 我们可以在式(5.10)中令 $\psi = m\phi_{gc}(0)$; 具有给定引导中心的恒星就形成 m 个手指状的图案, 以图案速度 $\Omega_p = \Omega - \kappa/m$ 转动。图 5.29 的右边显示的是 1 臂运动学旋涡。

230

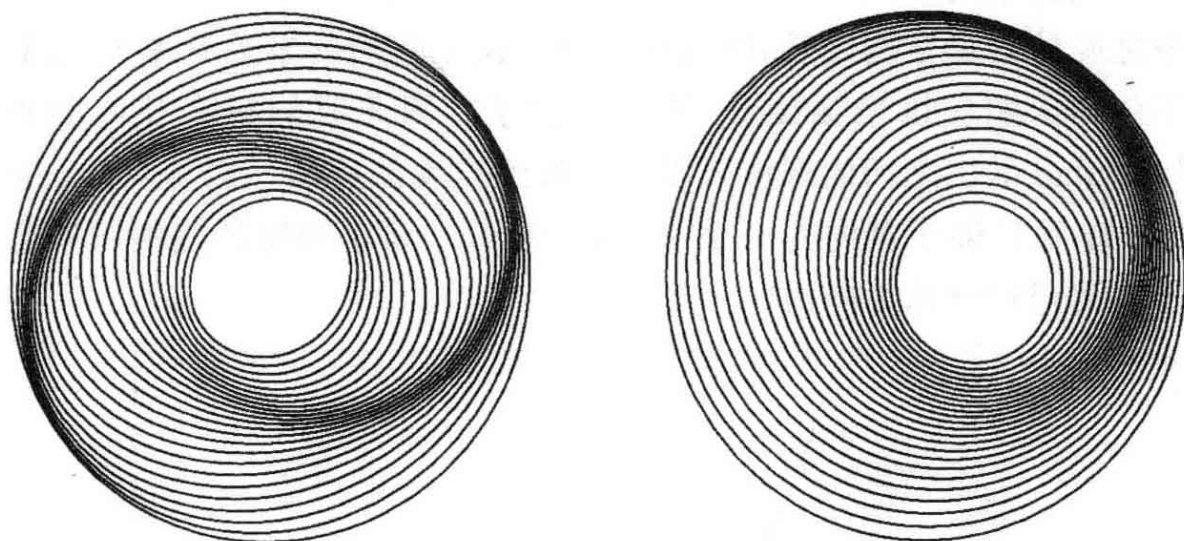


图 5.29 左图, 椭圆轨道编织成一个双臂旋涡; 图案方程为 $R = R_g \{1 + 0.075 \cos[2(5 - 5R_g + \phi)]\}^{-1}$, $0.3 < R_g < 1$ 。右图, 单臂旋涡, 方程为 $R = R_g [1 + 0.15 \cos(5 - 5R_g + \phi)]^{-1}$

旋涡结构的密度波理论是基于如下前提, 即不同半径处恒星和气体云的相互引力吸引可以补偿运动学旋涡终结的趋势, 并将导致以单个图案速度 Ω_p 作刚性旋转的图案增长。要检验旋涡图案是否能自然发展, 一种方法是考察它如何影响盘星的轨道: 旋涡将会增长的条件是, 恒星在其引力作用下的运动会使图案得到加强。以半径 R 绕转的恒星穿过一个 m 重旋涡图案的一条旋臂的频率为 $m[\Omega_p -$

$\Omega(R)]$ 。为了看出这种周期性拉拽如何影响恒星的运动,我们给本轮方程增加一个受迫项。计算长而不难:我们建议读者参阅 Binney 和 Tremaine 书的 3.3 节。

求出所有恒星的受迫运动如何反过来影响星系盘的引力势要困难得多。一般情况下只有对于紧卷旋涡才能进行这种计算;已经证明,恒星的响应能使旋涡增强的条件是,扰动频率 $m|\Omega_p - \Omega(R)|$ 慢于该半径处的本轮频率 $\kappa(R)$ 。所以,连续的旋涡波只能在内 Lindblad 共振(那里有 $\Omega_p = \Omega - \kappa/m$)和外 Lindblad 共振(那里有 $\Omega_p = \Omega + \kappa/m$)之间的区域传播。

231 图 5.30 显示了对于 3.11 式的 Plummer 势, $m=2$ 的 Lindblad 共振的位置。两臂和多臂旋涡总是有外 Lindblad 共振,但是,如果图案速度很高,可以没有内 Lindblad 共振。超过外共振或两个内共振之间的恒星发现,旋涡周期性的拉力快于它们的本轮频率 κ ;它们不能作出响应以增强旋涡,波就消亡了。因此我们只有在内和外 Lindblad 共振之间的区域可以指望看到连续的旋涡。因为对于 $m > 2$ 的旋涡只限于盘内的一个窄环,我们可以预期两臂的旋涡图案会比三臂或四臂的更凸出。

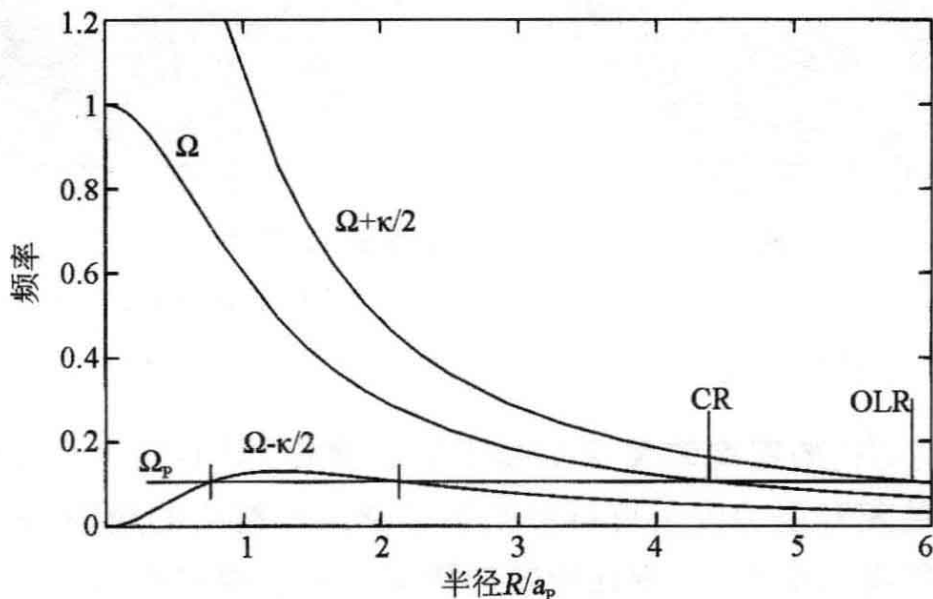


图 5.30 3.11 式的 Plummer 势中频率 $\Omega(R)$ 和 $\Omega \pm \kappa/2$ 。对于图案速度 Ω_p , $m=2$ 的内 Lindblad 共振由垂直短线标出,共转半径标为“CR”,外 Lindblad 共振标为“OLR”。如果图案速度为两倍大,就不会有内 Lindblad 共振

问题 5.13 证明,如果银河系的旋转曲线在太阳附近是平坦的,那么 $\kappa = \sqrt{2}\Omega(R)$, 所以局地 $\kappa \approx 36 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ 。绘制 $V(R)$ 各处恒定的盘内 $\Omega, \Omega \pm \kappa/2, \Omega \pm \kappa/4$ 的曲线,并证明,两臂旋涡波能够维持的区域比四臂旋涡几乎大 3 倍。

但盘星能够增强旋涡波并帮助它增长的条件是,它们的随机运动足够小,以至不能将它们带到旋臂外面。Alar Toomre 在 1964 年证明,只有当盘是“冷”的时,轴对称($m=0$,所以不是旋涡)波才能在薄的星盘内增长。由弥散 σ_R 测量的恒星径向速度相对于盘内质量的面密度 Σ : 必须很低: 我们需要:

$$Q \equiv \frac{\kappa \sigma_R}{3.36 G \Sigma} \leq 1. \quad (5.12)$$

像图 5.31 那样的计算机模拟(它从 $Q=1$ 开始)证明,如果 $Q \leq 1.2$, 旋涡图案一般将会增长。在这种情况下,恒星将产生较大的本轮运动,而 Q 将升高;所以我们绝不能指望看到 $Q \leq 1$ 的星盘。我们可以在太阳附近检验这个假设。在这里,恒星构成盘质量的大部分,那些至少和太阳同样老的恒星,有 $\sigma_R \approx 30 \text{ km s}^{-1}$ (2.2 节)。在 3.4 节中我们看到,盘内密度 $\Sigma \sim 50 \mathcal{M}_\odot \text{ pc}^{-2}$, 而 $\kappa \approx 36 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ 。所以 232

太阳附近 $Q \sim 1.4$, 大于 1 是不成问题的。 233

为什么盘会发展出后随旋臂,而不是前导臂呢? 业已查明,在后随旋涡中,内盘施予外盘一个转矩,它将角动量向外转移,使得小半径处的物质能够向内运动。正如我们在问题 3.8 中看到的那样,这将减小盘的转动能量。作为对照,仅当有能量从外面供应时,盘才能发展出前导旋涡;例如通过另一个星系的近交会。旋涡转矩释放的能量增加了恒星的本轮运动。

图 5.31 显示的是引力 N 体模拟,追踪了一个受相互引力作用的“星”盘所发生的过程。它开始时是轴对称的,恒星具有近圆的轨道。增长着的旋涡图案是双臂的;也形成了一条直的中央棒。随着恒星随机速度的增加,盘“热起来”,旋涡最后消失。没有气体存在的 S0 星系的盘会有同样的行为方式:任何旋涡图案都会是短命的。但是,正如我们在 2.2 节所见,从盘内气体新生的恒星具有非常小的随机

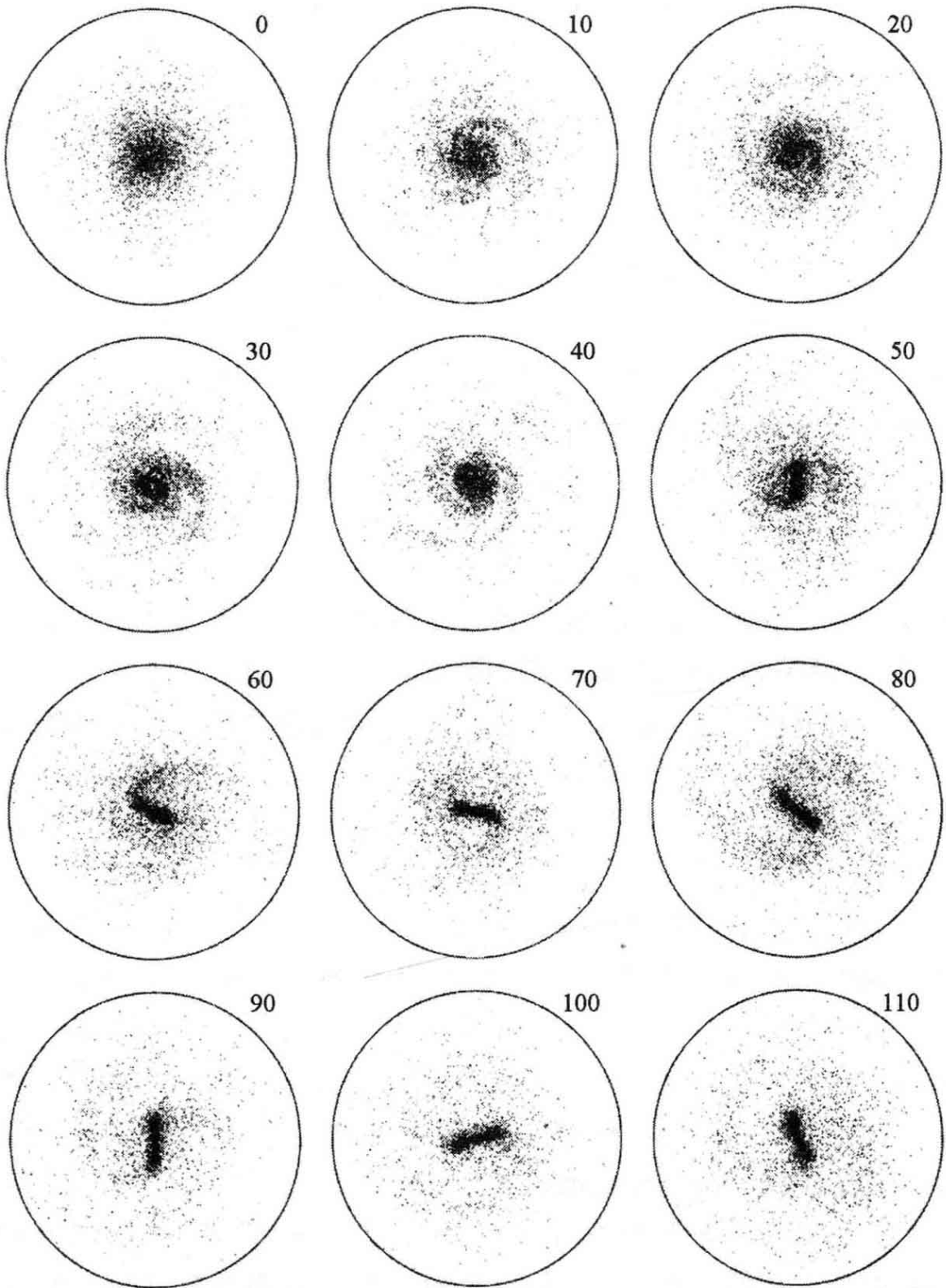


图 5.31 引力 N 体模拟显示由引力彼此吸引的 50000 个粒子组成的盘如何首先发展出双臂旋涡图案, 然后再形成棒。星系核球和暗晕由固定的内向力代表。盘开始时按式(5.12)定义的 $Q=1$ 。对于一个在半径 16 kpc 的盘内质量为 $2 \times 10^{11} M_{\odot}$ 的星系, 运行时间对应于 2.65Gyr(J. Sellwood)

速度。这些新生恒星的不断加入对于延长旋涡图案的寿命,或者在让它周期性地再生方面可能是重要的。

密度波理论并不是完全成功。旋涡波像水波一样旅行:个别恒星或水分子围绕一个固定半径或位置振荡,但波会离去而留下平静的水和没有旋涡的盘。从盘的旋转运动取出的能量足以重新产生旋涡波,但我们并不完全理解这种能量是如何转移给波的。像图 5.31 那样的模拟提示,仅当旋涡图案速度 Ω_p 足够高到使内 Lindblad 共振不存在时,这种情况才会发生。于是,波就能穿过盘的中心,从后随旋涡变为前导旋涡。星系的较差自转把前导旋涡图案拉成后随波,在此过程中将其放大;新的后随波再使这个循环重新开始。

另一种可能性是,旋涡由伴星系的引力,或者由中央旋转棒的内部力驱动(见后)。许多具有最佳宏象旋涡图案的星系要么带有近伴星系,要么有明显的中央棒。在 M100 附近,我们发现了矮椭圆星系 NGC 4322。在后面的图 7.22 中,星系 M81 具有两臂旋涡;它的两个伴星系,即星暴星系 M82 和 NGC 3077 处于 50kpc 以内。我们将在 7.1 节看到,近邻星系的近交会至少能够产生短暂的两臂旋涡。当绕转的伴星系来到离盘最近处时可能触发旋臂;如果 Q 接近 1,盘星会协力增强诱发的旋涡。与此相似,强棒可能在盘内激起旋涡(在产生棒自身的边缘),并将图案组织成两臂形式。

旋臂的引力拉拽对气体的影响比星盘更强,因为气体云的随机速度只有 $5-10 \text{ km s}^{-1}$,远慢于恒星。除非就在 $\Omega(R) = \Omega_p$ 的共转半径附近,气体和恒星进入旋臂的线速度 $R[\Omega(R) - \Omega_p]$ 将是超声的。气体流入旋臂时产生的激波将其大大压缩。图 5.26 中尘带处于旋臂凹侧的事实告诉我们,气体正在从这一侧进入旋涡,所以局地旋转速率 $\Omega(R)$ 必须超过图案速度 Ω_p ;旋臂的这一部分处于共转半径内侧。恒星在受压缩的气体中诞生并开始发光大约要花 10Myr;在图 5.26 左下部,被这些恒星电离的气体的 $H\alpha$ 发射不在尘带顶部,而是在它的“下游”。这些恒星中最热者的辐射也会离解某些 H_2 分子,提高旋臂中原子氢,即 HI 的密度(右下)。

5.5.3 有棒盘

全部盘星系中大约一半显示出有中央线状棒,包含着直到三分之一的总光。棒的长轴和短轴之比最大为 1:5,如图 5.32。如果棒比盘厚得多,在大约一半的侧向旋涡和 S0 星系中,我们预期会看到反常的中央增厚;这种现象并没有观测到,所以我们认为,棒必定差不多和盘一样平坦。S0 星系大概像 Sa 和 Sb 旋涡星系那样可能是有棒的;和旋臂不同,即使没有气体,棒也能够维持。有棒星系还提出了一个谜:我们仍不了解为什么有的星系有棒,而另一些看来相似的系统却没有。

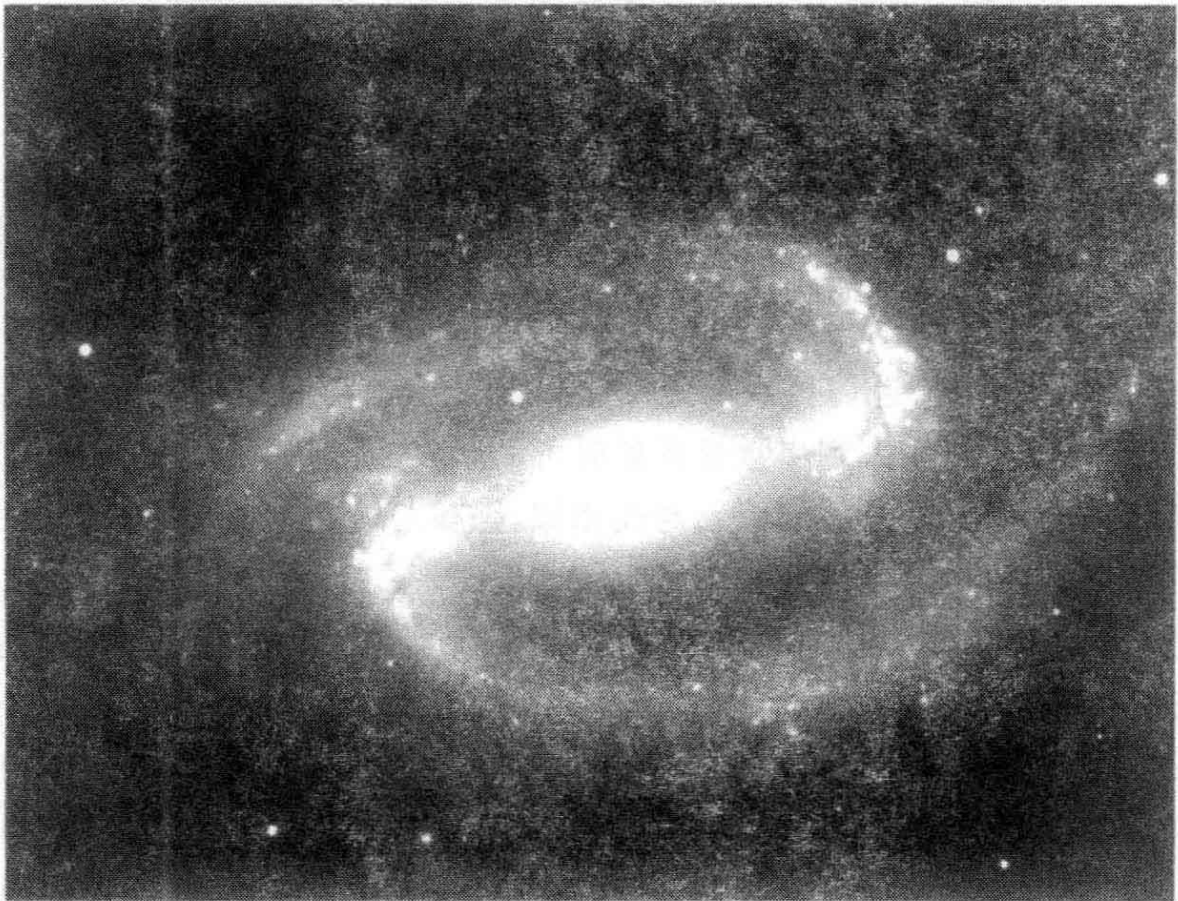


图 5.32 有棒星系 NGC 1300,分类为 SBb 或 SBbc。旋臂后随;注意棒前缘的尘带(WIYN 望远镜)

像旋涡一样,棒的图形并不是静态的,而是以某个图案速度 Ω_p 旋转。但是,与旋涡不同,棒不是密度波;其大部分恒星总是留在棒里。在旋转着的棒里面,恒星和气体不再遵循近圆轨迹,而是接近这

样的轨道,在同棒一起旋转的观测者看来它们是自身闭合的。我们可以在 3.3 节的本轮方程中增加一项代表棒的力来研究这些轨道。在共转圈以内,有 $\Omega_p < \Omega(R)$, 我们找到一族闭合轨道沿着棒的长轴排列; 见图 5.33。在稳定的棒中,大多数恒星会相当好地留在这些轨道附近,但在共转半径外面,所有闭合轨道都与棒垂直;没有排好的轨道供恒星遵循。因此我们认为,棒可能旋转得足够慢,使得共转圈落到了棒端之外。

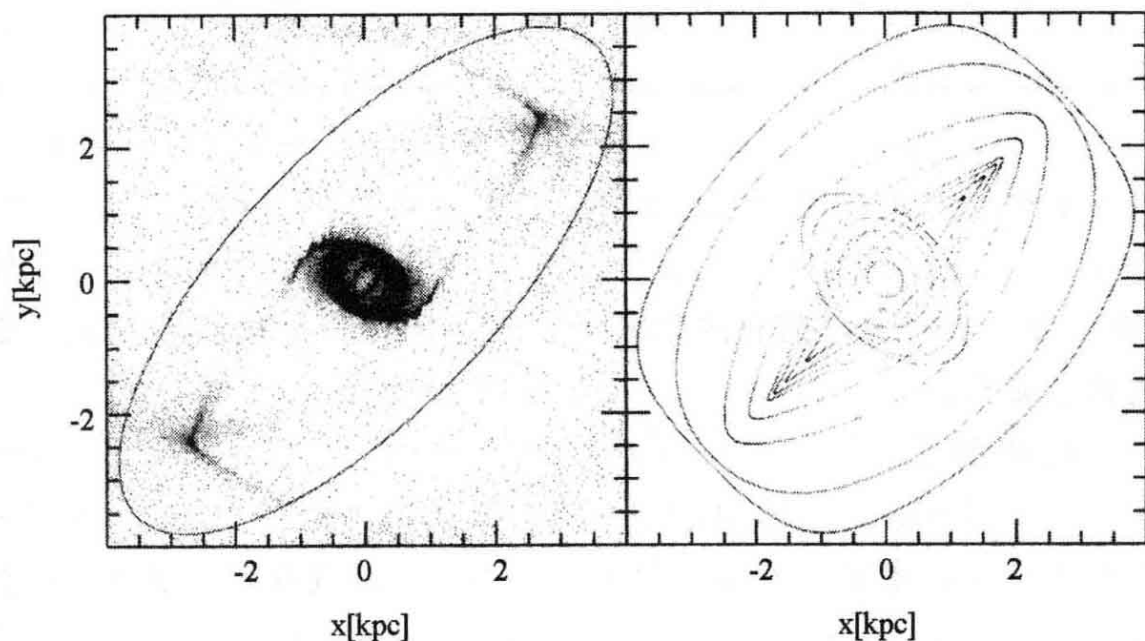


图 5.33 左图,取自棒内气流计算机模拟的气体密度;实线画出顺时针旋转的棒。右图,随棒旋转的参考系中彼此靠近的粒子轨道。气流在激波中沿棒的前缘受到压缩,排在一起的轨道在那里有最大的曲率[P. Englmaier, MNRAS 287, 57(1997)]

旋涡星系盘内的气体能够流向中心的条件是它能去掉自己的角动量。棒的强烈不对称的引力正好有助于做到这一点。在许多有棒星系中,暗的尘带分布于棒的前导边沿;在图 5.32 中它们就是在棒与(后随)旋臂反向的一侧可以看到的细线。图 5.33 的左图显示了一个有棒星系盘内气体流动的计算机模拟。在棒内,气体呆在排好的轨道附近,显示于右图。在两端,气流厉害地汇聚,气压变得重要。激波形成,压缩沿棒前导边分布的气体和尘埃,如我们在 NGC 1300 中看到的那样。

在激波中,气体部分向前运动的能量作为热失去,所以它掉入离星系中心更近的、束缚得更紧的轨道中。这种能量耗散一直持续到气体遇到垂直于棒的较圆轨道;然后,内流停止,气体堆集在一个中央环中。在共转半径只是少许超出棒端的模拟中产生的尘带,同我们在真实有棒星系中观测到的看来非常相似。所以我们相信,图案速度 Ω_p 通常很高,旋转几乎是尽可能的快;共转半径正好超出棒端之外。

因为有棒星系中的旋臂通常显得是从棒端开始,人们往往假设,棒和旋涡具有同样的图案速度,并总是保持着同样的相对排列。情形并非必定如此:在图 5.31 中,外面的旋涡具有比棒低的图案速度。但眼睛把旋涡图案同棒联结起来,以至旋臂总是显得从棒端开始。没有任何事物能够阻止星系发展出比周围的旋涡图案旋转得更快(或更慢)的棒,或者拥有两个或多个带不同图案速度或不同旋臂数的独立旋涡。

延伸阅读: D. M. Elmegreen, 1998, *Galaxies and Galactic Structure* (Prentice-Hall, Englewood Cliffs, New Jersey),这是一本在大学本科水平讨论旋涡结构的著作,可惜现在已经绝版;和 J. Binney and S. Tremaine, 1987, *Galactic Dynamics* (Princeton University Press, Princeton, New Jersey) 的第 6 章给出了该理论在研究生水平上的讨论。

5.6 盘星系的核球和中心

核球(同小椭圆星系的中心一起)是一些已知最致密的恒星系统(见图 4.18)。银河系的核球大部分被尘埃所遮挡;但当我们用一架小望远镜或双目望远镜看 M31,或者看一个盘星系“曝光不足的”光学像时,只能见到明亮的核球。在图 5.4 中,NGC 7331 中心的面亮度上升到指数盘内推值的 50 倍。核球是盘星系的“大城市”:一个处于中心的致密区域,老星和新星在那里紧紧挤在一起。在中心几秒差距以内,我们可以找到上亿颗恒星裹在一个核星团中;其中往往又藏着一个大黑洞。在这些非常小的中心区,密度极高而时标极短。

5.6.1 核球

在图 5.5 和图 5.16 内两个侧向星系的图像中,核球显现为较圆的椭球体。其他核球则很扁,几乎像明亮的中央盘。有一些,包括银河系(2.2 节)和 M31(4.2 节)的核球看起来像棒;它们可能是三轴椭球,具有 3 个不等的轴。SB0,SBa 和 SBb 星系具有很大的核球和星棒;图 1.13 显示了 SB0 星系 NGC 936。当从侧向看时,多数核球大体显示为椭圆,但约有 20% 貌似花生:等照度线在中心朝盘的中央平面下降。其中气体运动的研究提示,花生形核球事实上可能是快速翻滚的棒。

银河系和 M31 的核球相当典型之处在于,它们比盘富金属,同时除了在非常中心处之外贫气体。平均地说,核球只比盘的内区稍红一些;它们继续着在盘中看到的模式,即越靠近中心星系变得越红。像盘的颜色一样,核球的颜色显示出很宽的弥散,从(晚 F 型星的) $B-R \approx 1.2$ 变到(相应于晚 G 型星的) $B-R \approx 1.8$ 。银河系和 M31 核球中的几乎所有恒星年龄至少为数十亿年。在本星系群之外我们不能分辨个别核球恒星,所以我们对于它们的年龄没有好的估计。

核球恒星按常识同样会围绕中心旋转,但随机运动要比盘星大:旋转与随机速度之比一般为 $V/\sigma \sim 1$ 。我们并不期望圆的核球会旋转得非常快;若如此,它们将会薄而类盘。在 6.2 节中,我们将讨论应与给定旋转量相联系的最小扁度,我们将发现,大的椭圆星系旋转得没有其扁度所容许的那么快。反之,核球和小椭圆星系却具有其形状所容许的大致同样多的旋转。

核球的面亮度常常近似表为 Sérsic 公式:

$$I(R) = I(0) \exp[-(R/R_0)^{1/n}]. \quad (5.13)$$

如果参数 $n=1$,这就是同式(5.1)一样的指数律,而对于 $n=4$,这就是 de Vaucouleurs 公式,它是为描述椭圆星系的光分布建立的:我们将在 6.1 节再次遇到它。按照这个公式,面亮度应不断增加一直到中心;恒星的 3 维密度就将无限增长。因为望远镜的角分辨率有限,我们不知道恒星密度增长到多远;观测值达到每立方秒差距数

千颗恒星。

有效半径 R_e 是核球尺度的一个好的量度,它是在天空所画的一个圆的半径,这个圆包含了核球光的一半。一个星系的盘若有大的标长 h_R ,一般就有大有效半径的核球;一项最新的研究发现,比值 $R_e/h_R \approx 0.1$ 。在尺度最大的星系中, R_e 的范围从 100 秒差距到数千秒差距;对于图 5.5 中草帽星系的核球, $R_e \approx 4\text{kpc}$ 。

238

核球的显著性连同旋臂的形态,常用来将盘星系按图 1.11 的序列排序。在 S0 和 Sa 星系中,核球产生光的比例大于 Sb 和 Sc 星系,而在 Sd 型星系中,它通常不存在。同 Sb 和 Sc 星系相比,早型 S0 和 Sa 星系的核球在中心有较高的面亮度 $I(0)$,但不一定有按 R_e 测量的较大的尺度。大多数低面量度星系缺乏真正的核球;但有一些,包括巨大的 Malin 1,其核球与高面亮度星系相似。基于其核球,Malin 1 可以分类为 Sb 或 Sa 星系。但是旋臂具有 Sc 或 Sd 星系松开的特征,虽然具有比正常星系低得多的面亮度和大许多倍的径向尺度。

因为核球要比它们周围的盘致密得多,它们可能起源宇宙历史中较早的时期,那时宇宙的平均密度比较高。要不然,它们可能是在晚些时候从能够失去大量角动量的气体中形成的,所以能够朝星系中心收缩。或者气体可能向里流,使盘形成中央棒,这个棒又变得不稳定,逐渐增厚成花生形核球。目前还没有一个理论能对所有观测到的核球作出合理的解释。

像银河系那样的核球形成其大部分恒星可能是在大爆炸后头几十亿年。哈勃空间望远镜揭示出,许多红移 $z \geq 3$ 的致密星系可能正在形成它们的核球。这些天体的大小可以同目前银河系的核球相比,我们看到它们的光发射时波长范围在 $1400\text{\AA} \leq \lambda \leq 1900\text{\AA}$;它们的光度相当于每年诞生 $(10-100)M_\odot$ 的新恒星。以这样的速率,只要花大约 1Gyr 就能生成像我们银河系这样星系的整个核球。但并不是所有核球都这样老。在旋涡星系 NGC 7331 中,有些核球恒星围绕中心旋转的方向同盘相反! 这个看来正常的星系的核球可能含有后来从外面落入星系的物质。NGC 7331 是其核球恒星同盘反向旋转的唯一已知的星系;这样大量的晚期加入不可能是寻常的。

5.6.2 核和中央黑洞

正如水向低处流一样,气体倾向于流入星系的中心。在核球中,从正在死亡的恒星流出的气体彼此碰撞,失去能量,沉下来形成一个快速旋转的内盘。正如我们在上节看到的,棒的作用也可以将盘上的气体向里带。在中心区域,星系的旋转曲线 $V(R)$ 线性上升,角速度 $V(R)/R$ 近乎不变:不存在剪切。同主盘相反,这里的气体云不会被较差自转拉散;它们可能很容易在自身引力的作用下塌缩,变得足够致密以便形成恒星。正如在银河系中一样(见 2.2 节),在多数旋涡星系中,我们在中央 100pc 以内看到丰富的气体,和一些新形成的恒星。

239

在某些星系中,正在发生中央星暴:恒星形成得非常快,以至在 $\sim 100\text{Myr}$ 内耗尽了气体供应。这种充满活力的星暴不可能持久;它将会死亡,也许会留下一个致密的恒星内盘。图 5.24 中最上面的光谱就是出自一个蓝星暴星系。其大质量恒星在短波段很亮;它们电离了周围的气体,产生出强的发射线。如果年轻恒星掩埋在尘埃中,这些尘埃将拦截它们大部分的光,把能量在红外波段再辐射出去。星暴通常在气体落入星系中心时被触发,因为这些气体受到在附近通过的另一星系的拉拽:我们将在 7.1 节进一步讨论这一点。星暴有时会循环发生:来自星暴的超新星加热周围的气体并将它吹出核球,之后气体必须积累起来再产生下一次暴发。这个过程可以造成一个致密的中央星团。

在银河系中心,约 $10^7 M_{\odot}$ 的恒星被包在一个半径只有 $\sim 3\text{pc}$ 的紧密星团中。这样的核心星团常常在旋涡星系和矮椭圆星系中看到。它们与银河系中的疏散星团和球状星团不同,在后者那里,所有恒星同时诞生,任何留下的气体被迅速分散。流入星系中心的气体除了进入核心星团外无路可走;它为多次恒星形成暴发提供了原材料。在一个核中,我们可以同时看到短寿命主序 B 型星以及老得多的红巨星的光谱特征。星团随着更多恒星的形成而增长;而核心星团的半径并不大于银河系的球状星团,它们的质量,从而速度弥散能够高许多倍。

问题 5.14 M33 的核心星团具有 $r_c \leq 0.4 \text{ pc}$, 测量到的速度弥散 $\sigma = 24 \text{ km s}^{-1}$ (表 4.2)。光度 $L_V \approx 2.5 \times 10^6 L_\odot$ 。以 Plummer 模型作为其粗略近似, 用 (3.13) 式和位力定理 (见问题 3.13) 估计它的质量 M 。证明质光比 $M/L_V \sim 0.2$ — 比球状星团的低得多, 因为存在年轻的大质量恒星 (我们的 M/L 比表 4.2 中的小, 因为最新的恒星集中于星团中心; r_c 反映了它们的分布, 而不是那些携带着大部分质量的较老恒星的分布)。

正如银河系中一样, 核心星团可能隐藏着尺度很小质量很大的天体, 它们几乎肯定是黑洞。随着物质环绕并掉进黑洞, 其能量可以比任何其他已知过程更高的效率释放出来。将质量为 M 的氢转变为氦只释放出 $0.007 M c^2$ 的能量; 将它抛入黑洞则能产生 $\sim 0.1 M c^2$ 。某些大黑洞 (质量 $M_{BH} \geq 10^7 M_\odot$) 据信是活动星系核的能源; 我们以后将在 9.1 节讨论它们。另一些 (像我们银河系中心的) 大黑洞是宁静的, 只能通过其引力效应被“看到”。

在具有活动核的盘星系中, 我们看到的光来自星系非常中心的区域, 而不是来自它的恒星, 或被其辐射电离的气体。星系核在从射电到 γ 射线的所有波长发光; 在可见光区它极为明亮, 有时像环绕它的整个星系一样亮。光学和紫外光谱显示出宽发射线, 其宽度对应于速度 $V_r > 5000 \text{ km s}^{-1}$ 。这些谱线有的来自比星暴中热星周围的气体电离程度高得多的原子。我们银河系只有一个非常低水平的活动核, 和一个弱的中央射电源。

活动星系核的一个引人注目的例子在棒旋星系 NGC 4258 中; 见图 9.2。在其中的几秒差距以内有一个旋转的致密气体盘。来自核的辐射激发了盘中的水分子, 致使它们在 22.2GHz 的谱线中发出脉泽辐射。明亮的脉泽斑可以用甚长基线干涉仪非常精确地定位, 同时我们可以用 Doppler 效应测量视向速度 V_r 。气体处于跨度 $0.015''$ 的盘中, 相应的尺度只有 0.5 pc , 围绕中心运动的速度超过 1000 km s^{-1} 。盘内必须有一个质量 $M > 3 \times 10^7 M_\odot$ 的致密天体; 见下面的问题。密度超过 $10^9 M_\odot \text{ pc}^{-3}$ 或比球状星团中心高 100000 倍: 这太过集中以至不可能是一个正常恒星的集团。

问题 5.15 NGC 4258 中脉泽气盘的内缘离中心约为 $0.004''$ 。通过测量脉泽斑横跨天空的运动, Herrnstein et al. (1999 *Nature* 400, 539) 求出它的距离是 $7.2 \pm 0.3 \text{ Mpc}$: 盘的内缘半径是多少秒差距? 那里气体的旋转速度为 1100 km s^{-1} : 用 (3.20) 式证明, 盘内的质量为 $\sim 4 \times 10^7 M_{\odot}$ 。假设中心天体由太阳型恒星组成, 求出密度 n 每立方秒差距, 和每颗恒星的截面积 $\sigma \sim \pi R_{\odot}^2$ 。对于任何恒星, 碰撞之间的平均时间 t 由 $t \approx 1/(n\sigma V)$ 给出; 证明, 每颗恒星大约每 100 Myr 同另一颗恒星碰撞, 所以该星团寿命不可能太长。

第 6 章 椭圆星系

椭圆星系看来像是简单的天体；但实际上并不如此。顾名思义，它们在天上呈椭圆形；光的分布是平滑的，缺乏年轻蓝星的亮块和遮光尘埃的暗斑这类旋涡星系的明显特征。除正中心外，椭圆星系几乎没有冷气体；与 S0 星系对照，它们没有显著的盘。它们平滑的外貌提示，像室内空气的分子一样，它们的恒星有时间达到充分混合的平衡态。因为用主序上的恒星，我们可以预期椭圆星系的性质反映了相当简单系统的最可几状态，“并无惊人之处”。

然而，细致的研究却揭示出令人困惑的复杂性。椭圆星系覆盖了光度和光聚集度的巨大范围。有些椭圆星系旋转很快，另一些根本就不旋转。有些像扁椭球（西柚形），另一些为三轴形（有 3 个不等的轴），像一个压扁的（美式）足球。这些性质是相关的：亮椭圆星系更可能是三轴的、旋转缓慢的、也是强的 X 射线源，而暗的椭圆星系是扁的，旋转相对较快，在其中心有致密的恒星尖峰。

人们曾经错误地认为椭圆星系可能接近平衡态，因为恒星系统有非常长的记忆。星系中的大多数恒星环绕中心运动还不到 100 转；我们在 3.2 节中看到，使其运动随机化所需要的弛豫时间远大于宇宙的年龄。如果一个星系组合成了三轴形状，或者具有致密的中央尖峰，这些特征是不可能擦去的。椭圆星系的多样性提示它们起源于许多不同的途径。目前的椭圆星系是早期宇宙的“化石”；我们的任务是从尚存的老年小质量恒星去重建它们的诞生和年轻恒星的形成史。

我们以关于测光的一节来开始本章：椭圆星系在可见光中显示出怎样的图像，这些图像告诉了我们有关其中恒星分布的什么知识。

242 6.2 节讨论恒星的运动，以及椭圆星系的旋转同它的其他性质如何关联。我们将考虑在具有 3 个不等轴的三轴星系中可能有什么样的恒星轨道。在 6.3 节中我们将看看椭圆星系的星族和它们的气体成

分。椭圆星系有相当丰富的星际气体,但这些气体要比盘星系中的气体热得多;只能用 X 射线来研究它。6.4 节讨论椭圆星系中的暗物质和它们中心的黑洞。

6.1 测光

宇宙中最亮的星系是椭圆星系,但是最暗的星系中也有些是椭圆星系:除它们的一般形状以及缺乏冷气体和年轻恒星之外,这些星系共同之处甚少。将椭圆星系分为 3 类是有用的。亮巨椭圆星系有 $L \geq L_*$, 即我们在式(1.24)中定义的大星系的特征光度: $L_* \approx 2 \times 10^{10} L_{\odot}$, 等价于蓝星等 $M_B \approx -20$ 。中等尺度的椭圆星系不那么亮, 但仍有 $L \geq 3 \times 10^9 L_{\odot}$, 或者 $M_B \leq -18$ 。最后,矮椭圆星系是光度低于 $3 \times 10^9 L_{\odot}$ 者。我们在第 5 章中看到,盘星系的许多性质由它在图 1.11 的分类体系中的位置决定,每类星系覆盖的大小和光度范围很宽。反之,如果我们测量了椭圆星系的光度,我们就基本上确定了其他性质。椭圆星系“仅凭一个尺度(序列)”入场。

图 6.1 显示了 4 个椭圆星系的等照度线,即恒定面亮度的轮廓。在图 6.1a 中,等照度线非常接近真正的椭圆。半长轴 a 和半短轴 b 之比量度等照度线同椭圆偏离有多远:椭率 ϵ 定义为 $\epsilon = 1 - b/a$ 。从明亮的内区等照度线到暗弱的外区轮廓,椭率通常是基本不变的,中心位置和长轴方向也保持稳定。这容许我们将椭圆星系标以哈勃型 En , 这里 $En = 10(1 - b/a)$; $E0$ 星系在天空呈圆形,而对于 $E5$ 星系,图像的短直径是长直径的一半。指标 n 通常四舍五入到最近的整数值,大致准确到我们用眼睛从照相底片上分类星系的程度。和盘星系不同,椭圆星系的哈勃型依赖于我们视线的方向。

椭圆星系的光向中心聚集的程度比旋涡星系的盘高得多。如对旋涡星系那样,我们可以绘制图像长轴上的面亮度 $I(R)$ 与半径 R 的关系图,如图 6.3。在那里我们看到,NGC 1399 中的面亮度在中心和星系消失于天空的外缘之间下降了 10000 倍以上,相应的体密度为百万倍。

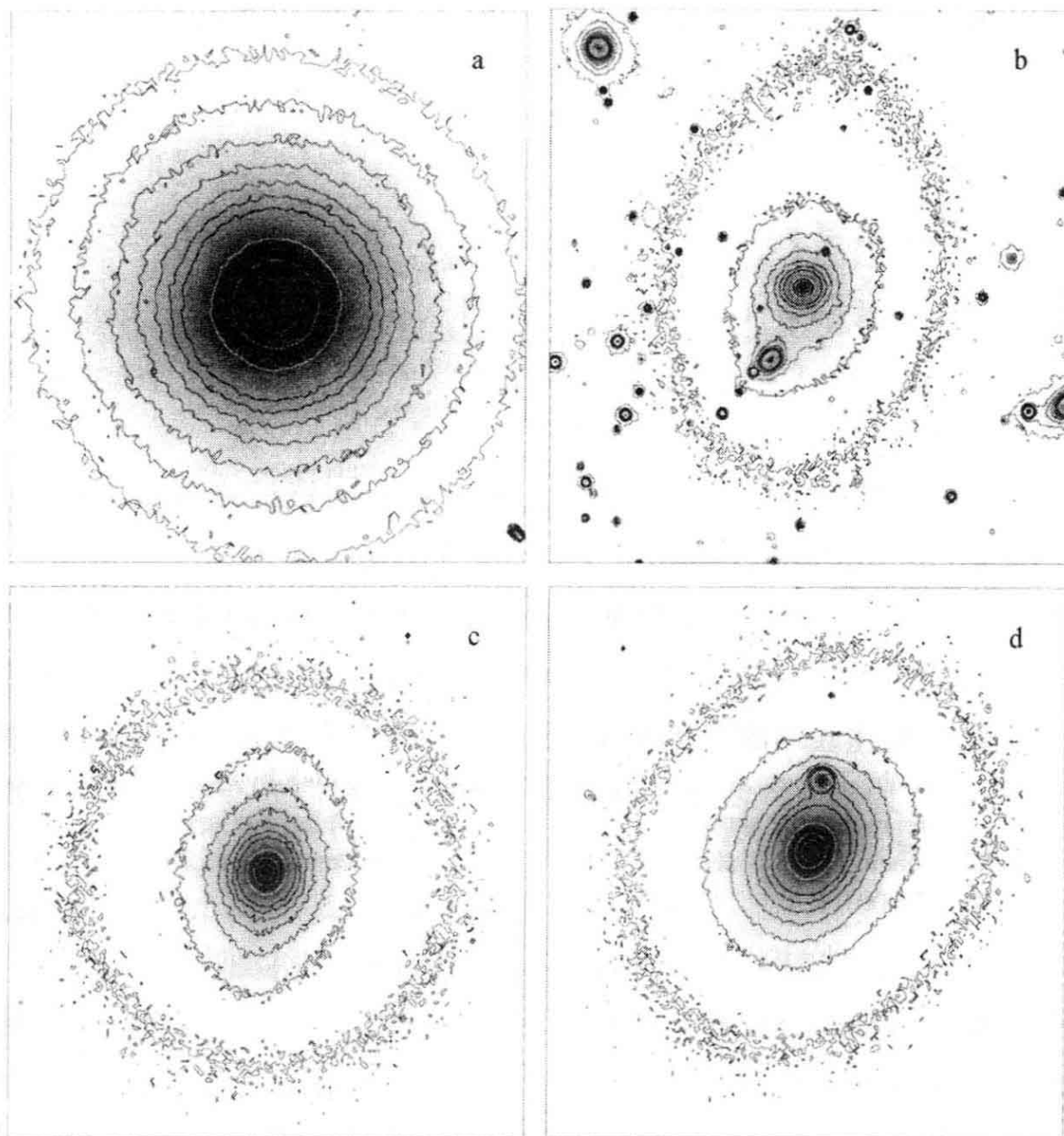


图 6.1 4 个巨椭圆星系 R 波段的等照度线:(a)等照度线为椭圆(NGC 5846);(b)内等照度线的长轴大致水平,扭转到的轮廓接近垂直(EFAR J16WG);(c)菱形的“盘状”等照度线, $a_4 \approx 0.03$ (后发座 Zw159-89);(d)矩形“盒状”等照度线, $a_4 \approx -0.01$ (NGC 4478)。致密的天体,在(b)中特别明显,主要是前景星(R. de Jong)

正如对于盘星系的核球,我们用 Sérsic 的经验公式(5.13 式)来描述光的分布。我们可以将其重写为:

$$I(R) = I(R_e) \exp\{-b[(R/R_e)^{1/n} - 1]\} \quad (6.1)$$

式中常数 b 这样选择,使得半径 R_e (有效半径)的圆包含图像光的一

半。对于 $n > 1$, $b \approx 1.999n - 0.327$ 。当 $n = 1$ 时, 这就正好是式(5.1)的指数公式。对于 $n = 4$, 我们有 $R^{1/4}$ 或 **de Vaucouleurs** 律, 这是由 *Gérard de Vaucouleurs* 于 1948 年提出的。图 6.2 显示 $R^{1/4}$ 轮廓在大半径处比指数律有更多的光, 但也有更强的峰值, 中心面亮度 $I(0) > 2000 I(R_e)$ 。

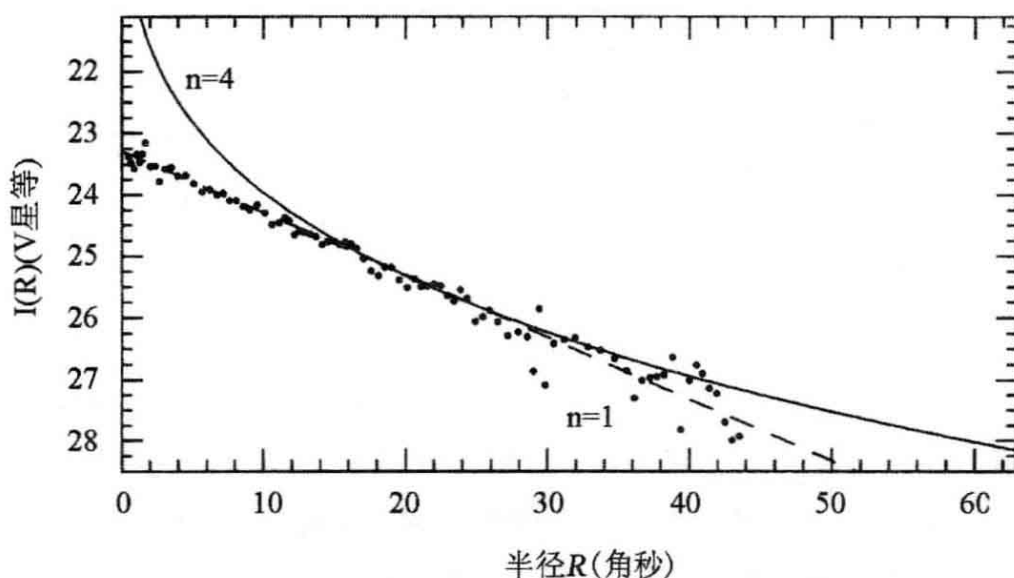


图 6.2 取自 6.1 式, $R^{1/4}$ 曲线 ($n=4$, 实线) 和指数 ($n=1$, 长画线)。点子表示室女座星系团中的 dE 星系 VCC 753 的 V 波段面亮度。这个椭圆星系在 B 波段的 $R_e = 15.8''$, $I_B(R_e) = 24.4 \text{ mag arcsec}^{-2}$ 。将轮廓向外推给出总视星等 $B_T^0 = 16.4$; 取 $d = 16 \text{ Mpc}$, 我们得到 $L \approx 1.1 \times 10^8 L_\odot$ (H. Jerjen)

问题 6.1 证明 $R^{1/4}$ 公式给出总光度:

$$L = \int_0^\infty 2\pi R I(R) dR = 8! \frac{e^{7.67}}{(7.67)^8} \pi R_e^2 I(R_e) \approx 7.22 \pi R_e^2 I(R_e). \quad (6.2)$$

(回忆 $\int_0^\infty e^{-t} t^7 dt = \Gamma(8) = 7!$) 用不完全 Γ 函数表证明, 该光的一半来自半径 R_e 以内。

问题 6.2 用表 1.9 证明, 即使在其中心, 图 6.2 中星系的面亮度也少于夜天的一半。从图 6.3 证明, 对于星系 G675, $I(R)$ 在 $R \approx R_e$ 处降到天空水平以下; 它的光几乎一半来自更远的区域。

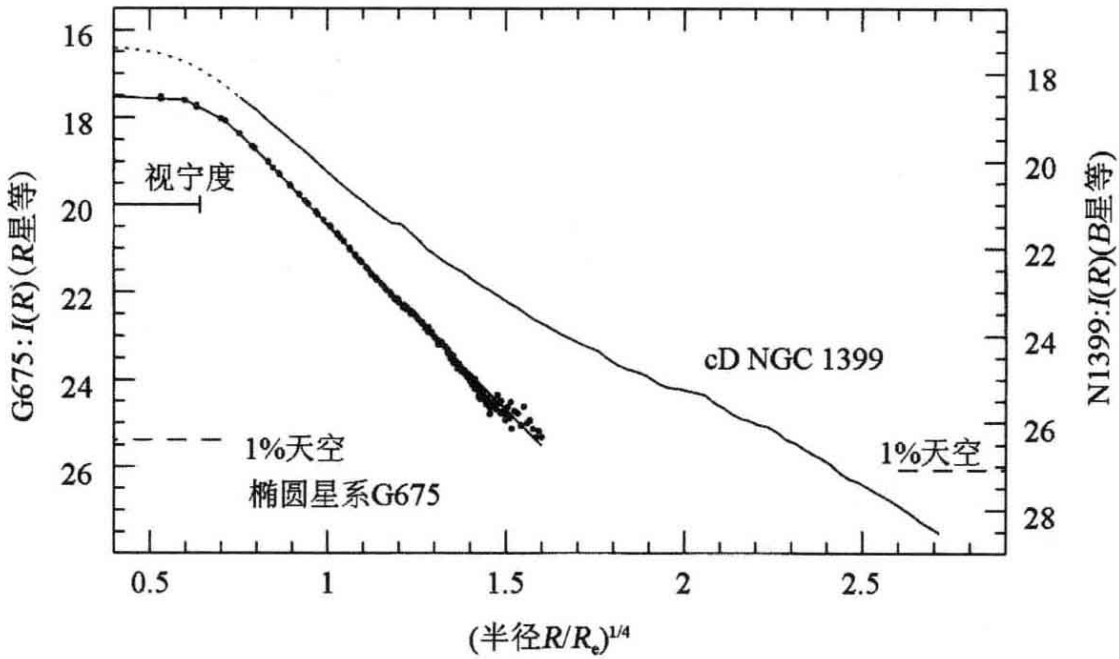


图 6.3 两个亮椭圆星系的面亮度： $R^{1/4}$ 律对应于直线。点子表示对星系团 Abell 2572 中的星系 G675 测量的 R 波段面亮度。它有 $L_V \approx 2 \times 10^{10} L_\odot$, $R_e = 4.95''$ 或 3.8 kpc 。曲线给出 $R^{1/4}$ 轮廓, 受到大气视宁度: 水平线表示的星像半宽 $1.67''$ 的平滑。上面的曲线显示 cD 星系 NGC 1399 测量的 B 波段轮廓, 其光度大约是 G675 的两倍。它的 $R_e = 15.7'' \approx 1.4 \text{ kpc}$, 所以测量覆盖的 $R \leq 850''$ 或 75 kpc 。在测量受到视宁度影响的点线区和 $R \sim 2^4 R_e$ 之间, $I(R)$ 几乎遵从 $R^{1/4}$ 轮廓 (R. Saglia and N. Caon)

245

在正中心外面, $R^{1/4}$ 公式对于那些亮于约 $3 \times 10^9 L_\odot$ 的明亮和中等椭圆星系的面亮度提供了相当好的描述。图 6.3 显示了椭圆星系 G675 的观测轮廓; 除了非常明亮的核心(那里大气湍流或者说视宁度使图像模糊)以外, 它接近于一条直线。水平线条表示点状恒星典型图像的半径(在其峰值强度一半处测量); 这是量度视宁度的通常办法。如果星系严格遵循 $R^{1/4}$ 律, 但视宁度在其测量范围将恒星图像模糊时, 上面所画的实线显示出我们预期会得到的结果。最大和最亮的星系一般用较大的 n 值拟合最佳, 而矮椭圆星系的面亮度往往接近于 $n \approx 1$ 的指数轮廓, 如图 6.2。

所有星系中最明亮的是 **cD 星系**。这些极大的椭圆星系包含着任何星系中最大的恒星质量; 它们明显亮于 L_* 。在图 6.3 中, cD 星

系 NGC 1399 ($L \approx 2 L_*$ 或 $4 \times 10^{10} L_{\odot}$) 很好地遵循 $R^{1/4}$ 律直到 $R \sim 20 R_e$ 。在那之外,面亮度高于该公式的预期。这个“光富余”的外区轮廓是 cD 星系的特征,它们只在星系群或星系团的中心发现:NGC 1399 就是在天炉座星系团中。室女座星系团中心的巨椭圆星系 M87 尽管没有分类为 cD 星系,但它的外区轮廓也非常延展。在深度曝光的照片上星光可以追踪到接近 100kpc(图 6.4)。这些恒星可能属于星系团而不是个别星系,或者它们可能是那些离中央庞大星系太近而被剥下来的小星系的遗迹。

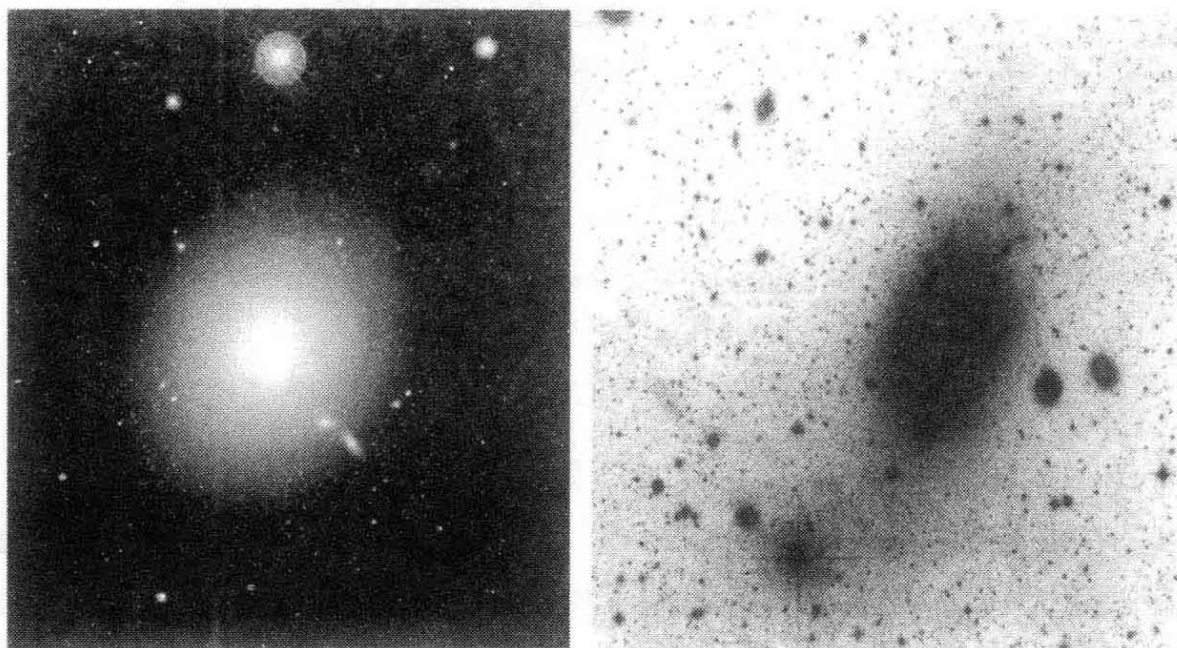


图 6.4 E0 型椭圆星系 M87(NGC 4486)。左图,较圆的内区—J. C. Cuilland, CFHT。右图,深曝光负像;左图的 3 颗亮星在星系延展而不对称的外部几乎失去了。星光可以追踪到 SE(左下) $\geq 15'$ 或 70kpc(D. Malin, AAO)

近来,在椭圆星系的暗弱外区发现了弧状“壳”和其他不对称的结构(图 6.5)。这种壳可能是被大星系的引力撕碎然后吞进去的小星系的遗迹。有少数带壳星系显然经受了新近的并合;它们显示出如图 7.5 中所见的暗弱潮汐尾。在几十亿年之后,这些壳和尾将会消失,留下光学像中看来相当正常的椭圆星系。

247

与盘星系不同,椭圆星系的中心面亮度和光度密切相关。图 6.6 显示了椭圆星系、旋涡星系的中央核球和星团的中心亮度 $I_V(0)$ 和核半径 r_c (那里的面亮度降到其中心测量值的一半)。正如颜色—星

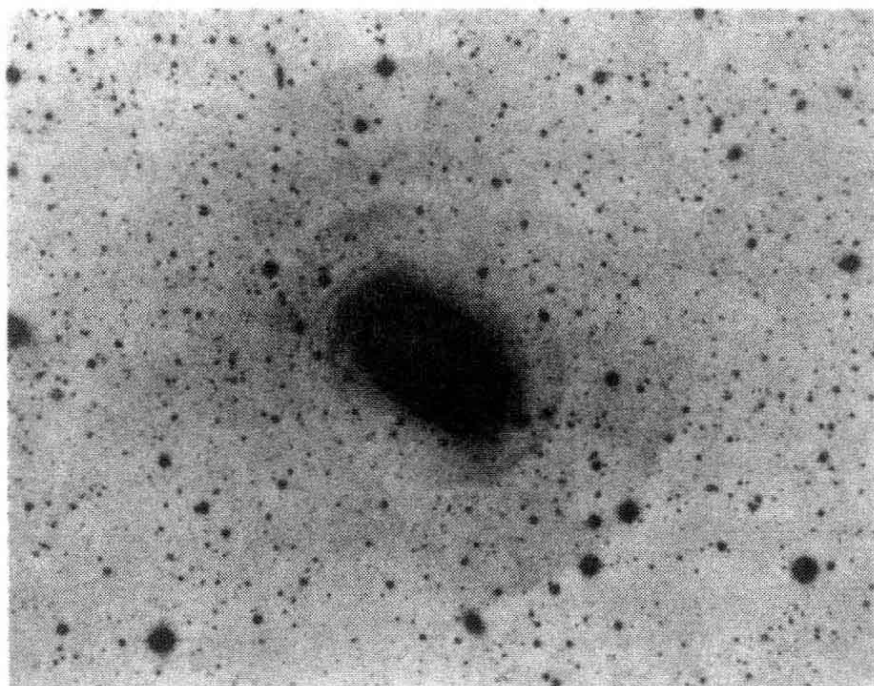


图 6.5 负像显示椭圆星系 NGC 3923 周围暗弱的弧状壳；从底片复印一张离焦像，可以让暗弱而清晰的特征凸显出来。这张照片尺度为 $18'$ ，或在 $d=21\text{Mpc}$ 处为 110 kpc 。这是一个松散群中的亮星系 ($L_B \approx 4 \times 10^{10} L_\odot$)；除了有壳外它看来是正常的 (D. Malin 1983 *ApJ* 274, 534)

等图中的恒星一样，我们看到点子限制于该平面的一些确定区域。

在明亮和中等 (即亮于 $L \sim 3 \times 10^9 L_\odot$) 的椭圆星系中，我们发现星系越亮，其中心面亮度就越低，其核也越大。有些最亮的星系 (如 cD 星系) 的面亮度几乎像旋涡星系的盘一样低。我们将在 7.1 节中看到，星系之间的碰撞会增加其中恒星的内部运动，使它们膨胀并变得束缚较松。如果多数亮椭圆星系是由两个较小星系并合而成的，就可以解释为什么它们的中心比较弥散。

248 本群星系 M32 处于另一个极端，具有已测最高的面亮度：即使有 $L_V \approx 3 \times 10^8 L_\odot$ ，它是“最小的巨椭圆星系”。最近在天炉座和室女座星系团中发现的极端致密的矮椭圆星系可能也与此相似。在本星系群以外，我们的观测常常缺乏空间分辨率来测量这类很小的核。

最暗的椭圆星系 ($L \leq 3 \times 10^9 L_\odot$ ，或者 $M_B \geq -18$) 落入两种类型：M32 这类罕见的致密椭圆星系 (见 4.4 节) 与 4.1 和 4.4 节中描述过的矮椭圆星系 (dE) 和矮椭球星系 (dSph) 不同。致密椭圆星系具有可以觉察的旋转，而矮椭圆星系和矮椭球星系则没有显著旋转。

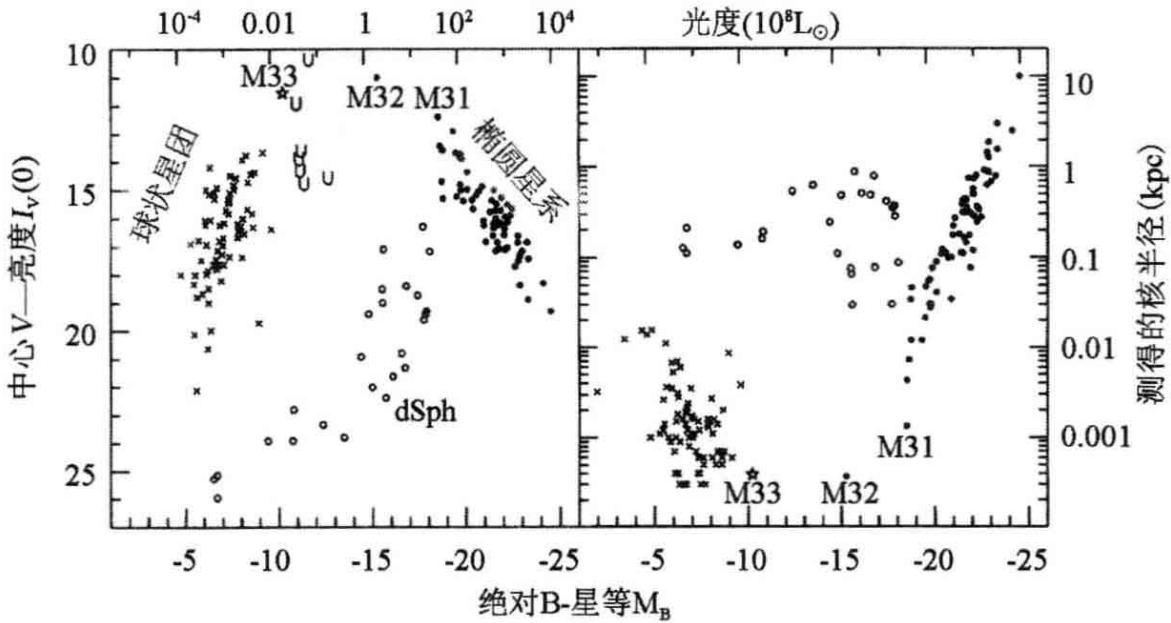


图 6.6 V 波段的中心面亮度 $I_V(0)$ (单位为 mag arcsec^{-2}) 和核半径 r_c 同 B 波段光度 M_B 的关系图。实圈是椭圆星系和旋涡星系(包括仙女星系 M31)的核球;空圈是矮椭球星系;叉符是球状星团;星符是 Sc 星系 M33 的核。“U”表示天炉座和室女座星系团中超致密的矮椭圆星系(J. Cormendy and S. Phillipps)

矮椭球星系是 dE 较暗的变种, $L \leq 3 \times 10^7 L_\odot$, 或者 $M_V \geq -14$ 。大多数都非常弥漫, 以至在天空照片上刚刚可以见到。图 6.6 显示, 同中等椭圆星系相比, dE 和 dSph 星系有更大的核。面亮度的变化趋势则反过来: 最暗的 dE 和 dSph 星系中心亮度最低。

我们理解为什么恒星只分布在颜色—星等图上的确定区域; 光度和温度两者都主要由恒星的质量, 以及核燃料燃烧的区域控制。解释图 6.6 中的分布则较难, 因为它几乎肯定反映着星系形成的条件, 而不是它们目前的内部过程。这个图样告诉我们, 星系形成具有某种规律性; 星系形成的途径必定与其质量有关。但是这个线索至今仍然缺乏必要的说明。

我们从地球大气以上可以获得星系中心较清晰的图像; 哈勃空间望远镜可以分辨出尺度细到 $0.05''$ 的细节。像 NGC 1399 这样的亮星系一般都具有面亮度几乎不变的中央核。但图 6.7 显示, 在不那么亮的椭圆星系 NGC 596 中, 面亮度不断上升直到我们的观测所能追踪的那么远; M32 显示了类似的结构。 $L \leq L_*$ 的中等尺度星系

一般有中央尖峰而不是核。如果我们假设光度密度正比于恒星的数密度 $n(r)$, 则 $n(r)$ 必须上升得比 r^{-1} 更陡; 见下面的问题。甚至在有核的星系中, 在面亮度的中央平台里可能隐藏着恒星密度的峰值, 只要它比 $n(r) \propto r^{-1}$ 浅。

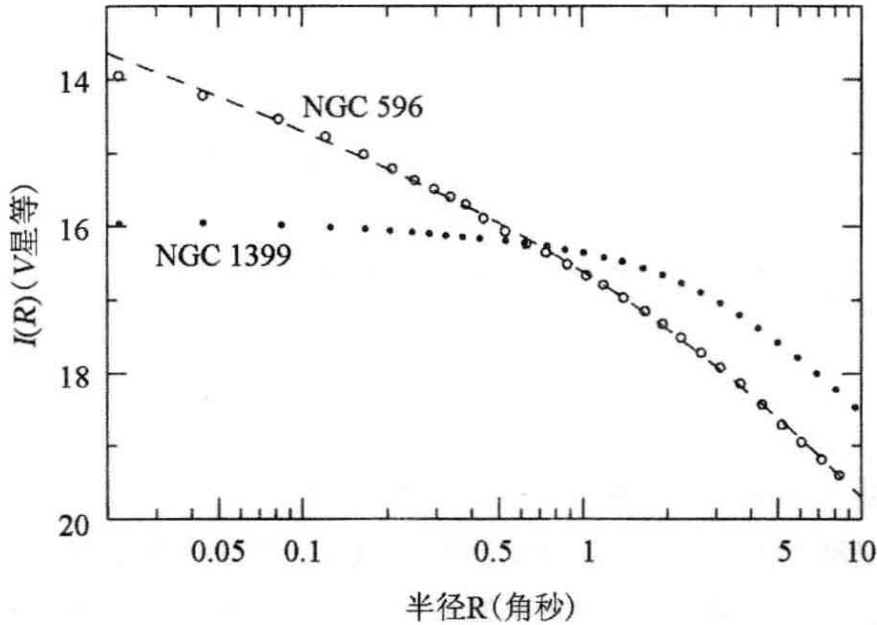


图 6.7 两个椭圆星系中心 V 波段的面亮度 $I_V(R)$ 。cD 星系 NGC 1399 ($M_V = -21.7$) 在 $R \leq 1''$ 有核, 那里的 $I(R)$ 几乎为常数。NGC 596 ($M_V = -20.9$) 光度为前者的一半; 面亮度连续上升形成一个尖峰。长画线显示 $I(R) \propto R^{-0.55}$ (T. Lauer)

这些来自空间观测的结果显示, 在解释图 6.6 这样的图形时我们必须小心。通过地球湍动的大气观察测得的中心面亮度只是真值的下界。测得的“核半径”可能实际上标志了强度轮廓改变其斜率那一点, 而不是恒星密度恒定区域的外缘。

问题 6.3 从图 6.6 和 6.7 证明, 在 NGC 1399 中心测得的面亮度是 $I_V(0) \sim 14000 L_\odot \text{pc}^{-2}$, 而 M32 的至少是 $10^6 L_\odot \text{pc}^{-2}$ 。(从问题 5.3 回忆, 旋涡星系 NGC7331 的盘只达到 $350 L_\odot \text{pc}^{-2}$)

问题 6.4 当从 z 轴上远距离去看一个恒星密度为 $n(r)$ 的球形星系时, 证明离中心的距离为 R 处的面密度是:

$$\Sigma(R) = 2 \int_0^\infty n(r) dz = 2 \int_R^\infty \frac{n(r) r dr}{\sqrt{r^2 - R^2}}. \quad (6.3)$$

如果 $n(r) = n_0 (r_0/r)^\alpha$, 证明, 只要 $\alpha > 1$ 我们有:

$$\Sigma(R) = 2n_0 r_0 (r_0/R)^{\alpha-1} \int_1^\infty \frac{x^{1-\alpha} dx}{\sqrt{x^2-1}} = \Sigma(R=r_0) (r_0/R)^{\alpha-1}. \quad (6.4)$$

(如果 $\alpha < 1$ 会发生什么情况?) 如果体密度上升不如 $n \propto r^{-1}$ 陡, 则当 $R \rightarrow 0$ 时面密度 $\Sigma(R)$ 保持有限。

6.1.1 椭圆星系的形状

一个椭圆星系的面貌依赖于我们观测它的方向。如果该星系关于某个轴对称, 则沿该方向看的观测者将总是看到一个圆的像。但因为我们是随机取向去看星系的, 我们可以用表观形状的分布来推断平均的真三维形状。等照度线也可以揭示内在的复杂性: 例如, 一个小盘隐藏在星系本体中。

如果星系是个扁椭球, 关于最短的轴 z 对称, 则在笛卡儿坐标 x, y, z 中, 我们可以将恒星的密度 $\rho(\mathbf{x})$ 写为:

$$\rho(\mathbf{x}) = \rho(m^2), \text{ 这里 } m^2 = \frac{x^2 + y^2}{A^2} + \frac{z^2}{B^2}, \quad (6.5)$$

并且 $A \geq B > 0$ 。恒定密度 $\rho(\mathbf{x})$ 的轮廓是 $m^2 = \text{常数}$ 的椭球面。直接沿 z 轴看的观测者将看到一个圆的 E0 星系; 当以一个角度看时, 星系就呈椭圆形。为了计算视轴比 $q = b/a$, 我们把观测者放在 $x-z$ 平面, 如图 6.8, 视线同 z 轴的夹角 $0^\circ < i < 90^\circ$ 。视线在它同该椭圆相切的点 T 掠过恒密度面 $m^2 = x^2/A^2 + z^2/B^2$; 所以我们有

$$\tan i = dx/dz = -(z/x)(A^2/B^2). \quad (6.6)$$

所以椭圆像有半长轴 $a = mA$, 而 $b = OR = OQ \sin i$ 。用式(6.5)和式(6.6)我们有:

$$OQ = OP + PQ = z + (-x) \cot i = B^2 m^2 / z; \quad (6.7)$$

视短轴和长轴的比 q 是:

$$q_{\text{obl}} \equiv \frac{b}{a} = \frac{OQ \sin i}{mA} = \frac{B^2 m}{zA} \sin i = \left(\frac{B^2}{A^2} + \cot^2 i \right)^{1/2} \sin i, \quad (6.8)$$

这里我们在最后一步用了定义(6.5)。于是:

$$q_{\text{obl}}^2 = (b/a)^2 = (B/A)^2 \sin^2 i + \cos^2 i; \quad (6.9)$$

的知识一致:垂直和水平标长之比 $h_z/h_R \approx 0.1 \sim 0.2$ 。

天空中没有一个椭圆星系比 E7 或 $q=0.3$ 更扁。天文学家猜测,这样的星系会是动力学不稳定的。具有高角动量的星系可能会分成一个薄的快转盘和一个中央核球,而不是变成一个非常扁平的扁椭圆星系。我们知道,针状长星系或不转的扁“饼”会扭曲和增厚成较圆的形状。

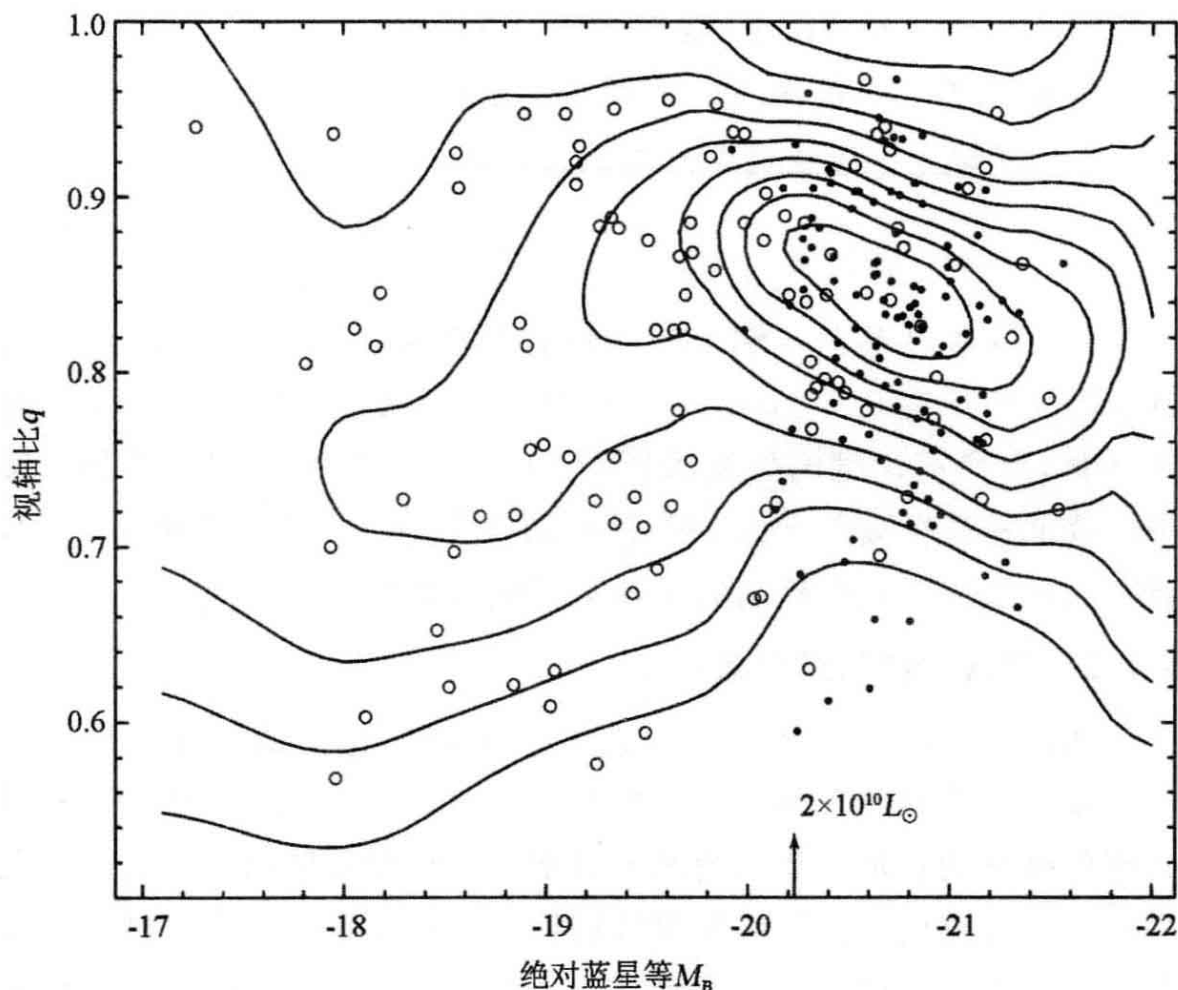


图 6.9 两个不同椭圆星系样本(由实圈和空圈代表)的观测轴比 q 和绝对星等 M_B 。亮星系(右)平均显得较圆。恒值线表示概率密度;顶上的恒值线比最下面的概率密度要高 4.5 倍,其他为等间隔(B. Tremblay and D. Merritt 1996 AJ 111, 2243)

图 6.9 显示,小椭圆星系的表观形状一般要比大的亮星系长。平均说来 $M_B \geq -20$ 的中等星系 $q \approx 0.75$;如果它们是扁的,最通常的真扁度在范围 $0.55 \leq B/A \leq 0.7$ 。 $L \geq L_*$ 或 $M_B \leq -20$ 的亮椭圆

星系平均有 $q \approx 0.85$; 但它们在天上几乎呈现为圆形者太少, 以至扁椭球形状的任何选择都不能给出 q 值的观测分布。这些亮星系中有的可能是三轴的, 其恒星密度取形式:

$$\rho(\mathbf{x}) = \rho(m^2), \text{ 式中 } m^2 = \frac{x^2}{A^2} + \frac{y^2}{B^2} + \frac{z^2}{C^2}, \quad (6.12)$$

252 当 $A > B > C$ 时, z 就是最短的轴, x 是最长的; 在垂直于这些主轴中每一个的任何平面里, 截面都是一个椭圆。

问题 6.5 用式(6.11)证明, 如果从随机方向看, 具有真轴比 B/A 看起来扁于 q 的扁椭圆星系的份额是:

$$F_{\text{obl}}(< q) \equiv \int_{B/A}^q f_{\text{obl}}(q') dq' = \sqrt{\frac{q^2 - (B/A)^2}{1 - (B/A)^2}}. \quad (6.13)$$

如果这些星系有 $B/A = 0.8$, 证明在范围 $0.95 < q < 1$ 看到的数目应当大约是在 $0.8 < q < 0.85$ 看到的三分之一。证明对于较小的 B/A 值, 有更高比例的像接近圆形 ($0.95 < q < 1$)。然后, 在图 6.9 中计数那些显得圆于 $q = 0.95$ 且 $-21 < M_B < -20$ 的天体的比例, 解释为什么这个光度范围的星系不可能全呈扁形。

253 **6.1.2 扭转, 盘状, 还是盒状?**

椭圆星系的等照度线近似于真正的椭圆; 但小的偏离给出了关于星系离开简单轴对称形式有多远的信息。在图 6.1(b) 中, 我们看到等照度线的长轴从星系内区大致水平转到在最外的等照度线处几乎垂直。观测到的这种等照度线扭转一般看作是星系为三轴形的证据。扁星系的等照度线总是形成一系列套叠的椭圆; 长轴指向星系赤道平面与天球切面的交线, 与观测者的方向垂直。图 6.10 显示, 如果星系为三轴形, 轴比 $A:B:C$ 随半径 m 改变, 并且我们的视线不是沿着一条主轴时, 这种扭转如何能够发生。

某些椭圆星系的等照度线与严格椭圆不同之处在于貌似盘状。它们显示出沿长轴有富余的光, 仿佛有一个赤道盘镶嵌在星系里面, 见图 6.1(c)。恒星运动的测量表明情况正是如此; 含有多达总光 30% 的盘镶嵌在椭圆体之内。相反, 具有盒状等照度线的星系较多的光是在椭圆的“角落”; 见图 6.1(d)。为了量度这种畸变, 我们写

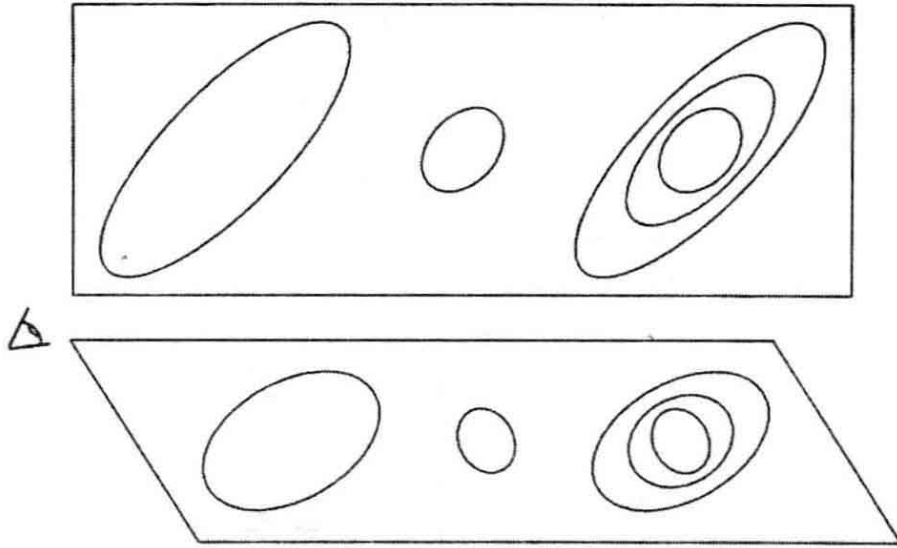


图 6.10 三轴星系中等照度线扭转的二维类比:平面上的椭圆(上)从左下方看(下)。左边的椭圆仍然指向右上;但中间那个较圆的椭圆长轴现在却指向右下。最右边的一组椭圆显示,如果三轴星系的轴比随半径变化,即使主轴不变时等照度线如何能够扭转(从 J. Kormendy)

出与给定等照度线拟合最好的椭圆方程:

$$x = a \cos t, \quad y = b \sin t, \quad (6.14)$$

式中 x 和 y 是沿长轴和短轴的距离,参数 t 描述环绕椭圆的角。令 $\Delta r(t)$ 为这个椭圆和星系等照度线之间从中心向外测量的距离。则我们可以记:

$$\Delta r(t) \approx \sum_{k \geq 3} a_k \cos(kt) + b_k \sin(kt); \quad (6.15)$$

因为我们已经选择最佳拟合椭圆,故 $k=0, 1$ 和 2 的项为零。 a_3 和 b_3 项描述稍呈蛋形的等照度线,它们一般都很小。 b_4 项通常也很小,但 a_4 项则不然。如果 $a_4 > 0$,等照度线为“盘状”:它在长轴和短轴上,在 $t=0, \pm\pi/2, \pi$ 处(那里 $\Delta r > 0$)被推出最佳拟合椭圆之外。当 $a_4 < 0$ 时,等照度线在与轴成 45° 处膨出,显示出“盒状”或花生形的外貌。

盒状星系更可能显示等照度线扭转。它们往往是亮椭圆星系,也最可能是三轴的。图 6.11 显示盒状椭圆星系较常有强射电和 X 射线发射;我们在下面将看到,它们旋转得也最慢。反之,中等椭圆星系更可能是盘状的、扁的和旋转较快的,少有 X 射线亮的热气体。

它们类似于核球大到吞掉了盘的 S0 星系。较大的盒状星系可能是通过较小星系并合形成的,这种并合会破坏掉任何存在过的盘,容易留下三轴的形状。有些天文学家提出,我们可以参照哈勃的 E_n 分类,根据盒状的程度来描述椭圆星系:盘状椭圆星系可以作为亮盒状星系和 S0 星系之间的中介类型。

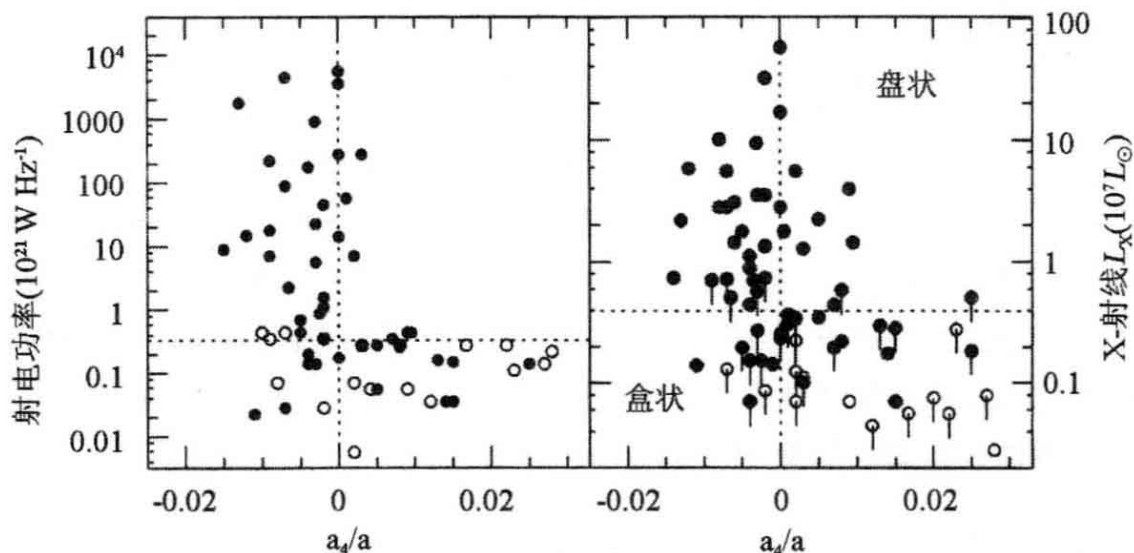


图 6.11 椭圆星系的射电和 X 射线功率。 $a_4 < 0$ 的盒状星系一般为强源; $a_4 > 0$ 的盘状椭圆星系通常为弱源。实圈代表 $M_B < -19.5$ 的亮天体;空圈是较暗的星系。带有下伸短线的点显示 X 射线辐射的上限;光度是按 $H_0 = 75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ 计算的 (R. Bender)

6.2 恒星的运动

255

与盘星系对照,椭圆星系中的恒星并不遵循有序旋转的图式。相反,它们的大部分动能投入了随机运动中。正如旋涡星系的光度同其旋转速度相关一样,较亮的椭圆星系有较高的速度弥散;我们可以利用这个关系来测定到星系的距离。许多天文学家对于发现椭圆星系旋转得这样慢曾感到惊讶;这表明恒星还没有弛豫到接近于最可几的终态。椭圆星系仍然保留着关于其起源的相当多的信息。

6.2.1 测量恒星的速度

测量星系中恒星的轨道速度是相当困难的。利用来自暖电离气

体的发射线(如 $H\alpha$), 或中性原子氢的射频 21cm 线明亮峰值的 Doppler 移动, 我们可以相当容易地求得冷或暖气体云的速度。但是对于恒星, 我们必须用光谱中的吸收特征; 这些特征中许多并不是狭窄的原子谱线, 而是具有不能忽略的波长内禀弥散。下面将看到, 我们必须关注的不仅是谱线中心的位置, 而且还要关注谱线的宽度, 常常也要关注它们的形状; 测定它们需要高信噪比的长时间观测。

星系的吸收线光谱通常用长缝摄谱仪来测量。狭缝横过星系放置; 来自光栅的反射将光沿垂直方向色散, 然后进入探测器, 最常用的是 CCD; 见 5.1 节。有时用光纤束; 光纤收集来自星系面各个位置的光并将其馈入光栅。从狭缝两端, 或者通过远离星系放置的光纤进入的光, 容许观测者记录夜天(通常还有遥远街灯)的发射。除了在其中心附近, 天空要比星系亮; 所以我们必须从测量值中扣除天空的光谱, 以复原星系的光谱。

星系中所有恒星的光是其个别光谱的和, 每条光谱根据恒星的运动发生了 Doppler 位移。这种轨道运动使合成光谱中的谱线比个别恒星的较宽和较浅。我们将在 6.3 节看到, 椭圆星系的大部分光来自 G 和 K 型巨星。我们一般观测一些这种谱型的近星作为比较的模板。我们以观测星系的同样望远镜和摄谱仪设置来拍摄这些光谱, 以便能够改正仪器效应。例如, 摄谱仪按照光谱分辨率将谱线展宽一个量 $\Delta\lambda$; 对于这类观测一般有 $\lambda/\Delta\lambda \geq 5000$, 给出的分辨率为 60kms^{-1} 。

椭圆星系几乎不含冷的多尘气体, 所以它们的光非常接近其所有恒星发光之和。让我们将从一颗典型恒星(当相对于观测者静止时)在波长 λ 和 $\lambda + \Delta\lambda$ 之间收到的能量写为 $F_{\lambda,*}(\lambda)\Delta\lambda$ 。选择笛卡儿坐标 x, y, z , 让 z 从我们的位置指向星系。那么, 如果恒星以速度 $v_z \ll c$ 离开我们运动, 我们收到的光就是在波长 $\lambda[1 - v_z/c]$ 发出的。256
为了得到星系图像上位置 x, y 处的光谱, 我们必须对沿我们视线的所有恒星积分。在位置 x 处, z 方向速度在 v_z 和 $v_z + \Delta v_z$ 之间的恒星近似数密度为 $f(x, v_z) \Delta v_z$, 观测到的谱是:

$$F_{\lambda,g}(x, y, \lambda) = \int_{-\infty}^{\infty} F_{\lambda,*}(\lambda[1 - v_z/c]) \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} f(\mathbf{x}, v_z) dz \right\} dv_z. \quad (6.16)$$

如果我们知道每类恒星的分布函数 $f(\mathbf{x}, \mathbf{v})$, 而且它们的光谱和我们的模板恒星完全相同, 我们就能用式(6.16)来构建星系的光谱。实际上, 我们为 $f(\mathbf{x}, v_z)$ 沿视线的积分猜测一种形式, 花括号中的项只依赖于少数参数。我们然后选择这些参数来尽可能复制出星系观测到的光谱。通常的选择是 Gauss 形式:

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(\mathbf{x}, v_z) dz \propto \exp[-(v_z - V_r)^2 / (2\sigma_r^2)]; \quad (6.17)$$

这里 $\sigma_r(x, y)$ 通常简写为 σ , 是恒星的速度弥散, 而 $V_r(x, y)$ 是该位置的平均视向速度。旋转作为星系面上 $V_r(x, y)$ 的梯度是明显的。当光谱测量达到高精度时, Gauss 形也许不能提供适当的近似。例如, 在某些盘状椭圆星系中, 快速运动恒星的长“尾”显示, 在慢速旋转的星系本体内藏着一个快速旋转的盘。

图 6.12 显示了沿 cD 星系 NGC 1399 长轴测量的平均视向速度和速度弥散远到约 $5R_e$ 的距离, 那里的面亮度下降到中心值的 100 多倍以下。在如银河系这样的旋涡星系中, 盘星的有序旋转比其随机速度几乎快 10 倍; 但在这个椭圆星系中, 我们看到峰值旋转速度 $V_{\max} \ll \sigma_r$ 。我们并不指望椭圆星系会旋转得和旋涡星系一样快, 因为它们不是盘; 但我们将在下一小节看到, 它们大多数甚至旋转得不如按其较圆的形状所“应当”的那样快。

问题 6.6 NGC1399 的核半径 r_c 是 $\sim 5''$ 或 400pc。结合从图 6.12 测得的 σ_r 同问题 6.3 的结果, 用式(3.46)证明其中心部分的质光比为 $M/L_V \sim 7$ 。这只比银河系的球状星团稍大(3.1 节), 提示这个星系的核几乎不含暗物质。

延伸阅读: 关于分光技术更多的内容, 见 D. F. Gray, 1992, *The Observation and Analysis of Stellar Photospheres*, 2nd edition (Cambridge University Press, Cambridge, UK) 第 3 章。关于分析, 见 J. Binney and M. Merrifield, 1998, *Galactic Astronomy*, 3ed ed-

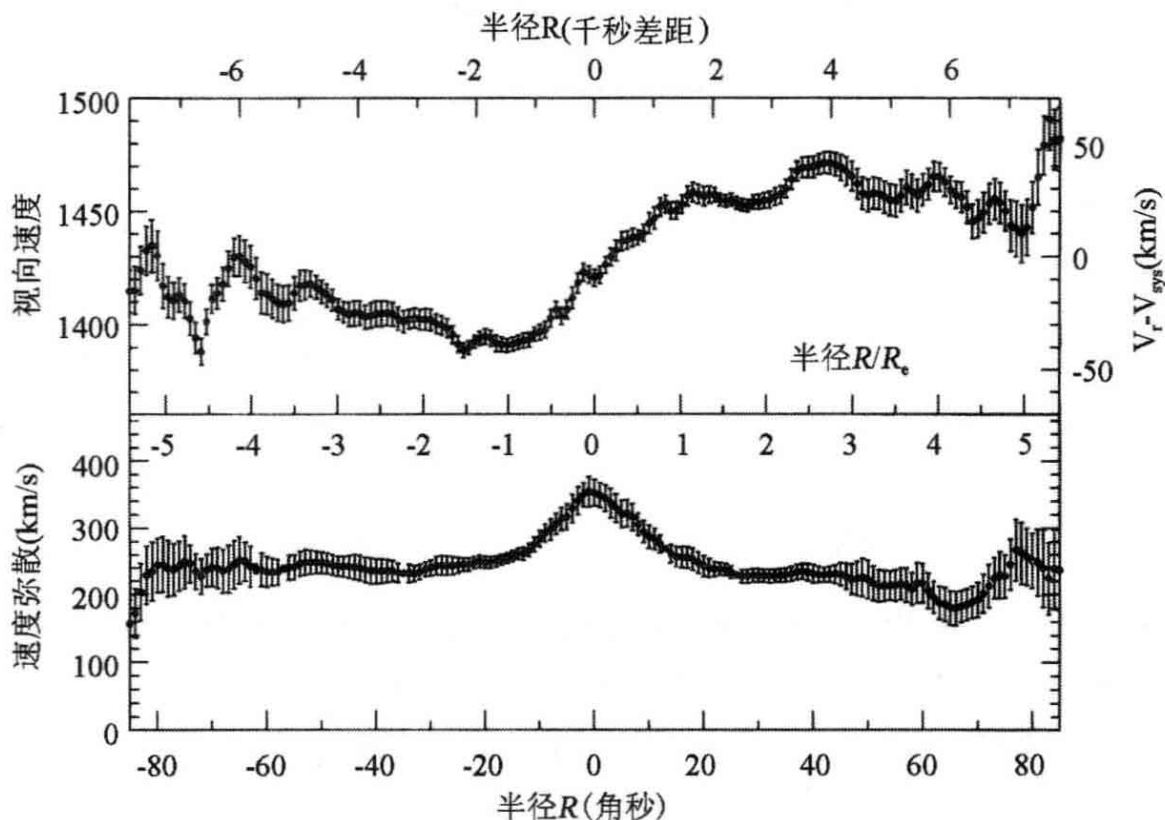


图 6.12 沿 cD 星系 NGC 1399 长轴测量的视向速度 V_r 和速度弥散 σ_r ; 垂直短线表示不确定度。注意 $(V_r - V_{\text{sys}})/\sigma_r \ll 1$; V_r 在中心几角秒内斜率逆转 (A. Grahan)

tion (Princeton University Press, Princeton, New Jersey), 第 11 章。这些都是研究生教材。

6.2.2 Faber—Jackson 关系和基本面

257

椭圆星系速度弥散 σ 的范围同我们在 5.3 节看到的盘星系峰值旋转速度接近。正如旋涡星系那样, 在较亮的星系中恒星运动较快。在亮椭圆星系的中心, 弥散可以达到 500 km s^{-1} , 而在光度最小的星系中, $\sigma \sim 50 \text{ km s}^{-1}$ 。图 6.13 左部显示大体有 $L \propto \sigma^4$; 通常这称为 Faber—Jackson 关系。在 V 波段, 大致有

$$\frac{L_V}{2 \times 10^{10} L_{\odot}} \approx \left(\frac{\sigma}{200 \text{ km s}^{-1}} \right)^4. \quad (6.18)$$

像旋涡星系的 Tully—Fisher 关系一样, Faber—Jackson 关系可以用测量到的星系速度弥散来估计其距离。但是测定我们从星系

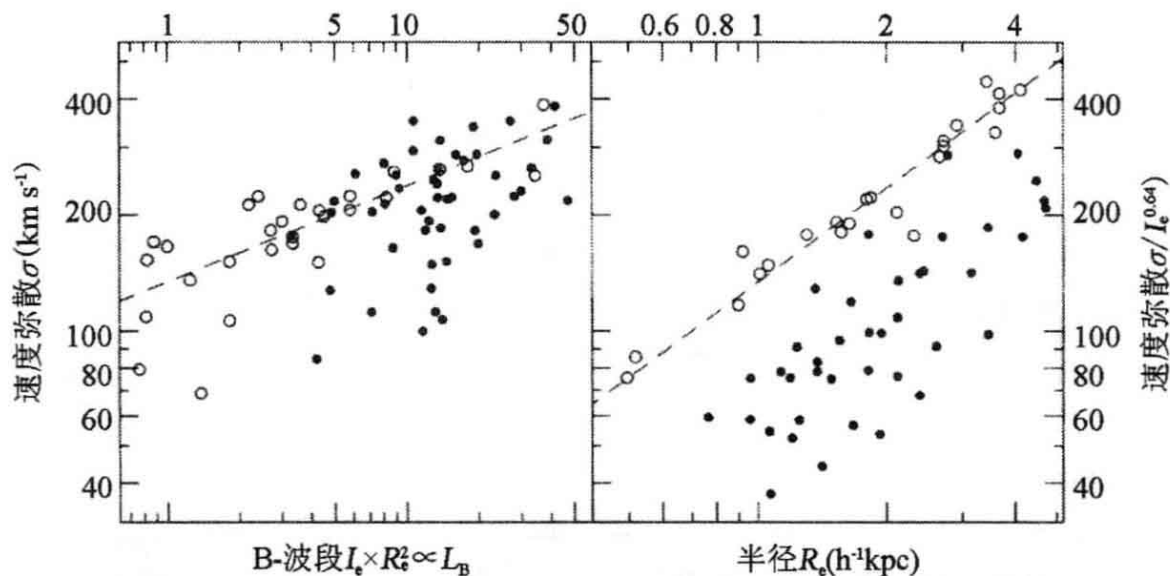


图 6.13 左图,中心速度弥散 σ 同正比于 B 波段光度 L_B 的 $I(R_e)R_e^2$ 的关系图;长画线表示 $L_B \propto \sigma^4$ 。右图,“基本面”。空圈代表后发座星系团中的椭圆星系;实圈显示红移 $0.8 < z < 1.2$ 的星系(T. Treu)

258 收到的总光量是困难的,因为它大量来自暗弱的外部;从 Faber—Jackson 关系导出的距离不是非常精确。更好的方法是测量内部平均面亮度达到给定水平的等照度线的直径 D 。我们在图 6.6 中看到,星系的中心亮度 $I(0)$ 依赖于其光度 L ;所以有相应的 **$D-\sigma$ 关系**。对 D 通行的选择是取 B 波段的平均面亮度为 $20-21 \text{ mag arcsec}^{-2}$ 。

另一种可能性是利用**基本面**关系。图 6.13 右部显示,后发座星系团中的椭圆星系全都处于由中心速度弥散 σ ,有效半径 R_e ,和面亮度 $I_e = I(R_e)$ 组成的三维“空间”中的一个平面附近。我们近似地有

$$R_e \propto \sigma^{1.2} I_e^{-0.8}. \quad (6.19)$$

同图 6.6 一样,基本面关系反映了形成椭圆星系的某些基本过程仍然有待了解。我们看到的 $z \sim 1$ 的星系像它们在宇宙年龄为目前值一半时的模样。它们亮于近邻星系,且不遵循同样的基本面;它们的质光比大约要低 5 倍。

问题 6.7 假设速度弥散 σ 和质光比 M/L 在整个星系中大致不变,而且不存在暗物质,证明动能 $\mathcal{K} \varepsilon = 3 M \sigma^2 / 2$ 。把它近似看作

一个半径为 R_e 的均匀球, 从问题 3.12 中我们有 $\mathcal{P}\mathcal{E} = -3G M^2 / (5R_e)$ 。用式(3.44)的位力定理证明, 质量 $M \approx 5\sigma^2 R_e / G$ 。如果所有椭圆星系都可以用同样 n 值的式(6.1)描述, 解释我们何以会有 $M \propto \sigma^2 R_e$ 且光度 $L \propto I_e R_e^2$, 故 $M/L \propto \sigma^2 / (I_e R_e)$ 。

(a) 证明, 如果所有椭圆星系具有相同的质光比 M/L 和面亮度 $I(R_e)$, 它们就会遵循 Faber-Jackson 关系。

(b) 证明式(6.19)意味着, $I_e \propto \sigma^{1.5} R_e^{-1.25}$, 所以 $M/L \propto \sigma^{0.5} R_e^{0.25}$ 或 $M^{0.25}$; 在大星系中质光比较大。

6.2.3 椭圆星系应当转多快?

259

为了理解天文学家为什么预期椭圆星系旋转比它们实际上快, 我们利用位力定理的一种形式。我们从星系中质量为 m_β 位于 \mathbf{x}_β 的其他恒星作用在位于 \mathbf{x}_α 的恒星 α 的引力的方程开始:

$$\frac{d}{dt}(m_\alpha \mathbf{v}_\alpha) = - \sum_\beta \frac{G m_\alpha m_\beta}{|\mathbf{x}_\alpha - \mathbf{x}_\beta|^3} (\mathbf{x}_\alpha - \mathbf{x}_\beta), \quad \alpha \neq \beta \quad (3.2)$$

然后我们仿照 3.1 节中导出式(3.38)的过程。但是代替取标量积, 我们将式(3.2)的 z 分量乘以 z 坐标 z_α 并对所有恒星求和, 得到:

$$\sum_\alpha \frac{d}{dt}(m_\alpha v_{z\alpha}) z_\alpha = - \sum_{\alpha, \beta} \frac{G m_\alpha m_\beta}{|\mathbf{x}_\alpha - \mathbf{x}_\beta|^3} (z_\alpha - z_\beta) z_\alpha, \quad \alpha \neq \beta \quad (6.20)$$

式中 $v_{z\alpha}$ 是恒星 α 的速度 v_α 的 z 分量。但是我们也可以从作用于星 β 上的力出发, 得到:

$$\sum_\beta \frac{d}{dt}(m_\beta v_{z\beta}) z_\beta = - \sum_{\alpha, \beta} \frac{G m_\alpha m_\beta}{|\mathbf{x}_\alpha - \mathbf{x}_\beta|^3} (z_\beta - z_\alpha) z_\beta, \quad \alpha \neq \beta \quad (6.21)$$

将这两式平均可以得到一个类似于式(3.42)的方程:

$$\frac{1}{2} \frac{d^2 I_{zz}}{dt^2} = 2 \mathcal{K} \mathcal{E}_{zz} + \mathcal{P} \mathcal{E}_{zz}, \quad (6.22)$$

式中惯性矩的 z 分量定义为:

$$I_{zz} \equiv \sum_\alpha m_\alpha z_\alpha z_\alpha, \quad (6.23)$$

与 z 方向运动联系的动能是:

$$\mathcal{K} \mathcal{E}_{zz} \equiv \frac{1}{2} \sum_\alpha m_\alpha v_{z\alpha} v_{z\alpha}, \quad (6.24)$$

zz 对势能的贡献是:

$$\mathcal{P}\mathcal{E}_{zz} \equiv - \sum_{\alpha, \beta} \frac{1}{2} \frac{Gm_{\alpha}m_{\beta}}{|\mathbf{x}_{\alpha} - \mathbf{x}_{\beta}|^3} (z_{\alpha} - z_{\beta})^2, \quad \alpha \neq \beta \quad (6.25)$$

260 用与式(3.44)同样的方法,如果所有恒星都束缚在星系里面,我们可以写出:

$$2\langle \mathcal{K}\mathcal{E}_{zz} \rangle + \langle \mathcal{P}\mathcal{E}_{zz} \rangle = 0. \quad (6.26)$$

式中角括号表示长期平均。类似的方程对于运动的 x 和 y 分量也成立;它们组成张量位力定理的一部分。这个定理告诉我们,不仅平均动能和势能必须处于平衡,而且不同方向的贡献也必须分别相等。如果一个星系像银河系那样高度扁平, $\mathcal{P}\mathcal{E}_{zz}$ 在数值上将比 $\mathcal{P}\mathcal{E}_{xx}$ 小得多。于是,式(6.26)就告诉我们, z 方向随机速度中的能量必须小于构成动能 x 分量的随机运动和转动。

假设椭圆星系是轴对称的,其恒星的密度由(6.5)式描述,它绕对称轴 z 旋转。然后我们可将 x 方向的动能分为旋转和随机运动的和。如果我们做简化假设:旋转速度 V 和这两个方向的速度弥散 σ_x 和 σ_z 在整个星系中几乎为常数,则有:

$$\frac{\langle \mathcal{P}\mathcal{E}_{zz} \rangle}{\langle \mathcal{P}\mathcal{E}_{xx} \rangle} = \frac{\langle \mathcal{K}\mathcal{E}_{zz} \rangle}{\langle \mathcal{K}\mathcal{E}_{xx} \rangle} \approx \frac{\sigma_z^2}{(1/2)V^2 + \sigma_x^2}, \quad (6.27)$$

因为旋转动能分到了 x 和 y 两个方向。

两个势能项的比结果证实只依赖于轴比 B/A ,或者与之等价的椭率 $\epsilon \equiv 1 - B/A$ 。它不受星系内质量如何分布的影响;粗略有:

$$\frac{\langle \mathcal{P}\mathcal{E}_{zz} \rangle}{\langle \mathcal{P}\mathcal{E}_{xx} \rangle} \approx (B/A)^{0.9} = (1 - \epsilon)^{0.9}. \quad (6.28)$$

真正的旋转速度 V 高于测得的平均速度 V_{\max} ,因为恒星在横过天空的运动中要花部分时间,而这对 V_{\max} 没有贡献;顾及这一点,我们记 $V_{\max} \approx \pi V/4$ 。如果随机运动是各向同性的,即在所有方向都相同,我们有 $\sigma_x = \sigma_z = \sigma$,式(6.27)变为:

$$\left(\frac{V_{\max}}{\sigma}\right) = \left(\frac{V}{\sigma}\right)_{\text{iso}} \equiv \frac{\pi}{4} \sqrt{2[(1 - \epsilon)^{-0.9} - 1]} \approx \sqrt{\epsilon/(1 - \epsilon)}; \quad (6.29)$$

这个近似当 ϵ 很小时成立。根据这个关系,即使很圆的星系也应

当旋转得相当快;例如, $B/A=0.7$ 应当意味着 $V_{\max}/\sigma \approx 0.68$ 。

我们不能测量星系的真扁度 B/A , 而只是视轴比 b/a 。如果我们261的视线同 z 轴方向的夹角为 i , 测得的旋转速度 V_{\max} 就要比我们从 $x-y$ 平面中的一个位置看它时会有的结果减小一个因子 $\sin i$ 。但是, 如果星系不是太扁, 下面的问题证明, $2 \varepsilon \approx \sin^2 i [1 - (B/A)^2]$, 所以式(6.29)的右边和左边都近似按 $\sin i$ 减小。于是, 若我们用视扁率 $\varepsilon_{\text{app}} = 1 - b/a$ 来计算 $(V/\sigma)_{\text{iso}}$, 具有各向同性速度弥散的扁星系就仍然应当落在图 6.14 中所画的曲线 $V_{\max}/\sigma = (V/\sigma)_{\text{iso}}$ 附近。但是, 巨 E1 星系 NGC 1399 根本就不靠近这个关系: 对于 $\varepsilon_{\text{app}} \approx 0.1$ 我们预期 $(V/\sigma)_{\text{iso}} = 0.33$, 而图 6.12 显示 $V_{\max}/\sigma \leq 0.15$ 。

问题 6.8 从式(6.9)证明, 扁星系的视扁度 $\varepsilon_{\text{app}} = 1 - b/a$ 由下式给出:

$$\sin^2 i [1 - (B/A)^2] = 1 - (b/a)^2 \approx 2 \varepsilon_{\text{app}} \text{ 当 } \varepsilon_{\text{app}} \ll 1. \quad (6.30)$$

图 6.14 和图 6.15 显示, 许多椭圆星系, 特别是较亮者, 比它们在速度弥散各向同性时应有的旋转速度慢得多。矮星系已经从图中去掉, 所以它们只包括明亮的和中等的星系。式(6.27)告诉我们, 慢的旋转必须由随机运动来补偿; 我们推断 $\sigma_x \gg \sigma_z$ 。这些星系的变扁不是由它们的转动, 而是由速度各向异性产生的。亮椭圆星系更可能有显著的各向异性, 而中等的转得快。图 6.15 的右边告诉我们: 具有盘状等照度线的椭圆星系(以中等的为主)旋转迅速。这262是一些复合系统, 慢转的外体中镶嵌了一个快转的星盘。回忆 4.4 节, 矮椭圆星系尽管有相当扁平的外貌, 通常以 $V_{\max}/\sigma \leq 1$ 旋转; 它们也是由速度各向异性致扁的。

椭圆星系的慢旋转驳斥了为说明它们非常平滑的外貌而提出的一种解释。像太阳这样的恒星是一个圆滑的气体球, 是因为原子之间频繁的随机交会或“碰撞”改变了它们的运动方向。统计力学告诉我们, 其结果是, 原子的速度将倾向于接近其最可几的整体状态。在这种状态, 恒星沿其旋转轴稍稍扁平, 而且关于该轴对称。恒星中任何位置 \mathbf{x} 处质量为 m 的粒子的随机速度 \mathbf{v} 非常接近 Maxwell 分布:

$$f_M(\mathbf{x}, \mathbf{v}) \propto \exp[-m\mathbf{v}^2 / (k_B T)], \quad (3.58)$$

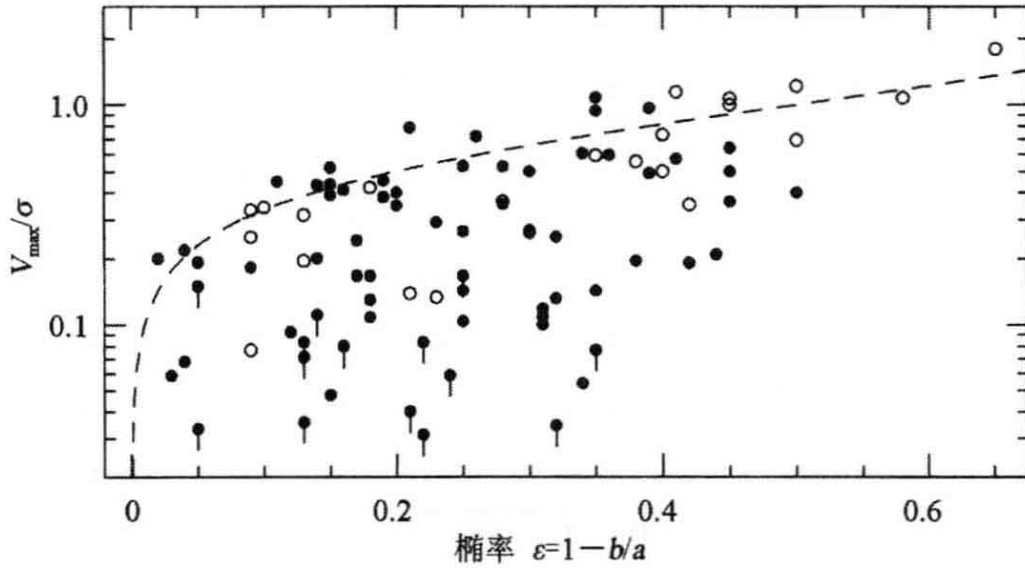


图 6.14 椭圆星系测量的峰值旋转速度 V_{\max} 同中心速度弥散 σ 之比与视椭率的关系图: 实圈表示亮星系 ($M_B < -19.5$); 空圈代表较暗的星系。带有下伸短线的点显示 V_{\max} 的上限; 长画线给出 $(V/\sigma)_{\text{iso}}$, 即对给定扁度预期的最快旋转 (R. Bender)

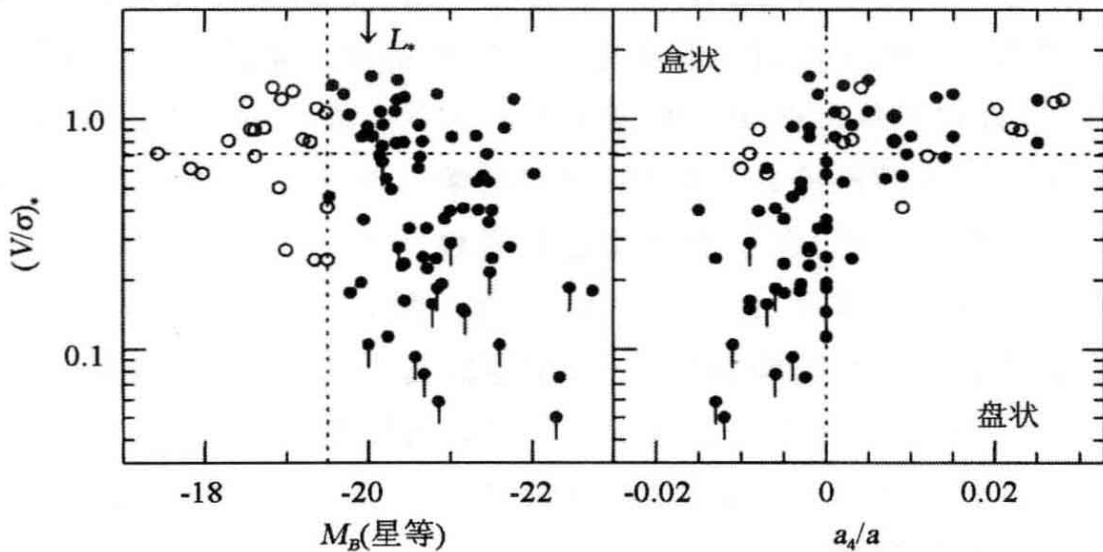


图 6.15 测量的 V_{\max}/σ 同按式(6.29)对扁星系预期的旋转 $(V/\sigma)_{\text{iso}}$ 之比 $(V/\sigma)_*$ 。下伸的短线显示 V_{\max} 的上限; 实圈代表亮星系, 对于 $H_0 = 75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ 有 $M_B < -19.5$ 。左图, 亮星系通常旋转慢, 落到 $(V/\sigma)_* = 0.7$ 的水平线下。右图, $a_4 < 0$ 的盒状星系几乎全是慢转子; 其中许多都很亮 (R. Bender)

式中 k_B 是 Boltzmann 常数, T 是气体温度。随机运动在各个方向是相同的, 因为它们由单一温度 T 决定。

我们在 3.2 节看到,通过星系中恒星对之间的交会显著改变其运动所需的时间约 10^{13} 年。椭圆星系的圆滑性必须有和太阳不同的解释。这样就建立了剧烈弛豫的理论。除了周期性旋转的棒和旋涡图案,正常星系中的引力势今天看来只随时间缓慢改变;所以式(3.27)告诉我们,恒星的能量 E 沿其轨道基本不变。但在物质团块落到一起形成星系时,任何一点 x 处的势 $\Phi(\mathbf{x}, t)$ 会大量起伏,改变恒星的能量。这种过程预期会把各种轨道的恒星混合起来,使它们在所有方向的随机运动相等。

263

椭圆星系观测到的慢旋转告诉我们,剧烈弛豫尚未完成。这些星系中的恒星,与组成恒星的气体原子不同,保留着有关它们形成途径的信息。特别是,它们可能还没有弛豫到足以让星系发展出对称轴。图 6.12 的旋转曲线给出了只是部分混合的进一步证据。星系 NGC 1399 的最内部旋转方向似乎同外部相反。随着测量精度的改善,发现这些运动学退耦核变得愈益频繁。当沿视短轴进行测量时,某些椭圆星系也显示出平均速度 V_r 的梯度。这种状态在轴对称星系中是不能持久的,但我们将在下面看到,如果势是三轴的,它能够维持。一般认为短轴的旋转提供了进一步的证据,表明至少某些椭圆星系具有三轴的形状。

6.2.4 三轴星系中的恒星轨道

为了理解三轴椭圆星系的内涵,我们必须研究这类星系中恒星可能的轨道。最简单的三轴势之一是三轴谐振子:

$$\Phi_{\text{HO}}(\mathbf{x}) = \frac{1}{2}(\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2) \quad (6.31)$$

式中 $\omega_x < \omega_y < \omega_z$ 。这描述了式(6.12)代表的均匀星系内部的引力,且 A, B 和 C 保持固定,密度 $\rho(m^2)$ 对于 $m \leq 1$ 不变;椭球面外边没有质量。这个势中的恒星会在 x, y 和 z 方向遵循独立的简谐运动,频率分别为 ω_x, ω_y 和 ω_z ;它们是轴比 $A:B:C$ 的复杂函数。除非这些频率彼此为有理倍数,这个轨道完全填满一个其边平行于轴的矩形块:我们称为盒形轨道。我们在 3.3 节中看到,在轴对称势中运动的恒星必须呆在离开中心的地方,除非其角动量严格为零;反之,盒形

轨道中的恒星能够径直走到原点。盒形轨道没有确定意义的角动量。当轨道在 x 和 y 方向达到块的“边缘”时 L_z 的符号反转, L_x 和 L_y 与此类似;所以平均说来它们每个都是零。

264 **问题 6.9** 对于一个在势 Φ_{HO} 中运动的粒子,用力方程(3.3)式的 x 分量证明,

$$E_x \equiv \frac{1}{2}(\dot{x}^2 + \omega_x^2 x^2) \quad (6.32)$$

是常数,当做类似定义时 E_y 和 E_z 亦然:这个势有 3 个运动积分。利用沿 x 轴轨道的最大路程 x_{max} 写出 E_x ,解释为什么平均的 x 速度与粒子在 y 和 z 方向运动无关。(不像我们在 3.4 节中讨论的分布函数 $f(E, L_z)$,作一个 $f=f(E_x, E_y, E_z)$ 的模型星系,选择 z 方向的速度弥散独立于 $x-y$ 平面内的运动:三轴势使形成一个 $\sigma_x \gg \sigma_z$ 的星系更容易。)

问题 6.10 证明式(6.31)的势相应于均匀密度 $\rho(\mathbf{x})$ 使得 $4\pi G\rho = \omega_x^2 + \omega_y^2 + \omega_z^2$ 。取值 $\omega_x = 1, \omega_y = \pi/2$, 计算在 $t=0$ 时 $x=2, y=1, z=0$, 且 $\dot{x}=\dot{y}=\dot{z}=0$ 的恒星的路程;对于 $-10 \leq t \leq 10$, 以 0.1 的间隔将其位置作图。证明 $L_z = xy - y\dot{x}$ 在 $t=0$ 时反号。

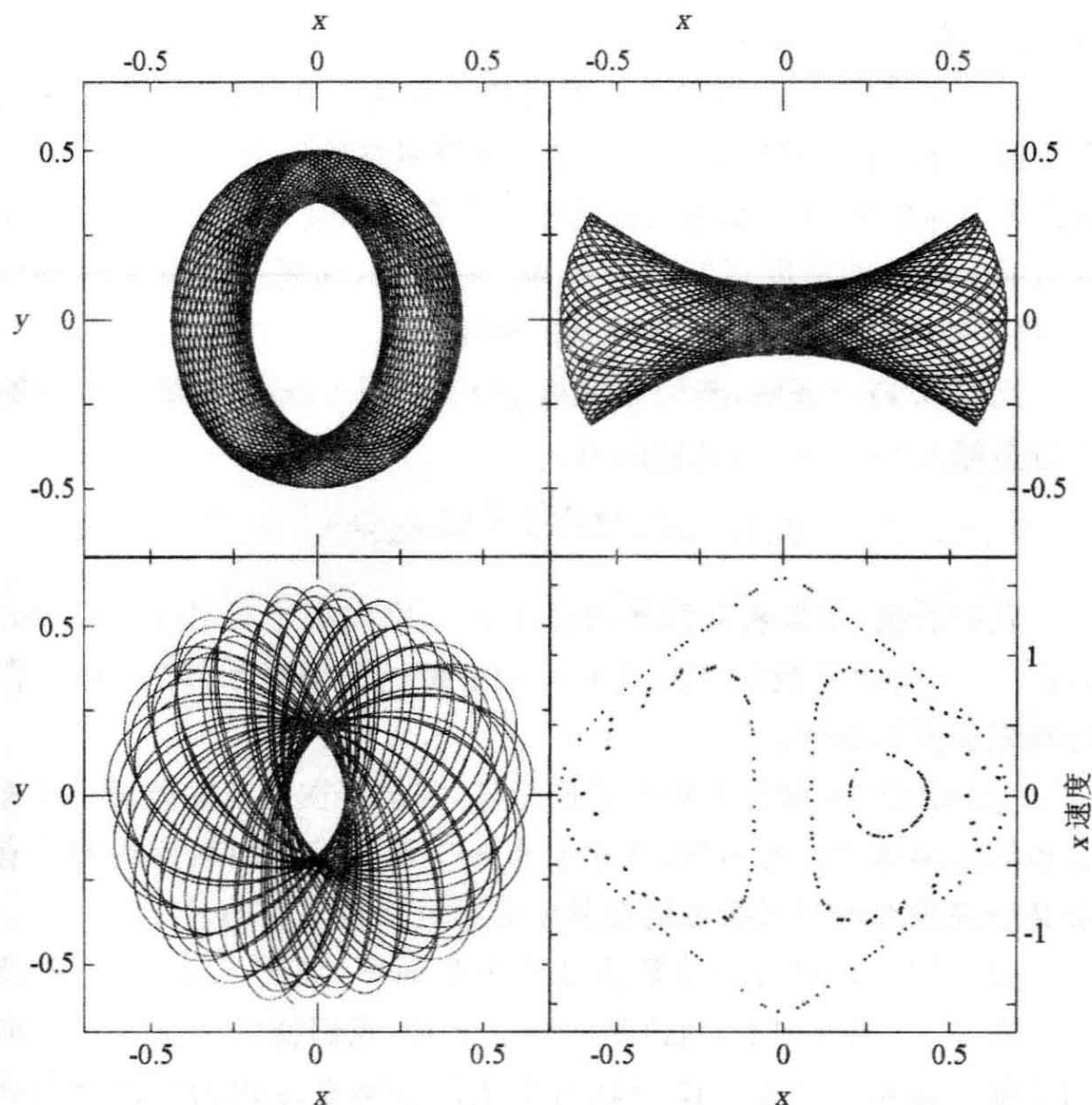
轴对称势中的轨道具有图 3.10 的玫瑰形状:这是一些圈形轨道。圈形轨道上的恒星受其角动量的阻止不能穿过中心,但总是在保持最小距离相同的意义上绕着它打圈。三轴势一般容许圈形轨道和盒形轨道,以及一些更复杂的(通常并不重要的)轨道。环可以围绕三个对称轴中任何一个转圈:围绕 z 轴的环有固定的 L_z , 而 L_x 和 L_y 振荡。

一般来说,围绕三轴势的最长和最短轴的大多数圈形轨道是稳定的。位置和速度在开始时靠近这样一个圈形的恒星,将总是留在该圈形的附近。但置于围绕中介轴的圈形轨道附近的恒星,将以指数增长的速率离开该轨道;这些轨道是不稳定的。在三轴星系中,我们期望找到某些(像在扁星系中那样)环绕最短轴轨道运行的恒星;所以我们将测量平均速度 V_r 沿星系长轴的梯度。其他恒星将环绕最长的轴运动;如果它们全都在同样意义上转圈,我们就会发现沿短

轴的梯度, V_x 在一侧增加而在另一侧减小。

图 6.16 显示了三轴势的 $x-y$ 平面内的轨道:

$$\Phi_L(x, y) = \frac{1}{2}v_0^2 \ln\left(R_e^2 + x^2 + \frac{y^2}{q^2}\right), \quad (6.33)$$



265

图 6.16 式(6.33)势中的轨道,取 $v_0=1, q=0.8$ 和 $R_e=0.14$;全都有能量 $E=-0.337$ 。上左显示环轨道,避开中心;上右是盒形轨道,经过中心;下左为混沌轨道,在加上中心球形势时产生。下右显示截面:每当轨道在 $y>0$ 的方向穿过 $y=0$ 时,对所有 3 种轨道绘制的 (x, \dot{x}) 值

式中 $q<1$;这相应于在 x 方向拉长的星系。盒形轨道大致呈矩形,在与势相同的方向上拉长;在避开中心的圈形轨道上的恒星则朝垂直方向伸出。为了保持其形状,我们可以预期三轴星系有许多恒星

在盒形轨道上,只有少数在圈形轨道上;因为盒形轨道没有确定意义的旋转,我们会测得大的随机运动,只有慢的平均旋转。

第三种轨道是混沌轨道,既不是圈形也不是盒形。同圈形一样它避开星系中心,但偶尔也反过来说它环绕中心运动。为了产生这种轨道,我们给 Φ_L 加上一个相应于核 $a_p = 0.1, M = 0.2$ 的小质量的 Plummer 势。这改变了中心附近势的非球面性,扰乱了那里的盒形轨道。在这种混沌轨道上的恒星不支持星系的拉长。如果势 $\Phi(\mathbf{x})$ 有许多混沌轨道,也许就不可能构造一个自治模型,在这种模型中,在其轨道上恒星的密度正好产生势 Φ 。特别是,如果中心有大黑洞形成,星系的内区也许就不可能保持三轴性。

266

问题 6.11 证明,若恒星密度 $\rho(r) = \rho_0 (r_0/r)^a$, 则半径 r 内的质量遵循 $M(r) \propto r^{1-a}$, 且径向力:

$$F_r(r) = - \frac{G M(< r)}{r^2} \propto r^{1-a}.$$

我们看到,如果密度的增加慢于 r^{-1} , 则在小半径处 $F_r(r) \rightarrow 0$ 。回忆一下,这也是我们在问题 6.4 中求得的面密度 $\Sigma(R)$ 在中心保持有限的同样条件。

(如果力在三轴势的中心趋向于零,将会存在像三轴谐振子中那么多的盒形轨道。要不然,许多盒形轨道就会被混沌轨道代替。有明亮中央尖峰的星系很可能在其中心附近不是三轴的。)

显示许多轨道的一种紧凑办法是截面图,如图 6.16 右下部所示。在 $y > 0$ 的方向上,轨道每次穿过 x 轴,我们就以 x 值和 x 方向的速度 \dot{x} 值画一个点。圈形轨道形成的点落在左边的小闭合曲线上;该轨道总是反时针穿过 x 轴。盒形轨道形成的点落在最大的曲线上,环绕着原点。这种轨道并不是原定意义上的循环,而是对于 $x > 0$ 和 $x < 0$ 都以 $y > 0$ 穿过 x 轴;无论什么时候 x 小 \dot{x} 就大,因为粒子靠近中心通过。混沌轨道显示出绕中心循环的两种意义;但是,像圈形轨道一样,它避开了原点。这种轨道的点根本就不落在曲线上;它们较无序的分布显示了混沌轨道和非混沌轨道(即规则的盒形和圈形轨道)之间的差别。混沌特性的发现和解释是 20 世纪数学的

重大成就之一；我们把以下著作推荐给有兴趣的读者。

延伸阅读：研究生水平的著作，见 J. Binney and S. Tremaine, 1987, *Galactic Dynamics* (Princeton University Press, Princeton, New Jersey), Sections 3.3, 3.4, and 4.3。为一般读者写的有关混沌轨道的清楚讨论，见 I. Stewart, 1990, *Does God Play Dice? The Mathematics of Chaos* (Blackwell, Cambridge, Massachusetts)。

6.3 星族和气体

与旋涡星系和不规则星系不同，椭圆星系显著缺乏明亮的蓝星；最亮的恒星是红巨星和渐近巨星支(AGB；见 1.1 节)上的恒星。我们不能直接看见远于约 20Mpc 的星系中的个别恒星。所以，即使在最近的椭圆星系中，我们也受限于 AGB 星和红巨星支顶部附近的恒星。椭圆星系的积分光谱，如图 6.17 所示，显示出钙和镁这类重元素的深吸收线，与图 1.1 中的 K 型星光谱类似。3500Å 以下的光很少，显示它们在过去 1–2Gyr 中形成的新恒星很少。表 1.1 显示只有质量低于 $2M_{\odot}$ 的恒星才能存活 1 Gyr 那么久，并且在离开主序之后作为红星产生其大部分的光。所以这种星系的光主要来自红巨星。椭圆星系中心的恒星不像银河系球状星团中的老年恒星，而是像核球中恒星，显得相当富金属，具有大致同太阳一样的化学组成。光谱显示出 4000Å 处的跃变，因为金属线吸收了许多短波长的光。

267

图 6.18 显示了一个模型星系的光谱，该星系在一次持续 100Myr 的突然暴发中形成了其全部恒星。之后不久，星系很亮且非常蓝；炽热 O 和 B 型星的氢吸收线特征凸出。我们也会看到被这些恒星电离的气体的发射线。大约 100Myr 以后，恒星形成终止，星系变得较暗较红。在 1 Gyr 时，我们看到后星暴光谱，带着 A 型星的深 Balmer 线特征。具有这种光谱的椭圆星系称为“E+A”星系。它们在 ~ 1 Gyr 以前经历过快速的恒星诞生，接着陡降到几乎没有。在头 ~ 2 Gyr 以后，冷巨星主导，模型光谱开始类似于图 6.17 中的椭圆星系。再过些时间，星系变暗并慢慢变红，因为 4000Å 处的跃变变得更明显了。

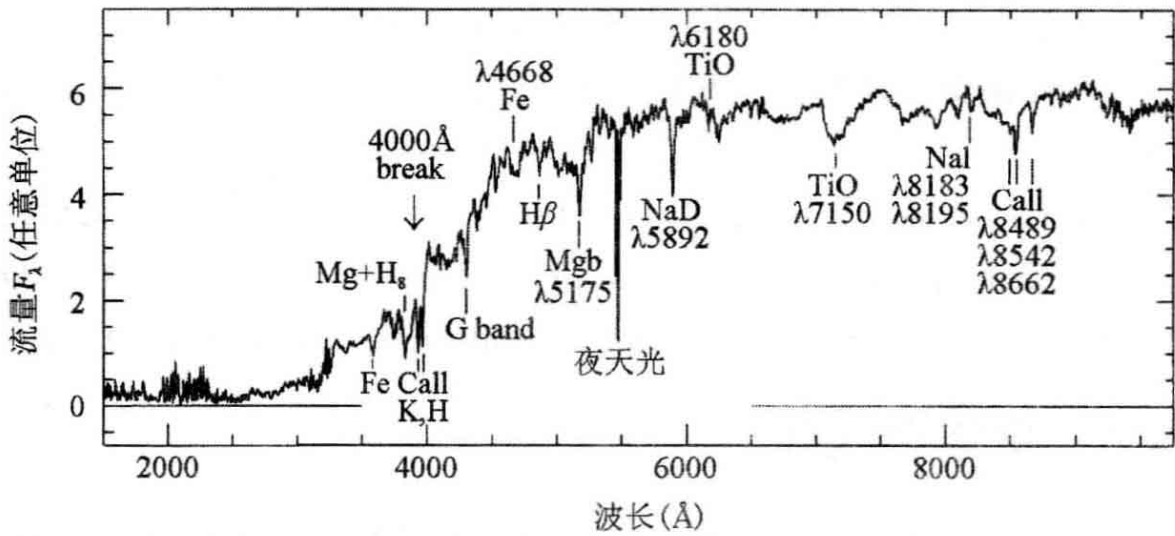


图 6.17 椭圆星系的光谱;将此与图 1.1 中 K 和 M 型星的光谱,以及图 5.24 中盘星系的光谱比较(A. Kinney)

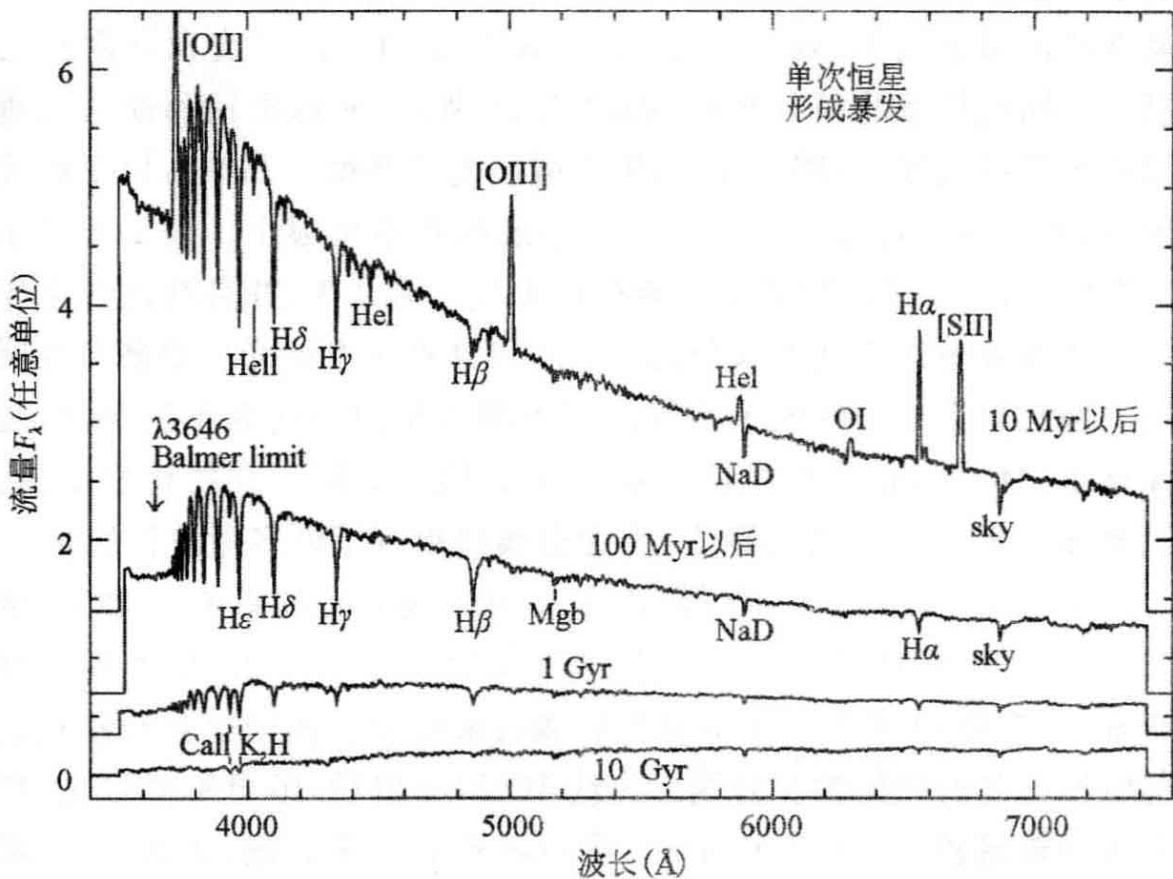


图 6.18 在一次持续 100 Myr 的暴发中形成其全部恒星的“星系”光谱,绘制的所有光谱垂直标度相同。在暴发结束后 10 Myr 电离气体的发射线很强;100 Myr 以后,星系变暗和红化,A 型星的深氢线明显。超过 1Gyr,更暗更红,但变化慢得多了(B. Poggianti)

问题 6.12 在年龄 10 Gyr 时,图 6.18 的模型星系在 4400 \AA 的 B 波段比它在 1 Gyr 时暗 3 倍,比它在 100 Myr 时暗 10 倍。图 6.13 显示,同后发座星系团今天的星系相比,这个星系在 $z \sim 1$,即约 8 Gyr 以前比值 M/L_B 要小 5 倍。如果这些遥远星系形成其所有恒星是在一次暴发中然后就径直变暗到类似于后发团中的星系,解释为什么它们必须在我们观测到它们之前不到 1 Gyr 形成。(椭圆星系的这种随机集合在非常接近 9 Gyr 以前全都形成是不太可能的。更可能的是,某些恒星诞生继续到接近 $z=1$ 。)

我们在前一节看到,椭圆星系的中心亮度、速度弥散和旋转速度与其光度有关。图 6.19 显示其光的整体颜色同样如此:无论在可见光波段还是 $2.2 \mu\text{m}$ 的近红外 K 波段,亮星系都较红而暗星系则较蓝。如果小椭圆星系比大而亮者或者较年轻或者较贫金属,这种趋势就能够得到解释。有些天文学家论证说,亮椭圆星系中几乎所有的恒星至少是在 10 Gyr 以前诞生的,而较小椭圆星系中的恒星则年轻几十亿年。

亮星系平均包含着较老的恒星。图 6.20 的右部显示了取自 269

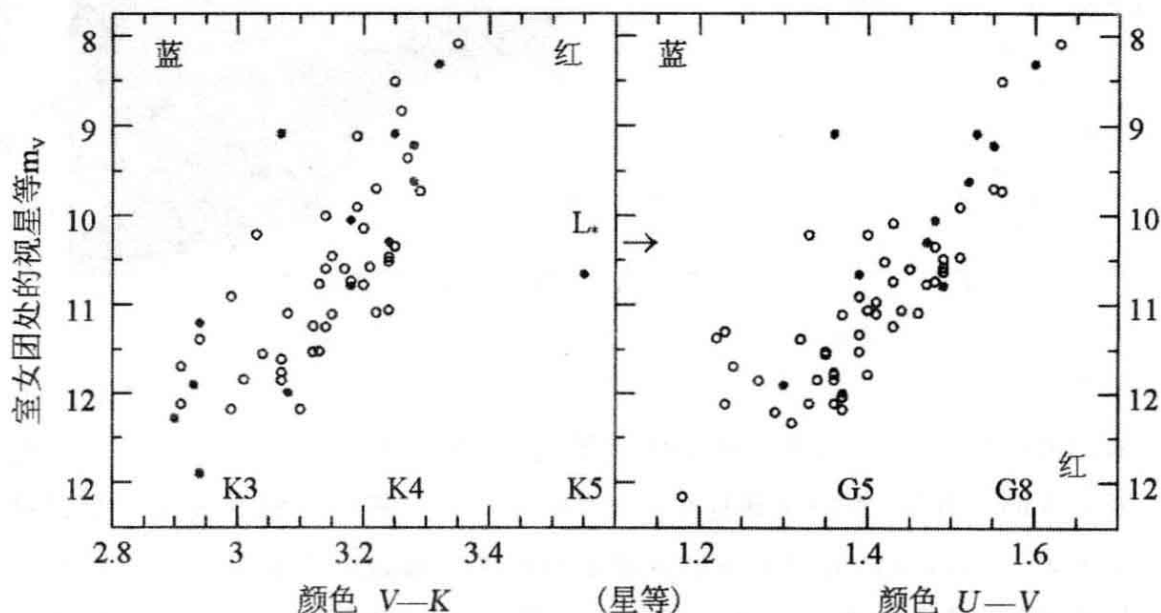


图 6.19 对于室女座星系团(空符)和后发座星系团(实符)中的椭圆星系, $U-V$ 和 $V-K$ 颜色与视星等的关系图。标出了表 1.5 中巨星的颜色。后发团星系若出现在室女团距离时显得要亮 3.6 星等(数据取自 Bower et al. 1992 MN 254,601)

Sloan 数字巡天的近星系的恒星诞生率。它们是从年轻恒星电离的 $H\alpha$ 线的强度和 4000\AA 跃变的强度估计的。最大的星系看来最早完成了其恒星诞生：在比银河系大约亮两倍以上星系中，恒星诞生是其宇宙平均值的 $\sim 1\%$ 。我们在图 1.16 中已经看到这一点：今天最亮的星系是充满老年和中年恒星的红色系统。在中等星系（光度和银河系大致相同，或 L 近似于式 (1.24) 的 L_* 者）中，只有少数显示出恒星诞生和大质量星系一样强。但是，正在以接近或超过平均速率形成恒星的中等星系，需要在宇宙的整个寿命中建立它们目前的恒星成分。暗于 $M_r \sim -18$ 的矮星系正在以甚至快于其平均值的速率形成恒星。矮椭圆星系和矮椭圆星系（那里的恒星诞生现在已经停止）太暗，以至很少包含在这个巡天中。

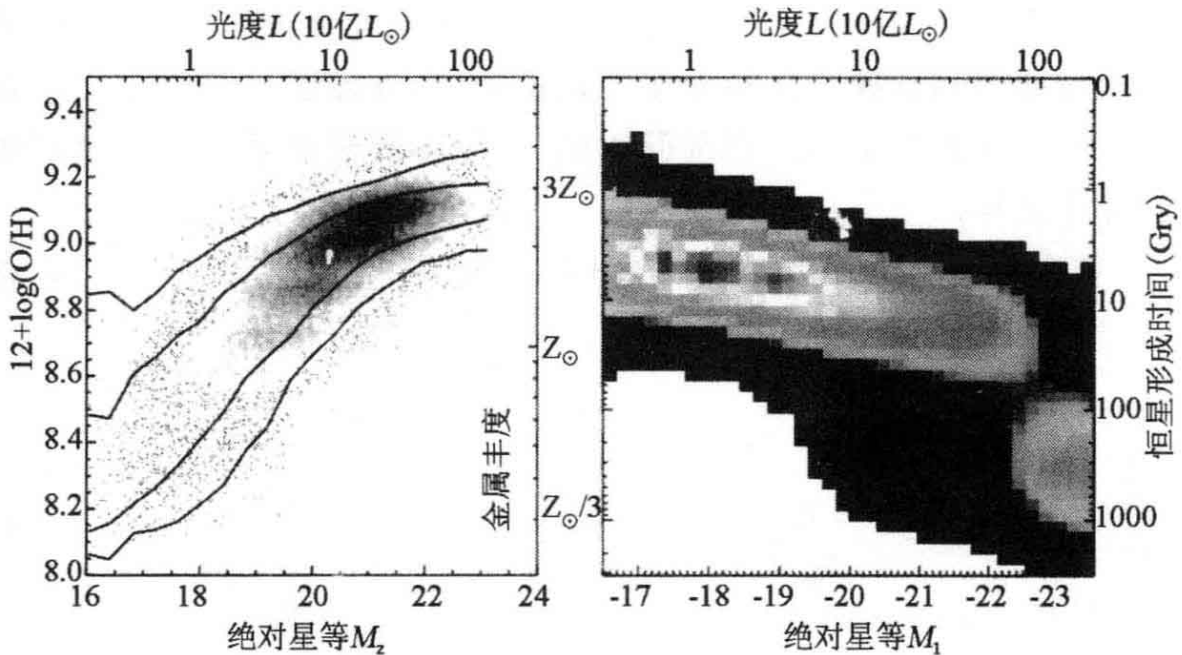


图 6.20 Sloan 数字巡天的 83963 个星系，左图显示亮星系金属较丰富。外面的曲线显示 95% 的星系所处的区域；里面的曲线包含了 60% 的星系。在表 1.3 的 z 波段，银河系相应于 $(3\sim 4)\times 10^{10}L_\odot$ ；其中心附近金属丰度 Z 稍高于 Z_\odot 。右，以目前诞生率形成星系现在的恒星成分需花的时间。在最亮的星系中，恒星形成现在远低于其宇宙平均。许多小星系正在比平均快得多地形成恒星 (C. Tremonti and J. Brinchmann)

其他天文学家宣称，我们在图 6.19 中看到的颜色和光度之间的关系可以主要由化学组成的差别来解释：大椭圆星系重元素比中等

星系丰富。图 6.20 的左部显示了一个近邻星系大样本中的金属丰度,数据是从其中心气体的发射线计算出来的。最亮的星系金属显然要丰富一些。较小的星系缺乏金属,可能是因为它们失去了由其老星抛出的大部分金属增丰气体。较大的星系能够较好地捕获它们,把重元素纳入新恒星中。图 1.5 向我们显示,给定质量的贫金属星较蓝,特别是当它们正在其中心燃烧氦的时候。所以,我们不会因发现较小的星系较蓝而感到惊讶。

当我们观察 5175\AA 的 Mg b 特征这类吸收线时,我们发现椭圆星系中心的恒星比外围的更富金属。这和我们在图 4.15 中对于盘星系看到的图景是相同的。亮椭圆星系中心恒星至少像太阳那样富金属;但它们并不含有相同比例的重元素。如氧、硫、镁这类相对轻的原子相对于铁要丰富几倍。我们在太阳附近的老年贫金属星中(图 4.17),以及在图 9.16 里大爆炸后不到 3 Gyr 看到的年轻星系 cB58 的星际气体中,都发现了相同的图景。这个效应在中等椭圆星系中较弱。 270

正如我们在 4.3 节讨论过的那样,星际气体中的铁主要是由发生于双星中的 Ia 型超新星释放的,以这种方式爆发的许多恒星年龄在 1 Gyr 或以上。太阳附近具有高氧铁比的恒星可能形成在许多 Ia 型超新星爆发以前,或它们抛出的气体能够被束缚在银河系里以前。但是像氧这样较轻的元素主要是在(度过了 100 Myr 或以下寿命的大质量恒星的)II 型超新星爆发中抛出的。它们应当很快地加入气体,并纳入新恒星中。

类似的论证可以适用于椭圆星系。也许多数亮椭圆星系形成其多数恒星非常早,以至 Ia 型超新星还没有开始把铁加入星际气体中。或者这些星系可能缺乏 Ia 型超新星,因为它们形成了相对较多的大质量恒星或较少的双星。另一种可能性是,早期, Ia 型超新星爆发的产物能够离开星系,也许同星系团周围炽热的 X 射线发射气体混合。II 型超新星爆发中抛出的气体运动较慢,所以比较容易约束到星系中。 271

令人惊讶的是,尽管缺乏年轻热星,椭圆星系(和盘星系的核球)在紫外波段并不暗。富金属的椭圆星系倾向于最亮,提示辐射源不是像我们在球状星团中看到的水平支上老年的贫金属星。发射主要来自年老的富金属恒星,它们已经离开主序,并接着失去了其大部分氢包层,暴露出炽热的星核。太阳附近没有发现这样的恒星,因为银河系的盘太年轻。所以我们还不能详细研究它们,模型仍然不确定。

椭圆星系中的 X 射线源包括活动星系核;双星(在那里物质被吸积到黑洞或中子星上,或在白矮星表面燃烧);以及温度 $T \geq 10^6 \text{ K}$ 的热气体,它们或者充填于星系或者定位于恒星大气,星风或超新星遗迹中。大多数椭圆星系缺乏活动星系核,X 射线主要来自炽热的星际介质。它们的超新星遗迹不是强 X 射线源。当超新星遗迹膨胀进入 $T \leq 10^4 \text{ K}$ 的星系盘的冷和暖气体时,它们是高度超声的,能产生强激波将气体加热到发射 X 射线的温度。但是在椭圆星系中,遗迹膨胀进入刚刚超声速的热气体,只产生弱激波。当星系缺乏气体时,双星是最重要的 X 射线源。

我们不应惊讶椭圆星系今天大多缺乏新恒星,因为它们现在大多不含形成恒星的冷气体。初看起来,椭圆星系似乎一般没有尘埃和气体。按哈勃的说法,“偶尔有小片遮光物质反衬在明亮的背景上,但在其他情况下这些星云没有呈现结构细节”。仔细的考察显示,在核心区它们几乎全有某些尘埃,这些尘埃可能同冷气体混合在一起。但是只有 5%—10% 的正常椭圆星系含有可探测的原子氢或分子气体—这意味着多数大椭圆星系的冷气体不到 $(10^8 - 10^9) M_{\odot}$, 而大的 Sc 星系含有几乎 $10^{10} M_{\odot}$ 。

少数椭圆星系,特别是那些具有诸如外壳或明显尘带等“特征”者与此趋势相反:它们含有如大旋涡星系那么多的冷气体。在那里 HI 气体很丰富,它常常在星系的恒星本体外面形成一个环,并且往往围绕一条轴运行,该轴从不靠近星系图像的短轴或恒星的旋转轴。椭圆星系 NGC 5128(半人马座 A),也是一个强射电星系,就有一条

壮观的气体尘埃环围绕其视长轴转动。这种模式同旋涡星系相反，但和我们在 5.2 节中讨论过的富气 S0 星系类似。这种冷气体既不像是形成星系中恒星的原材料的遗迹，也不像是这些恒星失去的气体。而可能是从星系外面俘获的。

然而，典型的椭圆星系含有大量炽热的电离气体。在数十亿年间，从变老的恒星失去的气体构建成一个巨大的储藏库。对于年龄大于数十亿年的星族，在红巨星和 AGB 阶段抛出的气体质量约为每 $10^{10} L_{\odot}$ 光度每年 $(1-2) M_{\odot}$ 。在光学和射电波段看不见热气体，因为它太弥漫以至在这些能量发射或吸收不多。在 $(1-3) \times 10^7 \text{ K}$ 的温度，它主要辐射 X 射线。光度较高的星系有较高的速度弥散，具有较热的星系“大气”。它们一般延伸到离中心至少 30 kpc；最亮的椭圆星系有气体 $(10^9 - 10^{11}) M_{\odot}$ ，它占亮星质量的 10%—20%。小的低质量椭圆星系气体少得多；这些星系较弱的引力难以阻止气体逃入星系际空间。

图 6.21 显示了 M87 周围热气体的 X 射线谱。在这个能区，该星系发射 $\sim 3 \times 10^{35} \text{ W}$ ，即 $10^9 L_{\odot}$ ，这里 L_{\odot} 是太阳的总（热）光度 $3.86 \times 10^{26} \text{ W}$ 。我们看到金属线，这意味着至少这种气体的一部分已经受到恒星中核燃烧的影响，它的铁丰度大约为太阳的一半。椭圆星系周围的热气体并不是特别富金属；它的典型丰度是 $\sim 0.5 Z_{\odot}$ 。超新星爆发抛出物质的丰度应当高得多；大多数热气体可能是正在变老的恒星流出的外包层物质。这些恒星在星系中有大的随机运动；当来自一颗恒星的气体以接近恒星速度弥散 σ 的速度流入另一颗时，激波将其动能转变为热。因为在亮椭圆星系中 $\sigma \geq 350 \text{ km s}^{-1}$ ，这就提供了足够的能量把气体加热到我们观测到的温度。在富星系团中心的巨椭圆星系中，这种热大气会并入星系团的气体：见 7.2 节。

273

椭圆星系被球状星团的集群包围着；平均说来，每个椭圆星系拥有的球状星团有类似亮盘星系约两倍那么多。cD 星系 NGC 1399 有 7000 个已知的球状星团。这个数目在不同星系之间变化很大：M87 大约同 NGC 3923 一样亮，但亮球状星团要丰富 4 倍。

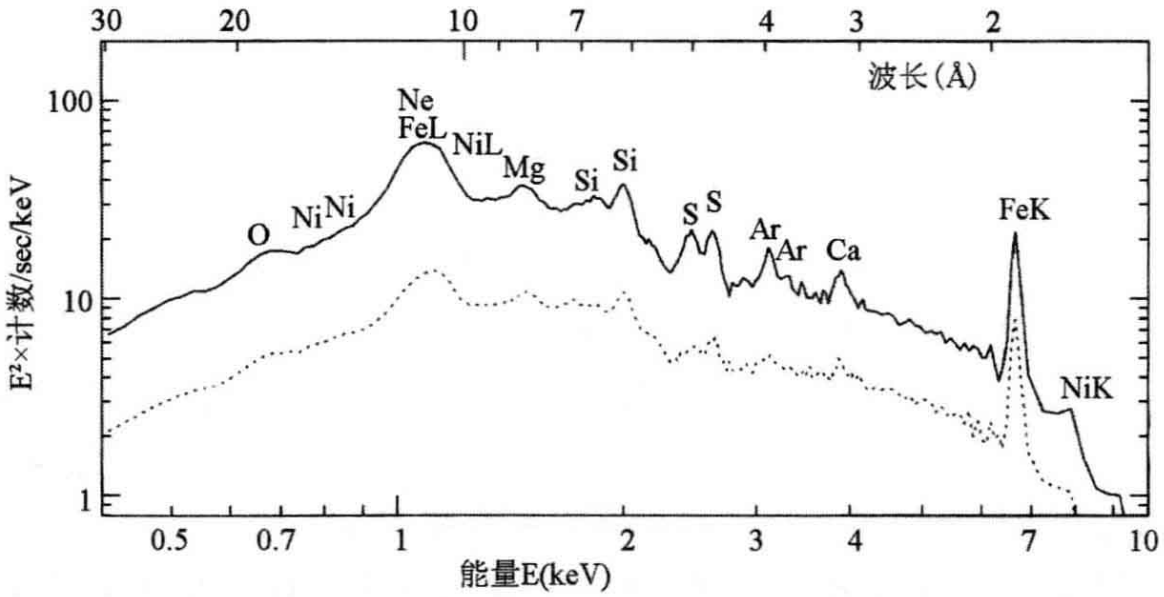


图 6.21 亮椭圆星系 M87 周围 $T \sim 2 \times 10^7$ K 热气体的 X 射线谱。实线表示来自中心 $4'$ 或 5kpc 内气体的发射；虚线表示来自 $4'$ 和 $8'$ 半径之间的气体。除了铁 L 和镍 L 外的所有谱线都是电子掉到 K 壳层最低能轨道时发射的—XXM(Newton; K. Matsushita et al. 2002 *AAp* 386,77)

图 6.22 显示,这两个星系周围的星团分为红群和蓝群。较蓝的星团较老,或较贫金属。银河系的球状星团有类似的颜色分布,两个峰分别对应于富金属的厚盘星团和贫金属的晕星团;见 2.2 节。

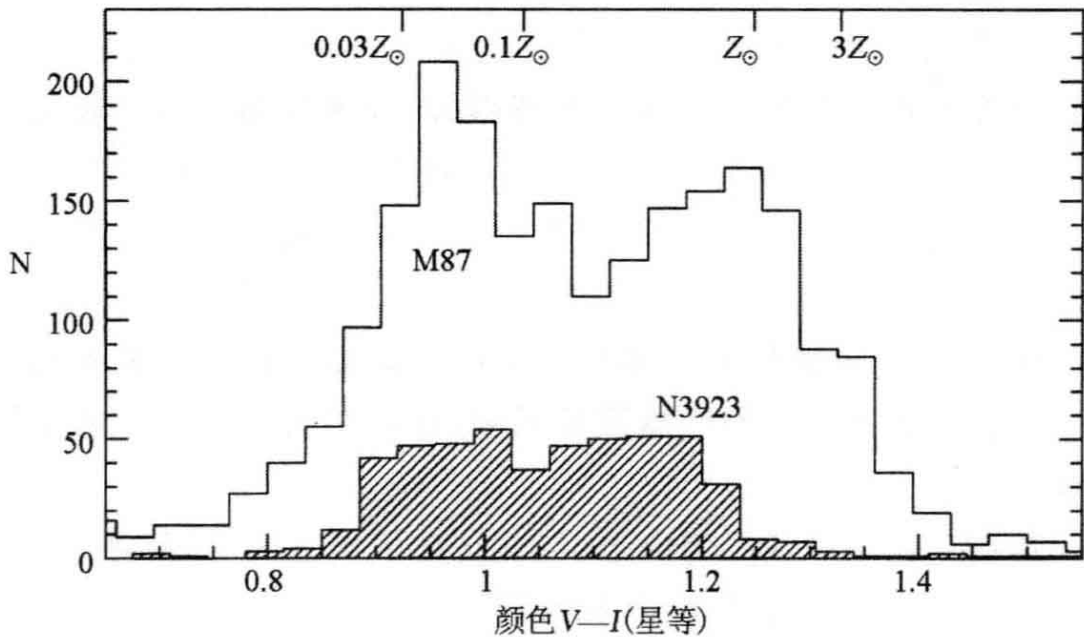


图 6.22 巨椭圆星系 M87 和壳星系 NGC 3923 周围球状星团的颜色,及金属丰度的粗略估计(A. Kundu and S. Zepf)

NGC 3923 周围的弧形壳(图 6.5)表明,另一个星系已经与它并合;也许较富金属而且可能较年轻的球状星团是作为该过程的一部分形成的。有些天文学家认为,M87 的星团中类似的颜色分布表明它也经历了一次并合。

6.4 暗物质和黑洞

我们在 2.3 节和 5.3 节中看到,对于旋涡星系,我们可以用测得的遵循近圆轨道气体的旋转速度 $V(R)$,以及关于引力的式(3.20)来求得中心半径 R 以内的质量。一般来说,这些星系的质量分布得比亮星远;测量离中心越远时质光比 M/L 越大。组成旋涡星系外部的物质几乎不发光;我们称其为暗物质。椭圆星系是否也含有暗物质呢?

274

为了回答这个问题,我们必须从引力的测量中估计给定区域的质量。如果它显著大于存在于恒星和气体中的质量,我们就把这个差归因于暗物质。求出椭圆星系中恒星的分布比旋涡星系容易,因为椭圆星系几乎不含遮挡星光的尘埃。我们可以通过比较星系的光谱同图 6.18 那样的模型来计算预期的质光比。这给出 $3 \leq M/L_v \leq 5$,接近我们用位力定理对星系核求得的值;见问题 6.6。但是,如果我们在较大的半径处测量,一般会求得 $M/L \geq 20$ 。正如在盘星系中一样,椭圆星系外部的质量大部分是暗的。

6.4.1 暗晕

对于有冷气体的少数椭圆星系,我们可以用对于盘星系同样的方法求得它们的质量。例如,亮 E4 型星系 NGC 5266 沿其视短轴有一条明显的尘带。中性氢 21cm 线图像揭示,约有 $10^{10} M_{\odot}$ 的 HI 气体延伸到离中心 $4'$ 处,看起来遵循着 $V(R) \approx 250 \text{ km s}^{-1}$ 的近圆轨道。在 50 kpc 的半径以内,这个星系有 $M/L \approx 10-20$ 太阳单位,远大于我们在问题 6.6 中对 NGC 1399 中心求得的值,但类似于 5.3 节中对旋涡星系得到的结果。如果含有冷气体的这个星系在其他方面是典型的,那么椭圆星系的外部就主要由暗物质组成。

问题 6.13 NGC 5266 的红移是 $cz \approx 3000 \text{ km s}^{-1}$; 如果 $H_0 = 75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, 证明其距离 $d \approx 40 \text{ Mpc}$ 。用 3.20 式证明质量 $M(<4') \approx 7 \times 10^{11} M_\odot$ 。总视星等 $B_T^0 = 12.02$; 证明 $L_B \approx 4 \times 10^{10} L_\odot$ 。(这是一个大星系) 所以质光比 $M/L_B \approx 18$ 。

球状星团的运动也可以用来检验椭圆星系外区的暗物质。在 NGC 1399 中, 对离中心直到 $9'$ 的 468 个球状星团进行了速度测量。像银河系的晕族球状星团一样, 它们看来遵循没有整体旋转的随机轨道, 速度弥散几乎恒定, $\sigma_r \sim 275 \text{ km s}^{-1}$ 。在离中心 50 kpc 以内, 质光比 $M/L_V \sim 50$ (见下), 比我们在问题 6.6 中求得的高几倍。该星系外部大部分质量是暗的。

275

问题 6.14 我们可以用奇异等温球来代表 NGC 1399 的球状星团。问题 3.28 证明, 在这个模型中, 圆轨道速度 $V_H = \sqrt{2}\sigma_r$ 不随半径改变。若 NGC 1399 的距离 $d = 20 \text{ Mpc}$, 与测得的速度弥散相应的旋转速度 V_H 意味着 50 kpc 以内 $M \sim 2 \times 10^{12} M_\odot$ 。NGC 1399 有绝对 V 星等 $M_V = -21.7$; 证明 $M/L \sim 50$ 。

6.4.2 中心黑洞

从地面和哈空间望远镜新近所做的高空间分辨率分光观测, 有助于寻找近邻星系中心的大质量黑洞。接近中心黑洞的恒星应当比外围的运动得快(正如我们在图 2.17 中见到的那样)。如果它们旋转的方向是随机的, 我们将在由星系光谱吸收线测得的速度弥散中看到中央升起。可以观察到这个效应的条件是, 我们的探测离中心足够近, 以至围绕它的圆周速度超过周围恒星的速度弥散 σ_c , 这意味着:

$$V^2(r) \approx \frac{G M_{\text{BH}}}{r} \geq \sigma_c^2. \quad (6.34)$$

所以我们就必须在这样的半径 r_{BH} 以内进行观测:

$$r_{\text{BH}} \approx 45 \text{ pc} \times \left(\frac{M_{\text{BH}}}{10^8 M_\odot} \right) \times \left(\frac{\sigma_c^2}{100 \text{ km s}^{-1}} \right)^{-2}. \quad (6.35)$$

图 6.23 显示了对一些近邻椭圆星系或某些盘星系核球中心的致密天体推得的质量。在本群星系 M32 中, 在中心一秒差距内我们

需要额外的 $2 \times 10^6 M_{\odot}$ ；在巨椭圆星系 M87 中，20pc 内额外的质量是 $3 \times 10^9 M_{\odot}$ 。我们银河系的黑洞 $M_{\text{BH}} \approx 4 \times 10^6 M_{\odot}$ 很好地拟合于如下关系：

$$M_{\text{BH}} \approx 2 \times 10^8 M_{\odot} \times \left(\frac{\sigma_c}{200 \text{ km s}^{-1}} \right)^{4.86} \quad (6.36)$$

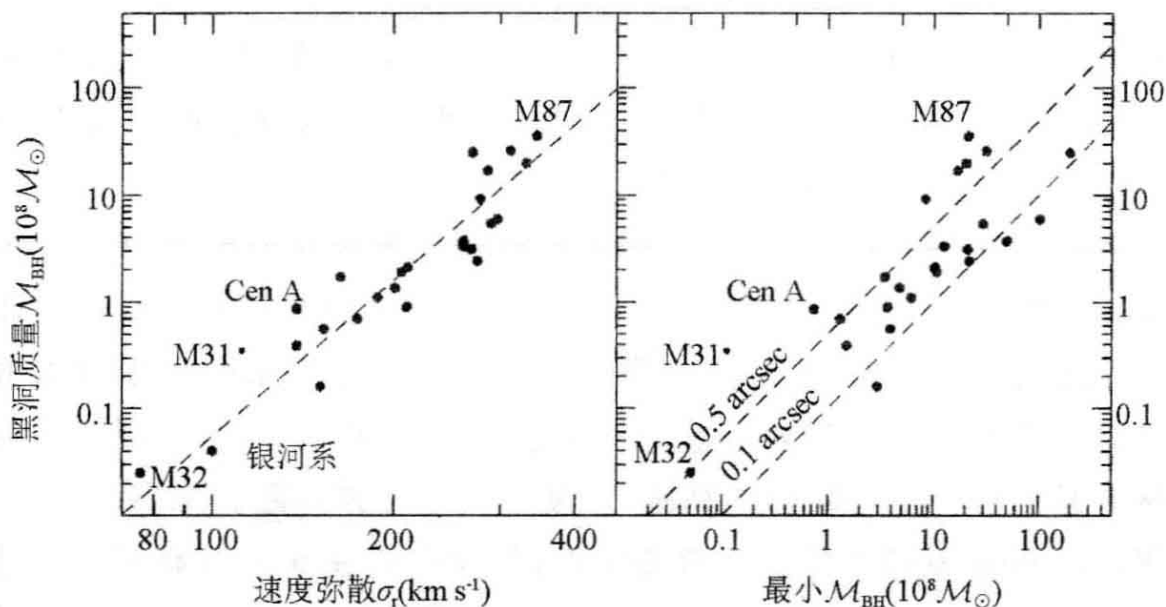


图 6.23 左图，中心致密质量(可能是一个黑洞)随星系中心区速度弥散 σ_c 增加；长画线来自 6.36 式。右图，推出的质量接近可能探测到的最小值；长画线显示 $r_{\text{BH}} = 0.5''$ 和 $0.1''$ 之处(L. Ferrarese)

最大的中心质量发现在速度弥散最高的星系中，位力定理表明引力势阱最深。正如我们从 Faber—Jackson 关系和图 6.13 的基本面应当预期的那样，它们也是光度最高的天体。右半部显示这些质量接近最新观测中能够探测到的最小值。较小的天体可能仍然隐藏着。

如果发射线气体存在于围绕中心的轨道中，以至我们能够测量轨道速度 $V(r)$ ，那么我们就能用式(3.20)求得该轨道以内存在多少质量。在 M87 中，核周围有一个小气体盘：从气体发射线测得它的旋转速度，完全符合物质围绕一个 $3 \times 10^9 M_{\odot}$ 的中心天体运动的预期。我们猜测，但还不能证实，这些巨大质量就是黑洞。为了证实这一点，需要观测几倍 Schwarzschild 半径处的气体，那里的环绕速度接近光速；这远超出了我们目前的能力。

问题 6.15 黑洞的 Schwarzschild 半径 R_S 是在 2.3 节定义的。证明, 对于 $M_{BH} = 3 \times 10^9 M_\odot$,

$$R_S \equiv 2G M_{BH}/c^2 \approx 10^{10} \text{ km} \quad \text{或} \quad 3 \times 10^{-4} \text{ pc},$$

在 M87 的距离 $d \sim 16 \text{ Mpc}$ 处对应于 4×10^{-6} 角秒。

问题 6.16 哈勃空间望远镜测量了 M87 中心附近的气体发射线。观测的最佳拟合结果是离中心 $0.1''$ 处的轨道速度为 1000 km s^{-1} 。假设距离 $d = 16 \text{ Mpc}$, 证明这个半径以内存在的质量 $M \sim 2 \times 10^9 M_\odot$ 。(进行这种测量为什么需要空间望远镜?)

亮于 $M_B \sim -20$ 或 $L \geq L_*$ 的多数椭圆星系都是射电源, 在 20 cm 波长发射功率 $P \geq 10^{20} \text{ W Hz}^{-1}$ 。虽然射电发射的能量功率只有太阳总光度的约 100 倍, 还是要比我们从为旋涡星系大部分射电发射提供能源的 HII 区和超新星遗迹预期看到的要多 10 倍。椭圆星系在核中通常有一个小的射电亮核, 尺度不大于几秒差距。那些 $P \geq 10^{23} \text{ W Hz}^{-1}$ 的星系通常显示出双瓣结构, 是我们将 9.1 节研究的那些强射电星系的缩小样本, 在强射电星系中我们的确观测到接近光速的运动。如果正常亮椭圆星系的射电源真的是我们在活动星系核中观测到的低功率品种, 这可能就是最佳的证据, 表明在所有亮于 $L \sim L_*$ 的椭圆星系中心潜伏着质量 $M_{BH} \geq 10^6 M_\odot$ 的黑洞。

第7章 星系群和星系团

278

宇宙中大约有一半的星系存在于星系群和星系团中,这种复合体一般有半数成员星系包含于尺度 $\leq 1\text{Mpc}$ 的区域。星系群和星系团不再随宇宙膨胀:相互的引力吸引强到足以使星系向内运动,或者已经穿过了核心。星系团是较致密较丰富的结构。在中央的1兆秒差距以内,它们一般含有至少50个亮星系:每个的光度 $L \geq L_*$ 。 $\sim 2 \times 10^{10} L_{\odot}$ 。成员较少的复合系统称为星系群;它们的质量一般小于 $\sim 10^{14} M_{\odot}$ 。

星系群和星系团并不只是星系的聚集:星系是一个成员的事实影响着它的演化。星系群中最最常见的成员是旋涡星系和不规则星系。本星系群具有典型性;它的3个亮成员全是旋涡星系。大熊座星系群的几乎所有大星系(图5.6,图5.8和图5.23给出了它们的特点)都是盘星系;在最亮的79个星系中,椭圆星系不到两个。在致密星系团中,椭圆星系和S0星系占主导地位。令人不解的是,同中等椭圆星系相比,最亮的巨椭圆星系和 $L \leq 3 \times 10^9 L_{\odot}$ 的矮星系都更强烈地集中在星系团中。

同我们在7.1节讨论的星系群相反,我们将在7.2节中看到,星系团中的大部分重子(“普通”)物质并不在星系本身之中。星系团充填着温度 $T \sim 10^7 - 10^8 \text{K}$ 的热气体,发出很强的X射线辐射。当新的星系加入星系团时,它们穿过热气体落入,气体的压强把它们的冷原子和分子气体剥掉。致密区中(如室女座星系团内部)星系的HI盘比外部的小得多,因为它们已经失去了其外部的冷气体。星系群大多缺乏这种相对致密的星系际气体的热大气。不过,其星系之间的稀释得多的气体可能包含着宇宙中所有重子的90%。因为这种气体太弥漫,以至不能通过辐射冷却,只有当它吸收亮背景星系的光时,我们才能发现它的踪迹。

问题 7.1 测得后发座星系团中星系的速度在中心附近是 $\sigma_r \sim 1000 \text{ km s}^{-1}$, 在半径 $R \geq 1.5 \text{ Mpc}$ 处降到 $\sigma_r \sim 800 \text{ km s}^{-1}$ 。对于一个在 $R \sim 3 \text{ Mpc}$ 处的典型星系, 穿过该团要花多少时间? 证明这大约是宇宙时标 t_H 的一半。

同银河系中最老的恒星比较, 星系群和星系团是宇宙中的后来者。星系团内星系的运动只比星系内恒星的速度大几倍, 但星系团要大成百倍; 所以自大爆炸以来, 外围的星系还来不及穿过星系团一次。我们在 4.5 节看到, 在本星系群中, 银河系和 M31 正在首次落到一起。银河系至少是在 10 Gyr 以前开始形成其星盘的, 它怎么“知道”自己会在一个松散群中度过一生呢? 那些在红移 $z \geq 2$ 时已经充满年老恒星的椭圆星系, 怎么会在它们所在的富星系团形成以前很久就发展成典型的星系团成员了呢? 我们将在 7.3 节讨论这些问题, 但遗憾的是我们尚不能给出答案。

正如在星系本身中一样, 星系群和星系团中的大部分质量似乎都是暗的。不过, 我们估计质量的通常方法都假设系统处于平衡, 所以其整体结构保持不变, 而且它是孤立的。对于多数星系群和星系团这些假设都不成立。在 7.4 节中, 我们讨论如何用光的引力偏折来测定质量, 这种方法即使在星系团仍然在增长和变化时也能够应用。

延伸阅读: 这些课题尚无大学本科水平的处理。研究生水平的教材是 M. S. Longair, 1998, *Galaxy Formation* (Springer, Berlin)。Abell 星系团表刊布于 G. O. Abell, H. G. Corwin, and R. P. Olowin, 1989, *Astrophysical Journal Supplement*, 70, 1。

7.1 星系群: 盘星系的家园

图 7.1 显示了 Stephan 五重星系, 这是一个罕见的致密星系群, 其中的星系几乎贴在一起。它们相互的引力从星系盘中扯出了长长的星尾。等效于整个亮星系的恒星散布在棒旋星系 NGC 7319 和附近两个交迭的星系(一个旋涡星系和一个椭圆星系)周围。在这三个

星系周围,质量 $10^9 M_{\odot}$ 温度 $T_x \sim 10^7 \text{K}$ 的热气体发出明亮的 X 射线。大约有 $10^{10} M_{\odot}$ 的冷气体在这个星系群中,但在星系中很少。相反,超过 100kpc 长的 HI 尾卷曲在东南方向的热气体周围。冷 HI 气体很可能是从来到附近的星系盘剥下来的。然后某些气体云在彼此靠近时被加热到 X 射线温度。



280

图 7.1 Stephan 五重星系(致密星系群 Hickson 92)距离 $\sim 85 \text{Mpc}$, 尺度 80 kpc 或在天球上 $3.2'$ 。北为上,东为左。棒旋星系 NGC 7319 有活动核:是一个 Seyfert 2。下面中间的大旋涡星系 NGC 7320 不是群成员;它是一个前景星系,具有小得多的红移(D. J. Pisano, WIYN 望远镜)

这些星系和恒星尾观测到的运动让我们能够重建该星系群的部分历史。旋涡星系 NGC 7318b(两个交迭星系之一)只是刚刚到达群中,从 NGC 7319 的一条旋臂撕出前导的亮星尾。它的冷气体现在被剥掉了。在南边,较长、较弥漫的星尾弯向东 140 kpc 的小星系 NGC 7320c;这个星系在 $\sim 500 \text{Myr}$ 以前穿过了该群并将返回。Stephan 五重星系含有大约为银河系两倍的气体和三倍的星光。人们

能够想象,它的星系开始其生命时非常像我们银河系,在反复碰撞和近交会时失去了它们的气体。

问题 7.2 假设星系群中的气体原子和星系以相同的平均随机速度 σ 沿每个方向运动。在温度 T , 气体粒子的平均能量是 $3k_B T/2$, 这里 k_B 是 Boltzmann 常数。如果气体主要是电离氢, 这些粒子是质子和电子; 证明, 如果原子的动能 $(3m_p/2)\sigma^2$ 在它们之间均分, 那么:

$$T \approx \frac{(m_p/2)\sigma^2}{k_B} \approx 5 \times 10^6 \left(\frac{\sigma}{300 \text{ km s}^{-1}} \right)^2 \text{ K.} \quad (7.1)$$

群和团中的热气体通常接近于这个位力温度。

281 **问题 7.3** X 射线光子能量的测量单位是千电子伏 (keV), 即一个电子通过 1 伏电势时所获能量的 1000 倍。在 Stephan 五重星系中, 气体辐射 X 射线的典型能量为 $k_B T_X = 0.5 \text{ keV}$; 证明这意味着 $T_X \approx 6 \times 10^6 \text{ K}$ 。星系沿视线的速度 V_r 有一个弥散 $\sigma_r \sim 350 \text{ km s}^{-1}$ 。证明以速度 σ_r 运动的一个氢原子的动能大约等于 $T = 7 \times 10^6 \text{ K}$ 的每两个粒子(一个质子一个电子)的一维能量 $k_B T/2$ 。所以, 当群中的星系彼此靠近时, 其动能可以将气体加热到观测的温度。

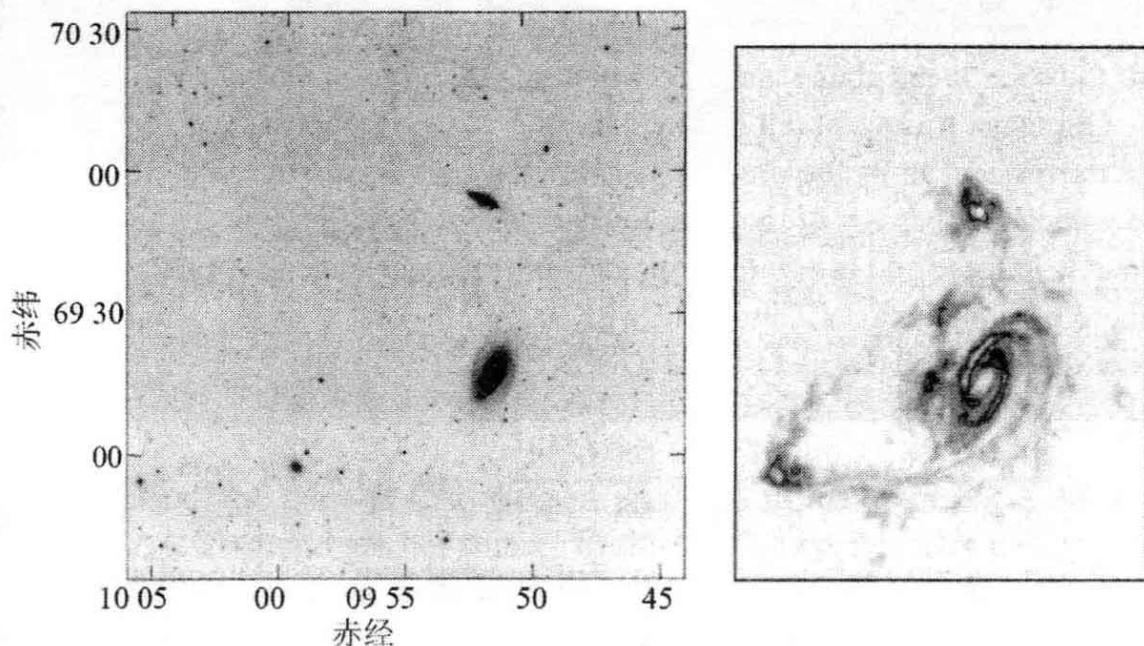


图 7.2 距离约 3.5 Mpc 的 Sc 型大旋涡星系 M81 周围的星系群。左图, 可见光负像; M81 北面的长天体是星暴星系 M82; NGC 3077 在东南方。右图, 同一空间尺度的 HI 图 (M. Yun)

图 7.2 显示近邻旋涡星系 M81 周围的一个松散群。我们只看到少量星系际恒星,但这些星系却连接着在彼此近交会时从其盘上撕下来的长长原子氢流。因为旋涡星系的 HI 层比其主星盘延伸到远得多的半径,气体盘更容易受到损害。这里,几乎所有从星系上撕下来的气体仍然是冷的。类似地,我们在图 4.6 中看到,来自麦哲伦云的 HI 气体被拖入一条围绕银河系的气流。

只有一半的星系群含有热到足以发射 X 射线的气体,这需要 $T \geq 3 \times 10^6 \text{ K}$ 。这些群一般成员较多,并且至少含有一个椭圆星系。例如, S0 星系 NGC 1550 周围 1Mpc 以内由 15 个星系组成的群(含两个椭圆星系)辐射出 $4 \times 10^9 L_{\odot}$ 的 X 射线,比 Stephan 五重星系多 100 倍。24 次电离铁,以及多次电离氧、镁和硫的 X 射线谱线显示,那里存在十分之几太阳丰度的重于氦的元素。能量 $\sim 1 \text{ keV}$ 的铁线告诉我们,NGC 1550 群最内部的气体金属丰度约有太阳 Z_{\odot} 的一半,而在离中心 200kpc 处 $Z \approx 0.1 Z_{\odot}$ 。

282

常用的技巧可以告诉我们一个星系群的质量:观测某些运动的物质,然后应用牛顿引力方程。在 NGC 1550 群中,星系的速度弥散是 $\sigma_r = 310 \text{ km s}^{-1}$ 。如果我们假设这个群是孤立的并处于平衡之中,用式(3.12)和式(3.37)中 $a_p = 100 \text{ kpc}$ 的 Plummer 球来近似其密度,则式(3.44)(位力定理)告诉我们,它的质量 M 是:

$$\frac{3 M \sigma_r^2}{2} = K \mathcal{E} = - \frac{\mathcal{P} \mathcal{E}}{2} = \frac{3 \pi G M^2}{64 a_p}, \text{ 所以 } M \approx 2 \times 10^{13} M_{\odot}.$$

当星系群含有热气体时,我们有求得其质量的另一种方法,正如 6.4 节中对椭圆星系所做的那样。我们首先从谱线估计 X 射线温度 T_x 。这种气体是弥漫的,所以我们可以用 2.4 节中的式(2.23)来求出密度。当 $T_x \geq 10^7 \text{ K}$ 时,成分与太阳近似的气体主要通过自由-自由辐射,也称热韧致辐射损失能量。如果每立方厘米含 n 个原子,其光度是:

$$L_x = n^2 \Lambda(T_x), \text{ 式中 } \Lambda \approx 3 \times 10^{-27} T_x^{1/2} \text{ erg s}^{-1}. \quad (7.2)$$

(回顾图 2.25 看看 Λ 随温度增加得多么慢。)所以,我们可以从测量得到的面亮度 I_x 反推以求得 n 。

流体静平衡方程告诉我们,需要多少引力才能阻止热气体作为

风被刮走。它的压强 p 必须抗衡向内的拉力: 如果 $\rho(r)$ 是气体密度, 那么在一个球形星系中,

$$\frac{dp}{dr} = -\rho(r) \frac{GM(<r)}{r^2}. \quad (7.3)$$

我们将气体粒子的平均质量 m 写为 $m = \mu m_p$: 对于完全电离的氢 $\mu = 0.5$, 而对于太阳成分的气体 $\mu \approx 0.6$ 。对于温度为 T 密度为 ρ 的理想气体, 我们有:

$$p = \frac{\rho}{\mu m_p} k_B T, \text{ 所以 } M(<r) = \frac{k_B}{\mu m_p} \frac{r^2}{G\rho(r)} \frac{d}{dr}(-\rho T). \quad (7.4)$$

问题 7.4 假设, 一个星系群的热气体具有均匀温度 T_X , 并且在正中心以外 X 射线面亮度随半径 R 按 $I_X \propto R^{-\gamma}$ 下降。记气体密度 $\rho(r) \propto r^{-\beta}$, 用式(7.2)证明, 每立方厘米的光度遵循 $L(r) \propto r^{-2\beta}$ 。现在用问题 6.4 的结果证明 $\gamma = 2\beta - 1$ 。

283 在 NGC 1550 群中, $T_X = 1.6 \times 10^7 \text{ K}$ 并且直到离中心 200 kpc 有 $\rho(r) \propto r^{-1.1}$ 。用式(7.4)证明, 该群的质量约为 $10^{13} M_\odot$ 。热气体本身说明了 $8 \times 10^{11} M_\odot$, 而星系的光加起来到 $L_B \approx 8 \times 10^{10} L_\odot$ 。恒星的质光比不大可能大于我们在问题 6.6 中对 NGC 1399 中心的老星求得的价值。证明热气体的质量至少为全部恒星的两倍, 所以该群包含了存在于星系和热气体中 8 倍那么多的质量。

一般来说, 星系群的质光比所处的范围是 $80 \leq M/L \leq 300 M_\odot/L_\odot$ 。恒星和热到足以发出 X 射线的热气体一般不到总质量的 10%。星系群作为整体似乎包含了我们在 5.3 节从个别旋涡星系的旋转曲线求得质量的几倍。要么是每个星系的暗物质晕延伸到我们测量其旋转的 HI 盘气体数倍以外, 要么是有大量物质作为“群晕”存在于星系之间。

问题 7.5 假设所有星系群具有共同形式的密度 $\rho(r)$: 例如式(3.12)和式(3.37)的 Plummer 球。如果所有的群具有相同的半径 a_p , 而且它们的质量正比于成员数 N , 证明位力定理预期 $\sigma_r \propto \sqrt{N}$ 。这大体就是我们在图 7.3 中看到的情形。最稀星系群的点子处于该关系的上方: 证明那些群应当有较小的半径。

图 7.3 显示属群星系的速度是 $\sigma_r \sim 100 - 500 \text{ km s}^{-1}$, 比星系内的恒星运动快不了多少。由于它们的相对速度低, 所以引力有较多的时间强烈拉拽从旁经过的其他星系外部的氣體和恒星。在下一小节, 我们将看到这如何能将两个星系合而为一。

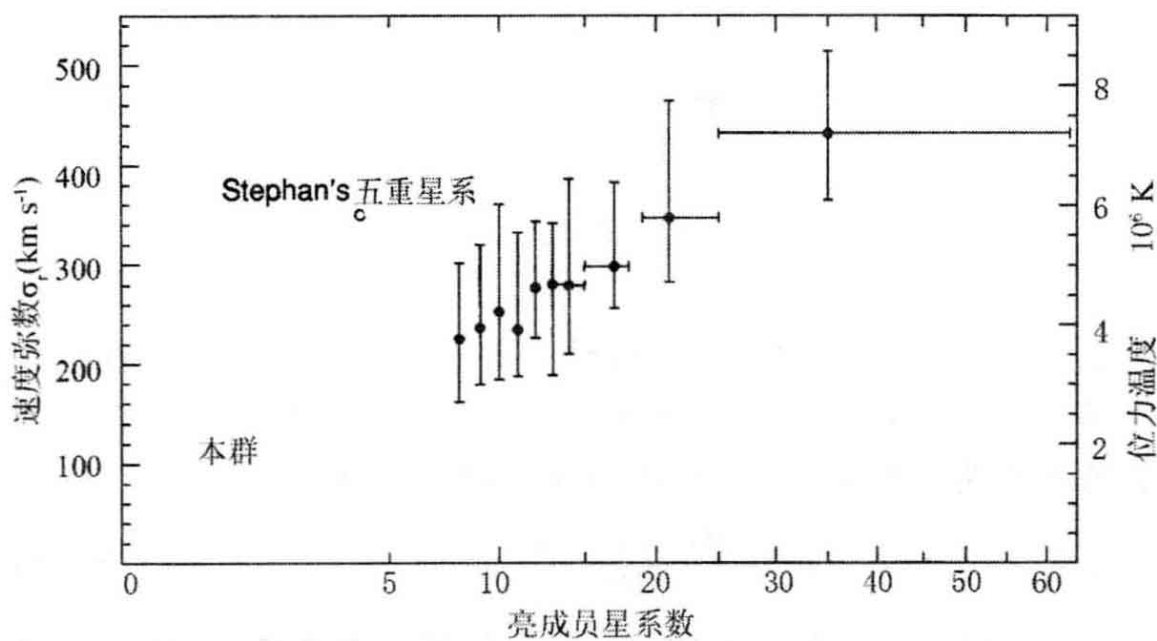


图 7.3 从 2dF 星系表中选出的星系群, 星系的平均速度弥散 σ_r , 从而问题 7.2 的位力温度, 随成员数目增加。垂直棒显示半数星系落入其中的 σ_r 范围 (F. van den Bosch and X. Yang)

7.1.1 星系之间的近交会: 动力学摩擦

我们用 3.2 节的方法来考察当两个星系彼此近交会时会发生什么情况: 它们向前运动能量的一部分转化为其内部恒星的运动。于是, 当它们分开时就会走得比趋近时慢。如果这两个星系随后运动太慢以至不能彼此逃离, 它们的轨道就会将它们带回来彼此再度交会。它们最终将会合并。

在图 7.4 中, 正如图 3.5 中一样, 一个质量为 M 的天体以速度 V 经过一质量为 m , 离其轨道的距离为 b 的恒星。但现在 M 是我们的星系之一, 而恒星 m 属于另一个星系: 所以 $M/m \sim 10^8 - 10^{11}$ (!) 当两个星系交会时, M 在垂直于其原来轨道的方向获得一个运动:

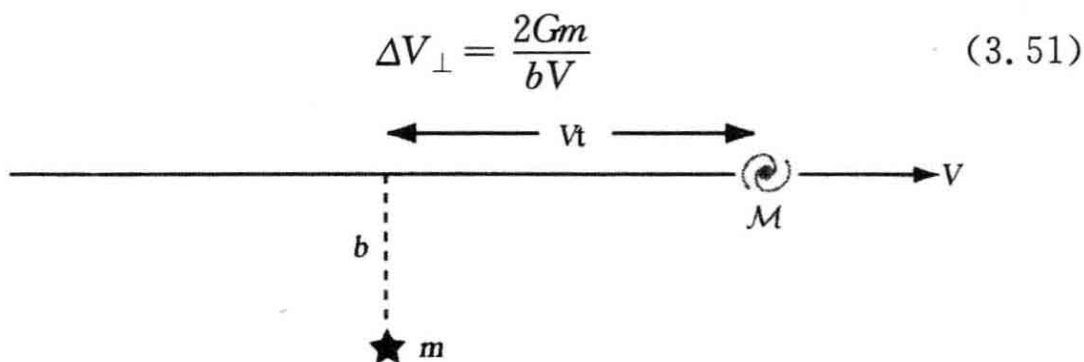


图 7.4 快或弱交会:质量为 M 的星系以速度 V 经过第二个星系中质量为 m 且同 M 的轨道距离为 b 的静止恒星

这个公式适用的条件是,趋近时不要近得来使得星系 M 被包含在 $\ll b$ 的半径以内。我们也要求快速掠过,使 M 和 m 在交会时不会朝彼此有明显的运动。同以前一样,我们必须有:

$$b \gg \frac{2G(\mathcal{M} + m)}{V^2} \equiv 2r_s \quad (3.53)$$

285 (对于 $\mathcal{M} = m$, r_s 就是式(3.48)定义的强交会半径)。恒星 m 必须获得一个相等而相反的动量,所以垂直方向的总动能是:

$$\Delta KE_{\perp} = \frac{\mathcal{M}}{2} \left(\frac{2Gm}{bV} \right)^2 + \frac{m}{2} \left(\frac{2G\mathcal{M}}{bV} \right)^2 = \frac{2G^2 m \mathcal{M} (\mathcal{M} + m)}{b^2 V^2} \quad (7.5)$$

注意,质量较小的天体获得了大部分能量。这个能量只能由星系 \mathcal{M} 的向前运动来提供,其结果造成了改变量 ΔV_{\parallel} 。在交会之前和之后很久,势能很小;所以动能相等,并且我们有:

$$\frac{\mathcal{M}}{2} V^2 = \Delta KE_{\perp} + \frac{\mathcal{M}}{2} (V + \Delta V_{\parallel})^2 + \frac{m}{2} \left(\frac{\mathcal{M}}{m} \Delta V_{\parallel} \right)^2 \quad (7.6)$$

如果 $\Delta V_{\parallel} \ll V$, 我们可以略去含 ΔV_{\parallel}^2 的项,以求得“不动”星系中的每颗恒星 m 使 \mathcal{M} 改变一个量:

$$-\Delta V_{\parallel} \approx \frac{\Delta KE_{\perp}}{\mathcal{M}V} = \frac{2G^2 m (\mathcal{M} + m)}{b^2 V^3} \quad (7.7)$$

因为转移给 m 的动能随 \mathcal{M}^2 增长,向前运动将随经过星系的质量 \mathcal{M} 增加而较快的刹车。 \mathcal{M} 掠过得越快,将能量转移给 m 的时间就越少,它损失的速度就越少。

假设闯入的星系 M 穿过第二个星系的区域每立方秒差距含有质量为 m 的 n 颗恒星。那么我们可以对所有恒星积分来求得它变慢的平均速率:

$$-\frac{dV}{dt} = \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} nV \frac{2G^2 m(M+m)}{b^2 V^3} 2\pi b db = \frac{4\pi G^2 (M+m)}{V^2} nm \ln \Lambda, \quad (7.8)$$

式中 $\Lambda = b_{\max}/b_{\min}$ 。像式(3.55)后面的讨论中一样,我们通常将 b_{\min} 取作式(3.48)的半径 r_s ,在其中 M 的偏折不再小,而 b_{\max} 则取作恒星密度变得远小于 M 近旁处的距离。这种减速称为**动力学摩擦**,因为它的作用是使相对于背景恒星的任何运动刹车。

根据式(7.8),星系 M 运动得越慢,它的减速就越大。两个星系之间的高速交会从其向前运动抽取的能量比慢交会少。但这一论断为真的条件是,同星系 M 的向前运动相比,我们可以忽略恒星 m 的随机运动。如若不然,拖曳就会减小。当 V 远低于第二个星系中恒星的速度弥散时,我们有 $dV/dt \propto -V$,正如描述跳伞运动员穿过空气下落的Stokes定律一样。

式(7.8)可以用于,例如,在较大星系的暗晕内绕行的小伴星系;像人造地球卫星受到大气阻力时那样,它的轨道也会衰变,并且向内旋进。这种摩擦力并不依赖于组成暗晕的任何物体的质量,而是只依赖于其质量密度(通过乘积 nm)。大质量伴星系比小的减慢得更快。所以下面的问题显示,大麦云(LMC)可能在几十亿年内同我们银河系并合,但大多数球状星团(要轻 10^5 倍)就没有这种危险。

286

问题 7.6 在式(2.19)的“暗晕”势的核 a_H 外很远处,用式(3.14)证明,密度 $\rho(r) \approx V_H^2 / (4\pi Gr^2)$ 。解释为什么与在半径 r 的圆轨道上一个质量为 M 的伴星系运动相反的力近似为:

$$F_{\parallel} = -\frac{GM^2}{r^2} \ln \Lambda \cdot \mathcal{F}.$$

这个力同式(7.8)比较减小一个因子 \mathcal{F} 是因为暗晕粒子有其自己的随机运动:如果像在式(3.105)的奇异等温球中那样,晕粒子的随机速度在所有方向都等于 $V_H/\sqrt{2}$,则 $\mathcal{F} \approx 0.4$ 。随着伴星系的旋进,它

的角动量 $L = M r V_H$ 。令摩擦力矩等于 L 的改变速率,证明:

$$r \frac{dr}{dt} = -\frac{G M_1}{V_H} \ln \Delta \cdot \mathcal{F}, \text{ 所以 } t_{\text{sink}} = -\frac{r^2 V_H}{2G M \ln \Delta \cdot \mathcal{F}},$$

式中 t_{sink} 是伴星系到达势的中心所花的时间。对于 LMC, 有 $M \approx 2 \times 10^{10} M_\odot$, $V_H \approx 200 \text{ km s}^{-1}$, $r \approx 50 \text{ kpc}$, 估计半径 $r_s \approx b_{\text{min}}$, 从而证明 $\Delta \sim 20$ 。证明, 用 $\mathcal{F} \approx 0.4$, 这个简单公式预期, LMC 将在 3Gyr 之内同银河系并合, 但 $M = 10^6 M_\odot$ 的球状星团在那段时间内将不会下沉太远, 除非它的运行轨道在离银心 1 千秒差距以内。

(实际上, 将式(7.8)用于两个彼此绕转的星系基础并不牢固。为了求得 M 变慢的速率, 我们把同质量 m 接连交会的效应相加, 假设这些效应是彼此无关的。但是恒星 m 在星系中束缚在一起并且影响彼此的运动。此外, 当 M 绕该星系运动时, 它将与同样的恒星 m 反复交会, 经历的共振效应可能减弱或者加强这种“摩擦”。)

动力学摩擦从两个交会星系的向前运动移走能量, 将其转换为它们恒星的随机运动。尽管很久之后每个星系内旋转和随机速度之和将低于碰撞之前。为了明白为什么, 假设交会之前一个星系的内部动能是 $\mathcal{K}\varepsilon_0$ 。由式(3.44)的位力定理, 势能 $\mathcal{P}\varepsilon_0 = -2\mathcal{K}\varepsilon_0$; 所以它的内能 ε_0 必须是:

$$\varepsilon_0 = \mathcal{K}\varepsilon_0 + \mathcal{P}\varepsilon_0 = -\mathcal{K}\varepsilon_0. \quad (7.9)$$

动力学摩擦增加了恒星随机运动的能量, 从而使星系的内能增加 $\Delta \mathcal{K}\varepsilon$ 。系统的束缚减弱, 开始进入膨胀状态。交会以后很久, 当它再次进入位力平衡时, 动能就小于以前了:

$$\mathcal{K}\varepsilon_1 = -(\varepsilon_0 + \Delta \mathcal{K}\varepsilon) = \mathcal{K}\varepsilon_0 - \Delta \mathcal{K}\varepsilon. \quad (7.10)$$

获得很大能量的恒星逃离星系; 获得能量较少者仍保持松散束缚, 成为一个膨胀的外包层。在旋涡星系或 S0 星系中, 增加到垂直方向的能量将使星盘变厚。

如果两个星系以富星系团的典型高速相互掠过, 它们不大可能彼此减慢到足以变为一个束缚对。它们会分开, 两者都会留下一些纷扰。但是在星系群中, 星系运动较慢, 比其内部的恒星运动快不了多少; 所以近交会产生的扰乱大得多。我们现在看到处于并合过程

中的几乎所有星系都是星系群的成员。

许多属群星系都显示出近掠交会的迹象。这种近掠交会能够使星系产生棒或旋涡,而这是星系单独存在时做不到的。像 M81 那样,许多具有壮观双臂旋涡的星系都有近伴星系。并合和近掠也促使盘气体流向星系中心。因为变化的引力把物质从其近圆轨道拉走,气流从不同方向汇聚。正如我们在 5.5 节讨论的那样,这将产生从气体移走能量的激波,并让某些气体内落。如果它到达星系中心,就能够让大质量黑洞增长,或者为核的活动供能。M81 和 Stephan 五重星系中的 NGC 7319 都是 Seyfert 星系,即我们将在 9.1 节讨论的一类活动星系核。

7.1.2 星系并合和星暴

如果交会从星系的轨道运动抽取了足够的能量让它们彼此束缚,它们可能就会发生并合。图 7.5 显示的 3 幅图像看来就是这种并合正在进行的样子,图 7.6 显示可能导致了并合的碰撞的计算机模拟。这就是引力 N 体模拟,其中有 10^6 个粒子按式(3.2)的引力彼此吸引。事实上,我们不能严格解出这些方程;计算 10^{12} 个不同粒子对之间的力(特别是在它们非常靠近的时候)工作量太大。这种模拟采用了“树法”,将空间分为一些网格,把任何网格中所有质量看作一个点,来近似描写遥远物质的引力。每个粒子有它自己的网格,物质越远,网格越粗,而近邻粒子的力则一个一个地计算。即便如此,对于最大的模拟也要花太多时间。于是,我们对整个计算只放一张网格,并对来自每个网格内所有粒子的力做平均。在遏制不想要的二体弛豫方面,采用网格对于我们在 3.2 节讨论的“软化”也有同样益处。

288

在这种碰撞中,一个星系的盘碰巧接近两个星系彼此绕转的平面,并按同样的方向旋转;所以我们看到特别强的效应。在盘较接近入侵星系的一侧,旋转抵消了两个天体的许多相对运动。这里的恒星和气体有较长的时间靠近干扰者。它们获取角动量和能量,进入拉长的轨道,被带往非常大的半径处。从盘上剥离下来的物质将留下来成为“潮汐尾”可见数十亿年,然后回落到星系的并合遗迹上。

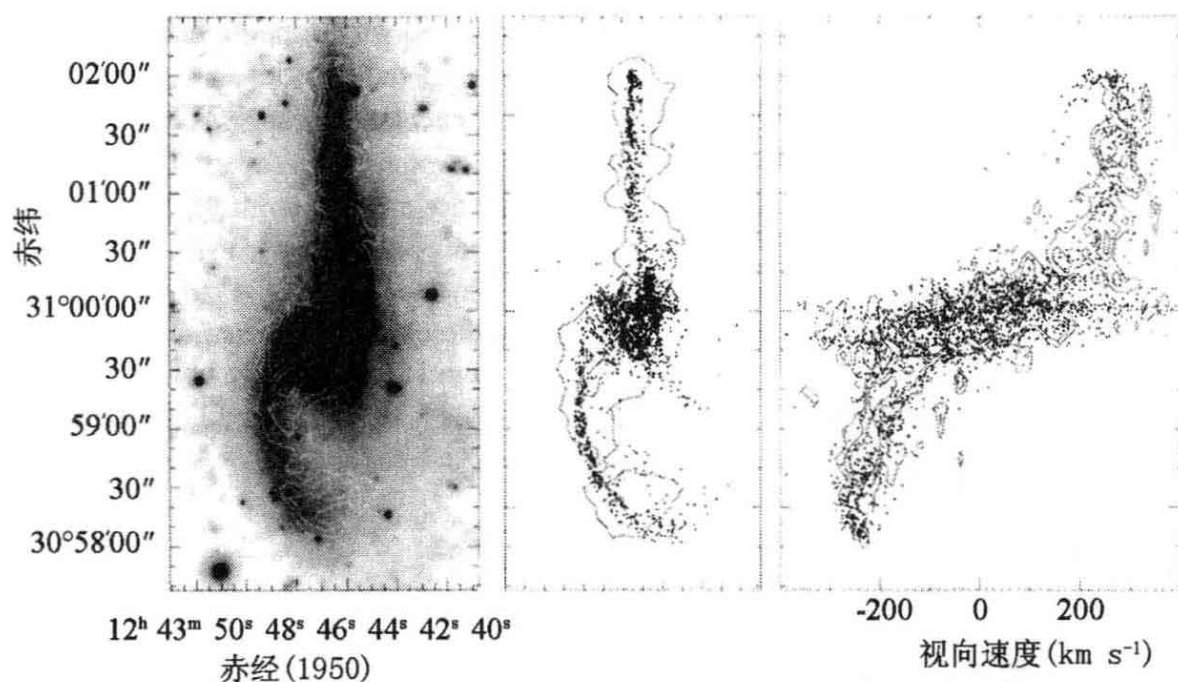


图 7.5 著名的“老鼠”星系对 NGC 4676。左图, R 波段的光学像, 白轮廓显示尾中的中性氢气体; 中图, 跟随两个“星”盘的引力 N 体模拟结果。恒星的位置显示在 HI 外轮廓上面。右图, 沿尾上每个位置恒星速度和气体速度的比较(J. Hibbard and J. Barnes)

289 因为两个富气星系的近交会或并合压缩它们的气体, 往往会产生星暴: 恒星形成如此之快以至在几亿年内将气体耗尽。具有潮汐尾或其他新近并合特征的星系通常在中心有 $(10^9 - 10^{10}) M_{\odot}$ 的致密分子气体。其中很多可能是在交会过程中从主盘带进来的。当这种
290 气体受到引力挤压时, 可能的结果就是剧烈的恒星形成, 该过程结束以后, 可能会留下明亮致密的恒星内盘。

图 5.24 最上面的光谱来自一个蓝星暴星系。它新诞生的大质量恒星在紫外很亮, 并将其周围的气体电离, 产生出很强的发射线。图 7.2 中的小星系 M82 也是一个星暴星系。它产生的新恒星为 $(2-4) M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, 大约与银河系这样的大旋涡星系相同, 但只是在尺度 600 pc 的区域中。射电亮的结节显示那里的恒星已将气体电离, 产生了自由-自由辐射。以这样的速率, 它 $2 \times 10^8 M_{\odot}$ 的原子和分子气体供给将在 100 Myr [式 (3.23) 的自由下落或动力学时标] 内耗尽。

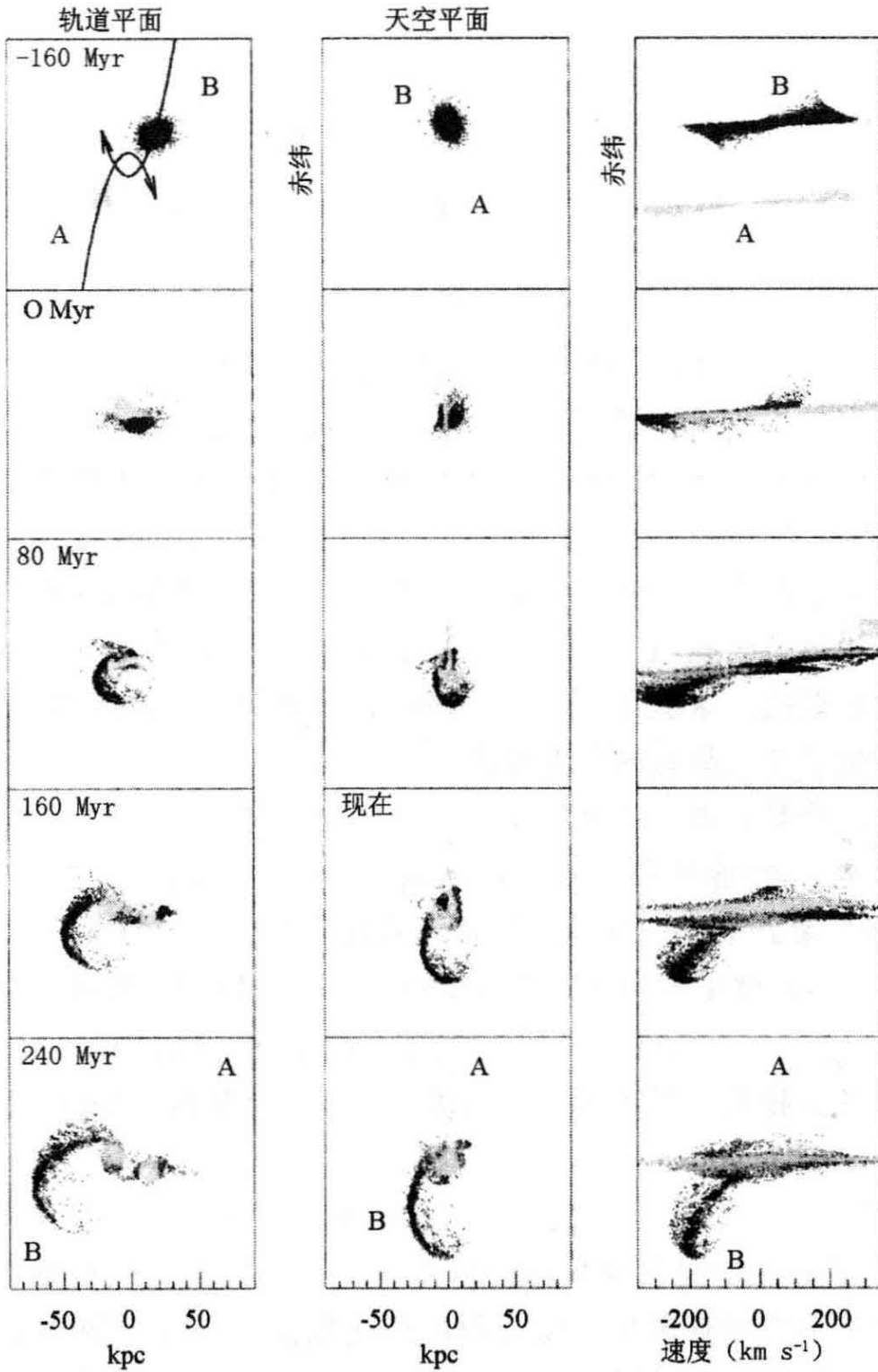


图 7.6 星系对 NGC 4676; 图 7.5 的计算机模拟。左图, 星系初始轨道平面内的运动, 中图, 沿我们的视线看; 右图, 每个赤纬粒子的视向速度 V_r 。时间从第一次最接近时起算, 以百万年为单位, 距离以千秒差距为单位, 假设 $H_0 = 75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ 。在一轮结束时尾尖的物质还在向外走; 在几十亿年内将不会落回星系 (J. Hibbard and J. Barnes)

本书封底上有 M82 的两幅图像,显示星暴是如何将气体作为强风吹出星系的。上面那幅像是用 $3\sim 9\mu\text{m}$ 的红外光拍摄的。新恒星加热了逃逸风中的尘埃,尘埃发出 $8\mu\text{m}$ 的“红”光,而星盘是“蓝”的。下面那幅图显示穿过白色星盘的尘带;紫色来自星风的 $H\alpha$ 线发射,星风从星系中带走的质量大约同转变为新恒星的一样多。

星暴不只是像我们银河系这样的星系中恒星形成区的放大版。在 M82 中,我们可以直接测量气体压强,它比太阳邻域的大 100 倍。它们较多的气体正在进行活跃的恒星形成:(追踪恒星形成核致密气体的)HCN 发射线(见表 1.8)在星暴中相对于来自较弥漫气体的 CO 发射线大约强 5 倍。在 9.4 节中我们将发现,许多遥远星系具有星暴星系的混沌面貌和高面亮度特征。我们毕竟能观测到它们的事实本身就意味着,它们要比大多数局地星暴强得多,相对来说也未受到尘埃遮挡。这些在 $z\geq 2$ (大爆炸后不到 5Gyr)的巨型星暴,很可能造成了今天星系的年老致密区。

如果星暴包裹在恒星从中诞生的多尘气体里,那些尘埃会拦截大部分星光,将能量在红外波段再辐射出去。图 7.7 显示, M82 星光的 90% 遭到了这一命运。像银河系这样的星系在远红外大约辐射 $10^{10}L_{\odot}$, 但被尘埃环绕的强星暴将以 $L_{\text{FIR}}\geq 10^{11}L_{\odot}$ 的亮红外星系被看见,而其星光只有百分之几能够直接逃逸。 $L_{\text{FIR}}\geq 10^{12}L_{\odot}$ 的更亮的源称为极亮红外星系或 ULIRG。几乎所有的 ULIRG 都处于并合的晚期阶段。

如果我们假设星暴形成不同质量恒星的相对数目与银河系中一样(2.1 节的初始质量函数相同),则在红外波段发出的能量告诉我们新恒星形成得有多快。以太阳的热光度 $3.86\times 10^{26}\text{W}$ 为单位测量 $10\mu\text{m}$ 和 1mm 之间的光度 L_{FIR} ,新恒星形成的速率大体就是:

$$\dot{M}_{*} \sim \frac{L_{\text{FIR}}}{6 \times 10^9 L_{\odot}} M_{\odot} \text{yr}^{-1}. \quad (7.11)$$

所以辐射 $L_{\text{FIR}}\geq 10^{13}L_{\odot}$ 的最强 ULIRG 每年诞生 $\sim 1000 M_{\odot}$ 的新恒星。其中约有一半除猛烈的星暴外还有一个活动核(见 9.1 节)。

一个具有特征潮汐尾的并合星系对 Arp220 只有 75Mpc 远,给

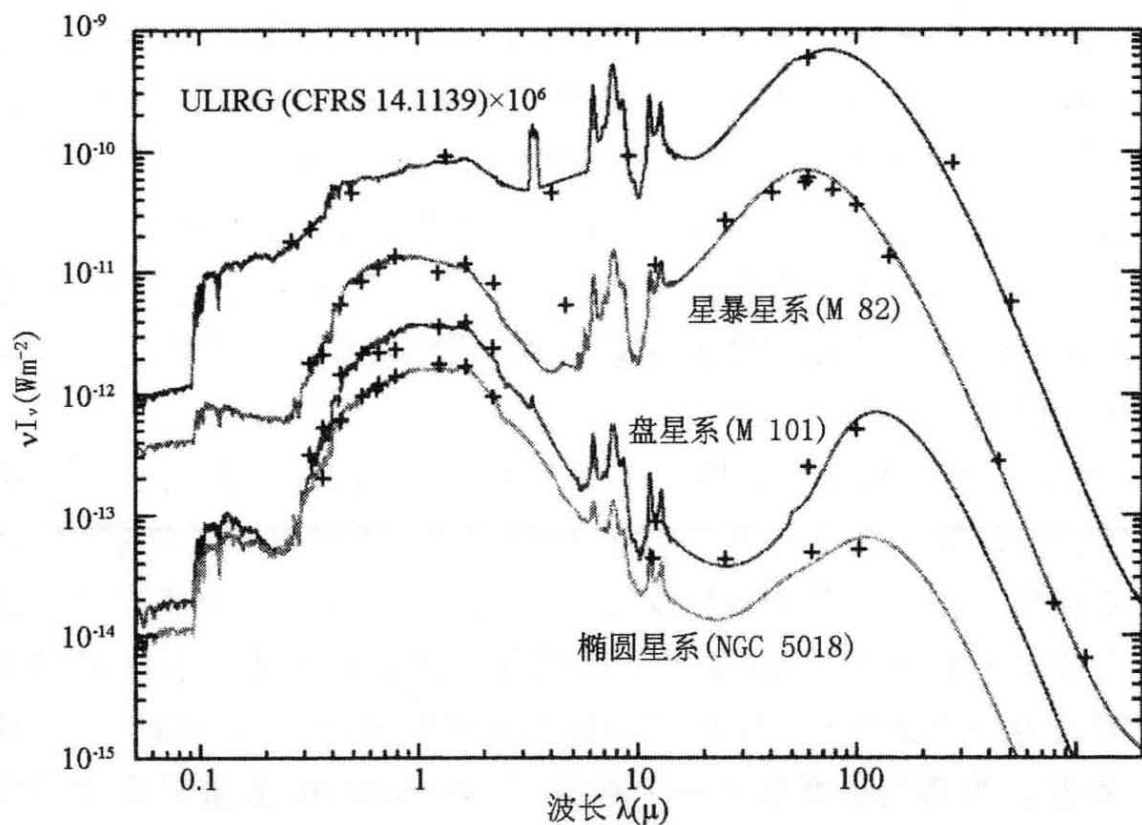


图 7.7 正常椭圆星系和盘星系在可见光和 $\lambda < 2\mu\text{m}$ 的近红外区最亮。大多数尘粒冷于 30K, 其发射峰值超过 $100\mu\text{m}$ 。在星暴星系 M82 和极亮红外星系中, 尘埃拦截了非常多的光, 并且比较热, 主要在 $\lambda < 100\mu\text{m}$ 辐射。发射线的细节见图 2.24 (ISO: P. Chaniai and G. Lagache)

了我们一幅 ULIRG 的特写照。它正在制造的新恒星 $\sim 200 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$, 但只有百分之几的星光能够直接逃逸。其余的被尘埃吸收, 所以我们看到 $L_{\text{FIR}} \sim 1.5 \times 10^{12} L_{\odot}$ 。能够穿过尘埃的射电和红外观测揭示出两个核, 每个都被半径 $\sim 20 \text{pc}$, 具有密度 $n(\text{H}_2) \sim 10^3 \text{cm}^{-3}$ 的质量 $6 \times 10^8 M_{\odot}$ 的气体盘包围着。它们又镶嵌在千秒差距尺度的质量 $> 10^9 M_{\odot}$ 的致密气体盘中。一个 ULIRG 一般含有 $(5-10) \times 10^9 M_{\odot}$ 的致密分子气体, 主要在中心千秒差距大小的一个旋转盘或环中。银河系有一半那么多的气体 (见表 2.4), 但它散布在 10 倍大的区域, 形成恒星要慢 100 多倍。

在两个盘星系并合后十亿年内,令人兴奋的事件大体结束。并合过程中从被压缩气体形成的炽热大质量恒星已经燃尽,原初盘的最引人注目的遗迹是向外延伸的潮汐尾。合并后的星系内部通常变得较圆,以前的盘星现在组成了具有大随机运动而很少旋转的系统。它的结构看起来非常像椭圆星系。许多天文学家辩论说,所有亮椭圆星系都起源于这样猛烈的星系碰撞:我们将在 7.3 节中进一步讨论这个问题。

星系群的未来是什么呢?本星系群是相当孤立的,没有大星系落向它的危险。在 4.5 节中我们看到,M31 和银河系可能碰撞,还可能将要并合。本群将可能变为一个“化石群”,有一个孤立星系已经吃掉了所有亮星系,以至只有小的伴星系留存下来。吞食者最终可能成为一个像图 5.5 中的草帽星系那样的椭圆星系,或者巨 S0 或 Sa 星系。当新的星系落入一个群时,正如 Stephan 五重星系中仍在进行的那样,它们的引力拉拽会增加其他星系的随机速度。这会代替一些被动力学摩擦耗竭的能量,推迟并合。我们将在下一节看到,富星系团会通过吸收星系团块而增长。许多星系群将会在它们的成员星系并合之前,通过瓦解入较大的系统而完结。

7.2 富星系团:S0 和椭圆星系的领地

大约有 5%—10% 的亮星系居住在星系团中。最近的成员众多的星系团离我们 15—20 Mpc,在北天的室女座和南天的天炉座中。我们在表 7.1 中列出了它们的一些特性,将它们同更丰富的星系团和 Stephan 五重星系做了比较。George Abell 的 1958 年星表及其 1989 年补编列出了 4073 个富星系团,每个在 $\sim 1.5h^{-1}$ Mpc 的半径内至少有 30 个巨大的成员星系。

在室女座星系团的 1300 个表列成员中,只有 150 个亮于总视 B 星等 $B_T=14$,如果距离 $d=16$ Mpc,就等效于 $L \geq 10^9 L_\odot$ 。图 7.8 显示,大部分星系都是矮星系。在室女团最致密的部分,巨椭圆星系 M87

表 7.1 近邻星系团,同遥远团和近邻群的比较

	室女团	天炉团	后发 A1656	英仙 A426	RDCS 1252.9~2927	Stephan's 五重星系
距离(Mpc)	16	20	100	80	^a $z=1.24$	85
$>10^9 L_{\odot}$ 星系数	150	30	450	350	120	4
B-波段星光 $L_B (10^{10} L_{\odot})$	130	20	500	300	^b 300	7
速度弥散 $\sigma_r (km s^{-1})$	700~800	350	~1000	1300→600	800	350
核 r_c (kpc)	400	200	200	250	100	25
X-射线 $L_X (10^{10} L_{\odot})$	1.3	0.03	25	50	20	0.005
温度 $T_X (10^7 K)$	2	1~2	9	7	7	0.6
^c 热气体 $M_X (10^{10} M_{\odot})$	2000	≥ 60	7000	7000	2000	≥ 0.07
^c 质量 $M (10^{10} M_{\odot})$	20000	5000	40000	50000	20000	100
M/L_B	150	250	80	180	^b ~200	14
M/M_X	10	80	6	7	10	>1000

a. 在 $z=1.24$ 处,标准宇宙学给出 $d_L=8.5\text{Gpc}$, $d_A=1.7\text{Gpc}$, b. 在 9000\AA z 波段的光度, c. 离星系团中心 1Mpc 内的质量。X 射线望远镜对 $T_x \lesssim 10^7\text{K}$ 的气体不敏感,所以质量 M_X 可能低估。

附近,平均 B 波段面亮度是 $\sim 5 \times 10^{11} L_{\odot} \text{Mpc}^{-2}$, 或大约 $0.5 L_{\odot} \text{pc}^{-2}$ 。核半径(那里的星系面密度降到其中心值的一半)近似于 $r_c=1.7''$ 或 0.5Mpc 。做非常粗略的近似,认为星系团为球形,在其核心我们有 $3 \times 10^{11} L_{\odot} \text{Mpc}^{-3}$ 。在中心 $6''$ 以内,团的总光度是 $L \approx 1.3 \times 10^{12} L_{\odot}$, 给出平均密度为 $4 \times 10^{10} L_{\odot} \text{Mpc}^{-3}$ 。在天炉座星系团核心是 cD 星系 NGC 1399。天炉座星系团的亮成员只有室女座星系团的五分之一,但更为致密;在其中心,我们发现了局地宇宙中一个星系密度最高的地方。继续我们在星系群中发现的趋势,天炉座星系团中热气体同星光的比例小于较亮的室女座星系团。

问题 7.7 利用问题 6.3 对于 NGC 1399 中心面亮度的结果,并假设这些光全都来自半径 $r_c=2''$ 或 650pc 的核,求核的光度密度。证明,室女座星系团中心的光度密度比整个宇宙的平均值大 2500 倍(见 1.25 式),但 NGC 1399 的核还要密 10^7 倍。恒星被包裹在星系内比星系被包裹在星系团内要紧密得多。

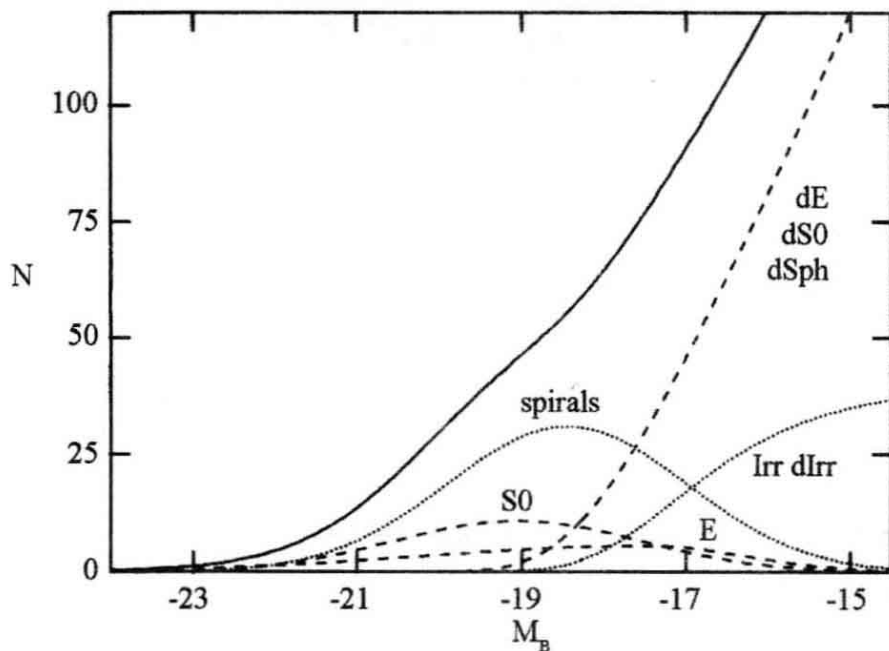


图 7.8 室女座星系团:绝对星等在 M_B 和 $M_B + 1$ 之间的各类星系数。光度函数 $\Phi(L)$ 依赖于星系类型;式(1.24)的 Schechter 函数只是一种平均。这里,大多数 $M_B \leq -20$ 的最亮的星系是旋涡星系;有许多暗椭圆星系和更暗的矮星系。粗实线显示总数(H. Jerjen)

294

后发座星系团(Abell 1656)和英仙座星系团(Abell 426)甚至比室女座星系团更大。后发团光度要大 3 倍;尽管它离我们有 $70h^{-1}\text{Mpc}$,它在天空伸展仍大于 4° ,或约 7 Mpc。这个团看起来是圆的并且相当对称;中心是一对非常亮的椭圆星系。英仙座星系团是 X 射线天空中最亮的星系团。在其中心附近,10—15 个亮星系显得串成了一条线。一端是图 7.9 所示巨大的椭圆星系 NGC 1275,它也是一个射电星系(见 9.1 节)。但英仙座星系团研究得不太好,因为它离银道面只有 13° ,所以我们必须穿过银河系尘埃去看它。

大多数星系团不规则或呈多块形。像大城市一样,它们随着吸收周围的群和团而增长。但不像市郊,新获群的轨道会带着它们通过团核到达“市中心”。星系团变得更重,但其半径只是缓慢地增加。在室女座星系团中,大约只有三分之一的星系形成了一个围绕椭圆星系 M49 的团块,而其余的则环绕北边约 1 Mpc 处的 M87(见图 8.2)。在天炉座,约 15% 的星系形成一个围绕 NGC 1316 的团块,离

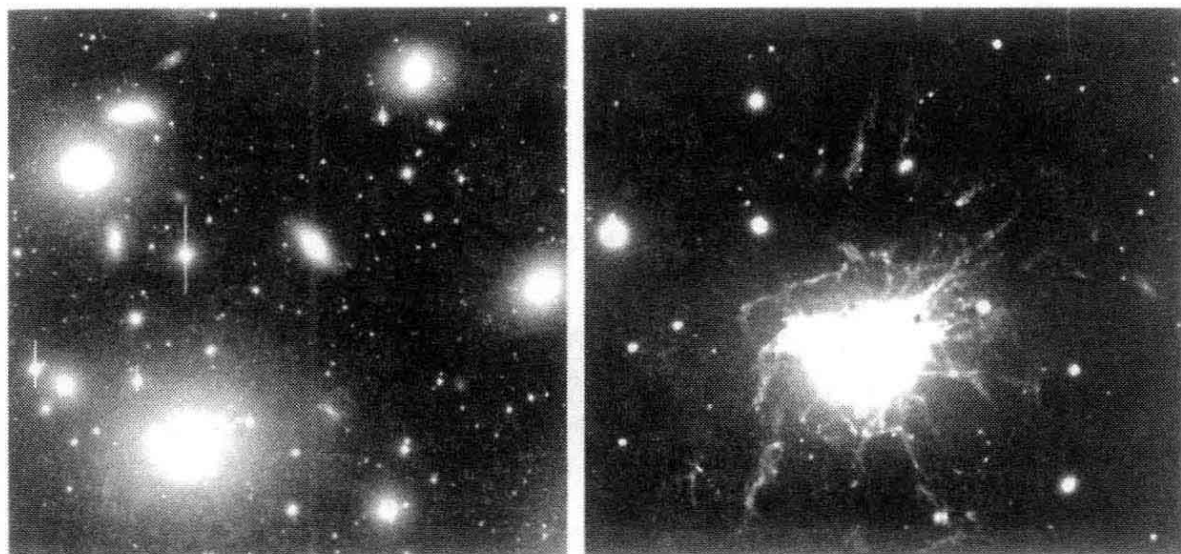


图 7.9 英仙座星系团的核心:左, R 波段负像显示左下方的巨 cD 星系 NGC 1275,以及许多矮星系、其他亮椭圆星系和 S0 星系。右,包含 $H\alpha$ 线的窄波段像;NGC 1275 周围发光气体的亮纤维(C. Conselice, WIYN 望远镜)

中心约 3° (1 Mpc)。它们包括两个该团最活跃的恒星形成星系,连同 $5 \times 10^8 M_\odot$ 的 HI 气体,这些气体在进入主团时将很可能被剥离。后发团在天空看来平滑,但速度测量显示,该系统在 3 个最亮的星系周围集群。在图 7.10 中心西南约 1° X 射线恒值线膨出的地方,围绕 cD 星系 NGC 4839 的团块显然可见。以这样的速率,落入的团块每 2—3 Gyr 将使后发团的质量至少增加 10%。不过一旦宇宙的标度因子 $a(t)$ 达到目前大小的 2—3 倍,我们预期暗能量引起的宇宙加速 (见 8.2 节) 将压倒团的引力,使下落几乎停止。

295

室女座星系团是一个相当松散的团,包含着许多仍在形成新恒星的旋涡星系。相反,在富星系团最致密的部分,旋涡星系几乎被排除。图 7.10 说明了这种形态—密度关系:后发团的核心只包含椭圆星系,而旋涡星系则被贬谪到外围。英仙团甚至更缺乏恒星形成星系。图 7.11 相当一般地显示,在富星系团这样致密的地方,最亮的星系是红的,其光谱没有显示出新近诞生的热星的迹象。那里几乎没有任何明亮的蓝星系,我们只是在一些不寻常的中心星系(如图 7.9 中的 NGC 1275)中看到恒星形成。在稀疏的“空洞”区域(见下面 8.1 节的说明),亮星系有可能是蓝的恒星形成星系,也同样可能

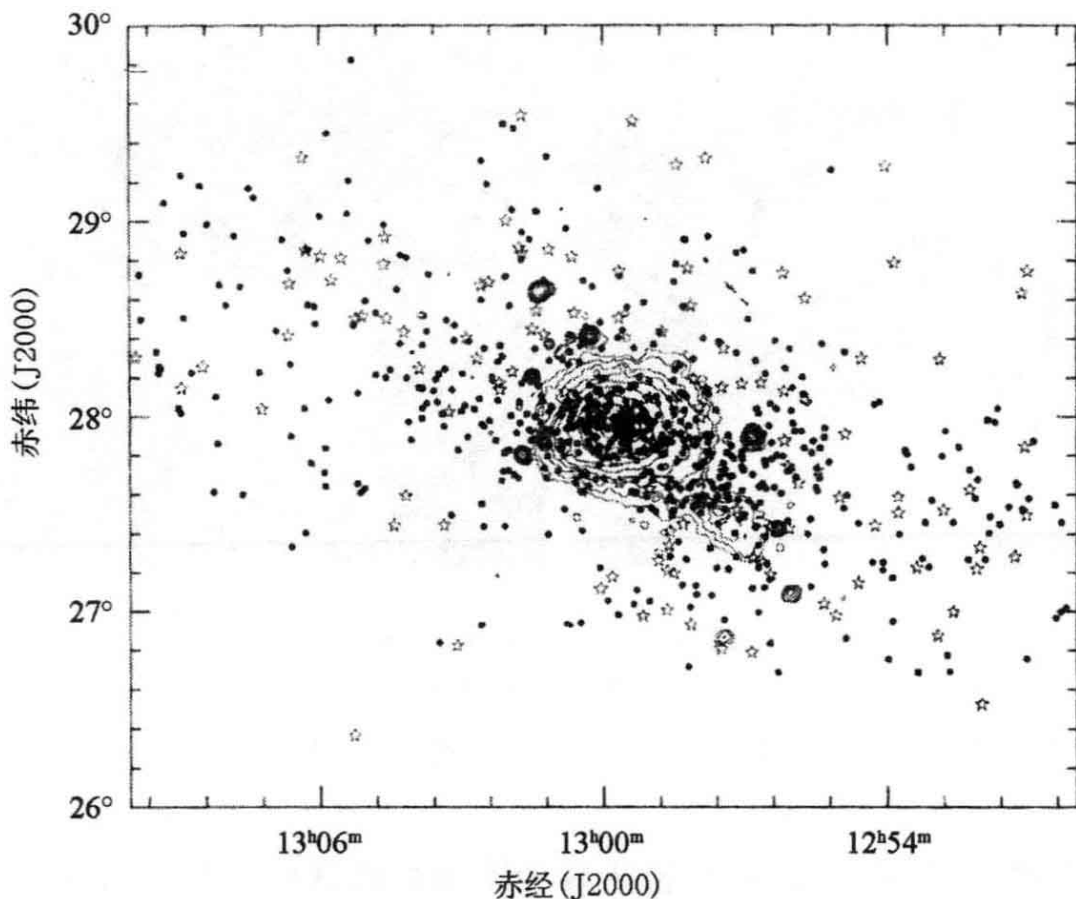


图 7.10 后发座星系团:实点显示椭圆星系;空星是旋涡星系。恒值线显示 X 射线的强度:它们向西南凸出,那里气团和星系围绕着 cD 星系 NGC 4839。弥漫辐射来自星系团热气体,点源是遥远的活动星系 (M. van Haarlem)

是“红的死亡”星系,而矮星系则绝大多数是蓝的、正在形成恒星的不规则星系。在星系团中,大多数矮星系都是 dE 和 dSph 型,只含有老年和中年恒星。

大多数属团星系不再能形成恒星,因为它们已经失去了所有冷气体。当星系落进来加入星系团时,它们冲过炽热团气体的速度要比星系气体中的声速(在像我们银河系这样的星系盘中 $\sim 10 \text{ km s}^{-1}$;回忆 2.4 节的问题 2.21)快得多。激波会在星系气体和炽热星系际气体之间的边界形成,这将阻止它们穿过彼此自由运动。恒星和暗物质不受影响,所以在星系其余部分落入的同时,气体能够留在后面。在最靠近室女团和后发团核心的旋涡星系中,HI 盘有较小的半径;这些内区的旋涡星系已经失去了它们外部的中性氢层。

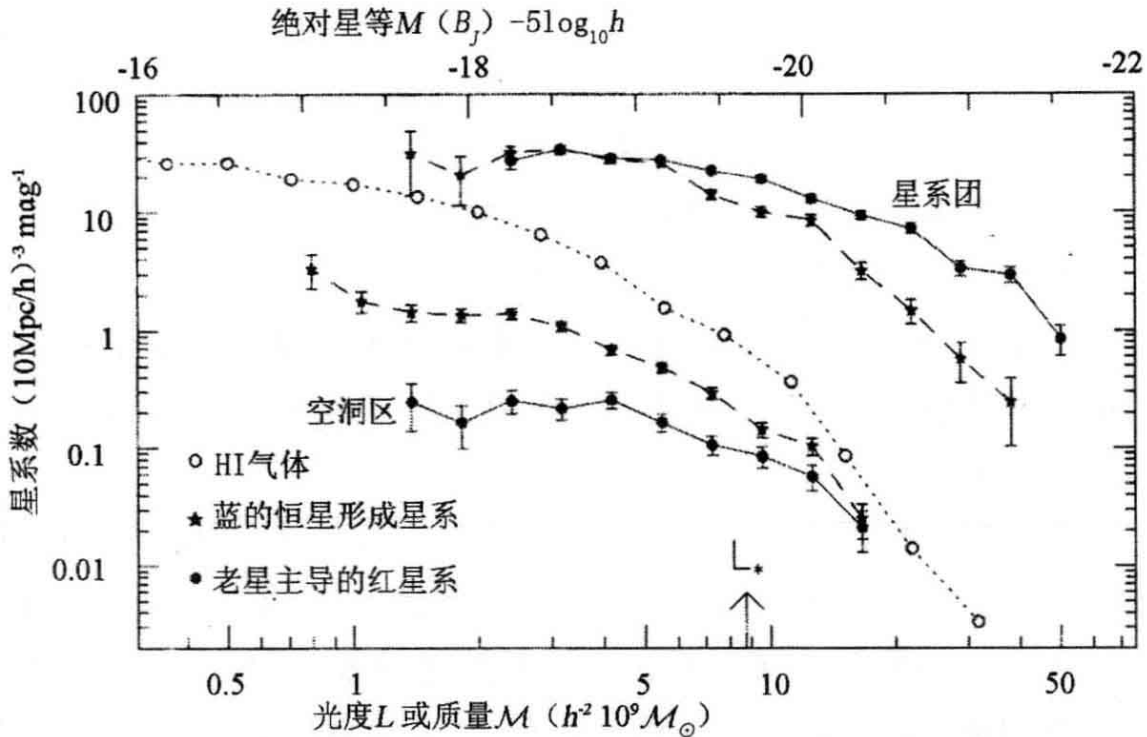


图 7.11 蓝的恒星形成星系(星符)和红星系(实点)的光度函数。亮红星系在星系团中占主导地位,而暗蓝星系在低密度区或空洞区更常见。在低密度区找到的中性氢云类似于蓝星系,在小系统中远比在大系统中更常见(D. Croton, 2dF survey; M. Zwaan, HIPASS)

正如在星系群中那样,富团的星系之间也有恒星,但因为它们散布得非常稀,所以很难发现。哈勃空间望远镜刚刚能检测出室女团距离处的红巨星;在大多数星系团中,只有像爆发中的新星或超新星或行星状星云这样的特殊天体才能个别地被看到。在天炉座星系团中已经认出了一些星系际新星。在行星状星云中,小质量恒星已经耗尽了它的核燃料,吹掉了它的外层,裸露出炽热的星核。核心的紫外辐射电离了抛出的气体,产生强烈的发射线,特别是 5007\AA 的氧线。通过搜寻在这条谱线明亮发光的天体,已经在几个近邻星系团内的星系之间发现了行星状星云。在室女团中,它们的数目意味着,全部恒星的 10%—20% 处于星系之间。这种“流浪”恒星可能是在并合过程中从星系撕下来的,或者它们可能是松散束缚的小星系被潮汐扯碎的遗迹(回忆 4.1 节)。

正如对个别椭圆星系中的恒星一样,我们可以用位力定理从团内星系的运动求出星系团的质量。室女团外围旋涡星系朝中心下落

的速度依赖于较小半径处的质量：我们推断 $M \approx 2 \times 10^{14} M_{\odot}$ ，所以质光比 $M/L \sim 150 M_{\odot}/L_{\odot}$ 。这个质量只是近似的，因为该星系团既不是球形，也不是处于动力学平衡中。

问题 7.8 在后发团中，从星系密度测得的核半径是来自表 7.1 的 $r_c = 200 \text{ kpc}$ 。作为粗略模型假设该团是一个 Plummer 球；从问题 3.2 证明， $a_p \approx 300 \text{ kpc}$ 。从表 7.1 取平均速度弥散 σ_r ，用问题 3.11 的结果并仿效问题 3.13 的方法，证明 $M \sim 7 \times 10^{14} M_{\odot}$ ，这意味着 $M/L \sim 150 M_{\odot}/L_{\odot}$ 。

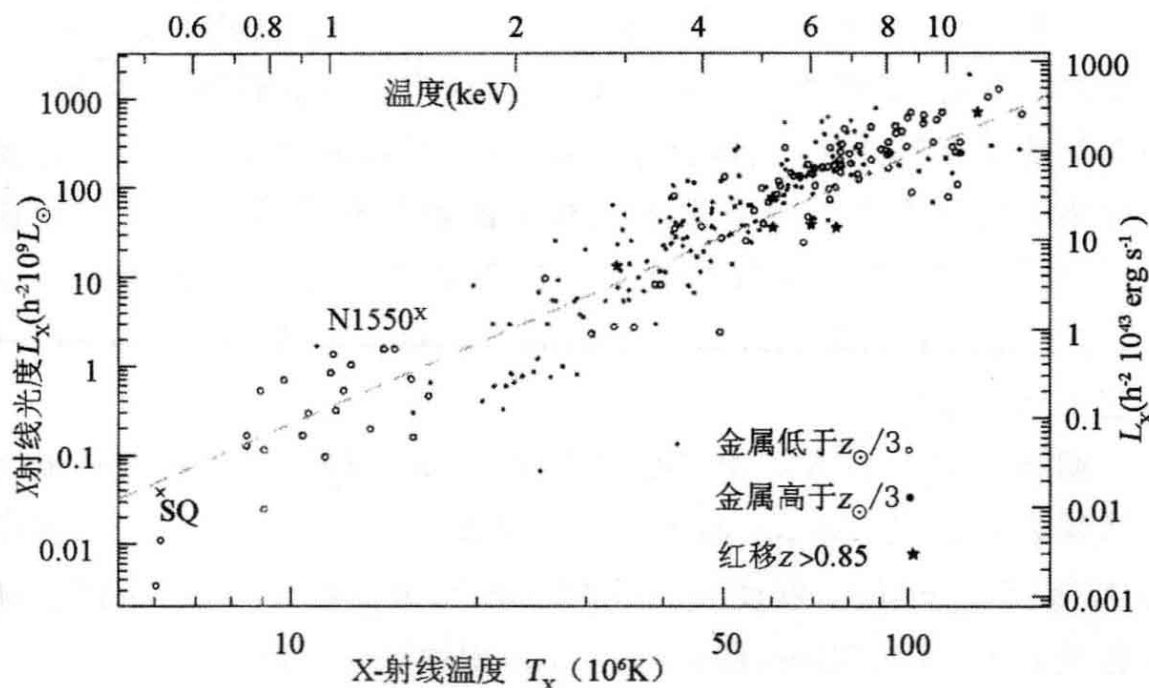
正如对于星系群一样，我们可以用 7.4 式从热气体的观测求得星系团的质量。这样得到在室女团中离团心 6° 或 1.7 Mpc 以内， $M \sim 3 \times 10^{14} M_{\odot}$ 。它多于我们从星系的运动求得的价值，因为气体可以追踪到较大的半径。用这种方法对 32 个星系团的新近研究发现，质光比多半处于范围 $180 \leq M/L \leq 300$ 。这些比值远大于我们在 5.3 节对于个别旋涡星系，或在问题 6.6 和 6.14 中对椭圆星系求得的范围 $5h \leq M/L \leq 25h$ 。像热气体一样（见下面），星系团暗物质的大部分必须处于星系之间而不是在星系以内。

7.2.1 星系团中的热气体

星系团并不是真的该当其名：它们是 X 射线亮热气体的巨大堆积，与少数星系共存着。在天炉座星系团这样较贫的团中，热气体的质量大致和恒星中的相等；而在像后发团这样最富的系统中，它上升到比值 10:1。表 7.1 显示，最大的团将其气体转变为恒星的效率最低。同 Stephan 五重星系这样的群相反，在富星系团中热气体太多，不可能全是从星系剥离下来的。热气体充满了整个星系团，常常能够追溯到比星光更大的半径。

图 7.12 显示，大多数亮星系团包含着最热的气体，温度高达 10^8 K 。像群中那样，团内气体大致处于从星系的速度弥散 σ_r 预期的位力温度。因为新的星系团块不断加入团中，它的 X 射线光度和位力温度都应当随时间增加。模型预期的温度增加得更快，所以具有特定光度的星系团在较早的时期应当较冷。但在图 7.12 中我们没

有看到这种效应的迹象,即便对 $z \sim 1$ (即宇宙处于目前年龄一半) 的星系团也是如此。也许来自早期星暴星系的风和活动星系核也把能量加入了气体。



298

图 7.12 星系团或群中的 X 射线光度 L_X (以太阳的热光度为单位) 随气体温度 T_X 增加: 长画线显示 $L_X \propto T_X^3$ 。Stephan 五重星系和 NGC 1550 群遵循同样的趋势。自红移 $z \approx 1$ 以来这个关系很少改变。在 $T_X > 3 \times 10^7$ K 大多数团中, 气体大约有太阳铁丰度的三分之一 (D. Horner)

问题 7.9 假设所有星系群和团具有相同的平均密度 (根据下面的问题 8.2)。如果团中的气体加热到问题 7.2 的位力温度, 证明团的质量 $M \propto T_X^{3/2}$ 。如果热气体构成固定份额的团质量, 平均密度 n 对所有团都相同。用式 (7.2) 证明, 我们预期 $L_X \propto M \sqrt{T_X}$, 所以 $L_X \propto T_X^2$ 。(图 7.12 显示, L_X 随温度增加得更陡; 星系群和贫星系团中的气体必定没有富团中那么密)

冷却时间 t_{cool} 量度热气体辐射掉它的热能有多快。一立方厘米含有 n 个原子的完全电离氢具有热能 $2n \times (3k_B T/2)$, 所以从式 (7.2)

$$t_{\text{cool}} = \frac{3nk_{\text{B}}T}{3 \times 10^{-27} n^2 \sqrt{T}} \text{s} \approx 14 \left(\frac{10^{-3} \text{cm}^{-3}}{n} \right) \left(\frac{T}{10^7 \text{K}} \right)^{1/2} \text{Gyr.} \quad (7.12)$$

299

星系团中的气体密度从中心的几倍 10^{-2}cm^{-3} 变到外部的 10^{-4}cm^{-3} 。在富团的核心,最明亮的星系周围,气体应当在宇宙时间 t_{H} 内冷却。除非其能量得到补充,气体会冷却和变密,导致诞生新恒星。但是我们在中心的星系中并没有看到这样活跃的恒星形成。所以我们相信,气体被再加热了,也许是被来自超新星的热风,或者是我们将在 9.1 节讨论的射电源的外流。外围的气体将保持炽热 $> 10 \text{ Gyr}$, 所以它不能形成恒星。

问题 7.10 在天炉团中心的 NGC 1399 周围,来自热气体的 X 射线辐射延伸到 100kpc 的半径。气体温度 $T_{\text{X}} \approx 1.5 \times 10^7 \text{K}$; 在中心 $45''$ 或 5 kpc 以内,密度 $n_{\text{H}} \approx 0.02 \text{cm}^{-3}$, 近似按 $n_{\text{H}} \propto r^{-1}$ 下降。证明在核心 $t_{\text{cool}} \approx 0.5 \text{Gyr}$, 在 $r = 100 \text{ kpc}$ 增加到 10 Gyr。

星系团在 X 射线像中比在光学波段常常显得更成块状。在图 7.10 右下部,我们看到来自后发团中星系 NGC 4839 周围团块的 X 射线。这里,气体只有一半像主团那么热。在 X 射线轮廓的“颈部”,温度约为 10^8K 的两倍,团块气体同主团在那里相遇。在英仙团中,我们看到中心 X 射线气体内的低密度“泡”,它们可能是被射电星系 NGC 1275 的高能外流吹出来的。大多数星系团今天仍在增长;即使它们的中心也不总是接近平衡,因为它们随着新增加星系的落入而受到扰动。

炽热的星系团气体含有约为太阳丰度三分之一的铁和其他重元素:见图 7.12。中心附近的气体更富金属;无论是星系团块的落入还是来自活动星系的外流,都不能将它同其余的星系团气体混合起来。尽管这些重元素必定是由恒星中的核燃烧“烹制”出来的,星系团的大部分金属供应现在是在热气体中。也许它们是在星系里的恒星中产生的,超新星爆发的力量携带承载着金属的物质进入星系团。也许是在较小团块中早期形成的许多恒星后来落到一起形成星系,随着它们的并合释放出金属增丰的气体。然而,星系本身的恒星是

同银河系一样富金属的。所以,如果金属是在星系内部生成,这些系统必须在产生重元素方面非常有效。

热气体本身说明了亮星系团质量的大约十分之一,但在 $T_x < (2-3) \times 10^7 \text{K}$ 的系统中要小得多。如果我们对于星系的恒星取 $M/L_B = 4-8$, 则恒星和气体一起组成星系团质量的六分之一。这接近 1.5 节中标准宇宙学的宇宙平均值,所以星系团看来是暗物质和亮物质混合的“好样本”。成为对照的是,重子更集中于星系里:回忆问题 2.18, 银河系周围太阳轨道以内的质量最多一半可能是暗的。在星系群中,我们找到的明亮气体和恒星对于暗物质的数量来说太少。某些重子可能已经失去,在剧烈的恒星形成暴发过程中被吹走;另一些可能作为非常稀薄的气体隐藏在星系之间。

表 7.2 宇宙中的重子

300

在哪里	密度($10^{-3} \rho_{\text{crit}}$)
全部(标准宇宙学)	45
星系际气体	
弥漫的电离的	≈ 40
阻尼 Lyman- α 云	1
星系团和 E 星系中的热气体	1.8
恒星和恒星遗迹	
椭圆星系和核球中的恒星	1.5
盘中的恒星	0.55
死亡恒星	0.48
褐矮星	0.14
星系中的冷气体	0.78

物质少于临界密度的 30%, 重子构成物质的不到 15%, 我们能够找到的重子只有 10% (M. Fukugita and P. J. E. Peedles 2004 ApJ 616, 643)

7.2.2 所有的重子在哪里?

我们在这本书中已经看到, 星系内的恒星和气体只构成其质量的一部分。表 7.2 显示, 发光和已死的恒星, 以及星系盘内的冷气体只构成 $(3-4) \times 10^{-3} \rho_{\text{crit}}$ 。但式(1.40)告诉我们, 宇宙中的重子(质

子和中子)以临界密度的分数 Ω_B 计量,这里 $0.03 \leq \Omega_B \leq 0.07$ 。恒星和冷气体只贡献了这个总量的 10%。其余的在哪里呢?

星系团中发射 X 射线的热气体差不多具有全部恒星那么多的质量。在星系群中,星系之间有冷气体:回忆图 7.2 中 M81 群的 HI 流。它们可能容纳的电离气体量尚不知道;但可能是很大的,因为星系群数量要比富星系团多。如果群形成时气体被加热到图 7.3 的位力温度,则 7.12 式表明,如果 $n < 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$,其低密度将阻止它冷却。它会维持电离直到现在;因为不吸收 Lyman- α 线,几乎不可能探测到它。

在 9.3 节中我们将讨论星系际气体,我们可以通过它在遥远天体光谱中产生的吸收线来研究它。最致密的气体在阻尼 Lyman- α 云中,它主要是中性的和原子的,比今天的星系包含更多的冷气体。但仅靠它们仍远远不够。大多数重子可能是在 Lyman- α 森林中,这是最弥漫的气体,其中的氢几乎是完全电离的。

7.3 星系形成:自然,培育,还是并合?

301 星系团不只是星系密度较高的地方:属团星系本身是不同的。图 7.11 显示,最大的红星系,椭圆星系和 cD 星系住在富团的致密区,而恒星形成活跃的旋涡星系和不规则星系则住在稀疏区。这种分化令人困惑,因为椭圆星系的恒星可以几乎像宇宙一样老,而我们在 8.1 节中将看到,星系团今天仍在来到一起。当一个星系形成时,它怎么能够知道自己最后是到达星系团核的“市中心”,还是作为郊区的旋涡星系呢? 我们还不理解这个过程,只有某些线索。

在 4.3 节我们曾简单考察过星系的起源。宇宙历史的早期,暗物质均匀地分布,同热气体形式的重子混合着。在稍密的区域,物质在自身引力作用下被拉到一起。较大的团块吸收落到它上面的较小者,就像我们今天在星系团中看到的那样。当团块碰撞时,它们的气体被压缩和加热。如果它密到足以冷却,气体就会失去能量并向下落。暗物质粒子不能失去能量,所以星系的中心部分主要由冷气体和亮星组成。加热后的气体太弥漫的地方不能冷却,其压强将阻止

它向内流动。

也许椭圆星系没有它的恒星那样老。我们知道,有些近邻椭圆星系新近已经吃掉了其他星系。它们显示出暗弱的壳和外部的其他不对称性(6.1节);核内恒星的旋转与主星系不同(6.2节);冷气体的轨道似乎随机倾斜(6.3节)。我们将在9.4节看到, $z \sim 1$ 处相当亮的星系有5%—10%看来是主并合的结果。以这种速率,今天相当亮的星系($L \leq 0.4L_*$)在过去5Gyr内发生过主并合在1/3—2/3。难道所有椭圆星系都是由小星系并合形成,以至它们的恒星在星系完全组成之前就诞生了吗?如果是这样,我们就可以理解它们为什么生活在由较小的星系团块相加而成的富星系团中了。这种团块是并合的极佳场所,因为正如我们在7.1节讨论过的那样,它们的星系随机速度相当低。

在初始扰动和随后活跃的恒星诞生之后很久,并合遗迹看起来应该像什么呢?这依赖于碰撞系统是包含气体,还是只有恒星和暗物质。当两个尺度大致相同的星系并合时,它们的星盘将被破坏。若存在冷气体,就能重建将诞生新恒星的盘。若没有冷气体,就没有新恒星能够形成;遗迹将只有老年和中年恒星。对此,位力定理作出了很强的预言:并合后的系统密度应当较低。

问题 7.11 假设一个星系由 N 个全同的部分组成,每个的尺度为 R , 质量为 M 。在每个部分里,任何两个恒星(或暗物质粒子)之间的平均距离是 $R/2$; 所以势能 $\mathcal{P}\mathcal{E} \approx -GM^2/R$, 如式(3.56)中那样。用(3.44)式证明,每个部分具有能量 $\mathcal{P}\mathcal{E}/2$, 所以,当它们充分分开并且只是相向缓慢运动时,总能量 $\mathcal{E} \approx -GM^2N/(2R)$ 。在已并合的星系达到位力平衡之后很久,它的能量是 $-G(MN)^2/(2R_g)$; 证明它的新尺度是 $R_g = NR$, 且它的密度只有原来部分的 $1/N^2$ 。解释为什么图 6.6 支持了巨椭圆星系(实圈)产生于反复并合的想法。

302

但我们不能只将两个较小的无气星系的星族合起来形成一个大质量椭圆星系。回忆图 6.20,亮椭圆星系中心的恒星比较小星系任何部分的恒星更富含重元素。如果并合系统含有一些冷气体,就能够形成新恒星。正如我们在7.1节中讨论的,迅速改变的引力将驱

使气体内流形成中心盘并触发恒星形成。如果有多于一代的恒星诞生,后来的恒星将纳入最早者释放的重元素,所以星系能够形成一个致密的富金属中心。在图 7.6 这类碰撞的扰乱中,向内流动的气体的旋转不一定同周围的恒星一致。星系核心的旋转于是与系统的其余部分不同,NGC 1399 中的情形就是如此:见图 6.12。

带有一些冷气体的正在并合的两个系统,能够产生具有明亮中心的光度中等的“盘状”椭圆星系。因为小的致密内盘包含着最年轻的恒星,这些星系会快速旋转,正如图 6.15 显示的盘状椭圆星系所为。这些星系中有的可能会继续碰撞以形成最亮的椭圆星系。引力 N 体模拟显示,最后产物可能是三轴的“盒”状。图 6.11 的确显示,盒状星系是最亮的。

但是,仍然存在一些我们可能难以应对的事实有待阐明。不同意大多数椭圆星系是并合产物的天文学家将指出图 6.13 的基本面,它把星系的光度同其核心大小和中心亮度联系起来。为什么星系应当以这样的方式并合以产生这个关系呢?此外,星系的光度应当主要依赖于在其整个历史中聚集起来的全部恒星和气态原材料,而颜色却对金属丰度敏感。为什么这两者会像图 6.19 显示的那样有关呢?

如果最亮的星系是通过多代并合形成的,那么在宇宙历史的早期它们应当非常罕见。但是我们将在 9.4 节看到,远至红移 $z \sim 2$,即宇宙年龄小于 5Gyr 之时,非常亮的红星系是很常见的。这些系统的质量多达今天银河系恒星的两倍。它们缺乏年轻蓝星或 A 型星的深 Balmer 吸收线,所以这些恒星至少早十亿年形成。少数星系处于 $z \geq 6$,那时宇宙年龄甚至不足 1 Gyr,已经显示出强的 4000\AA 跃变。图 6.18 中的模型告诉我们,它们的恒星年龄至少为 100Myr,而看来这些星系已经增长到银河系恒星质量的 1/5 以上。这是相当意外的。如果这些早期星系是通过并合形成的,并合过程和早期恒星诞生两者都必须远比今天有效。

7.4 星系际暗物质:引力透镜

引力作用于光本身,使光子的路程偏折。如果我们观察天球上

两个近邻的星系,那么较远星系的光在射向我们的旅途中将朝较近的星系转弯。图 7.13 显示的是处于红移 $z=0.188$ 的星系团 Abell 383。围绕巨型 cD 星系弯曲的光弧是处于 $z=1.01$ 的一个背景星系的像。整个星系团的引力弯曲了它的光,形成的多重像聚到一起构成了这个弧。另一个远星系则产生了外面那个断开的弧,它蜿蜒着越过了两个较暗的团成员。团的引力折向我们的光比团不存在时我们能接收到的多,所以光弧比原来的源亮。它们的尺度也会扭曲和放大。这个效应称为引力透镜,即使光并没有聚焦也罢。

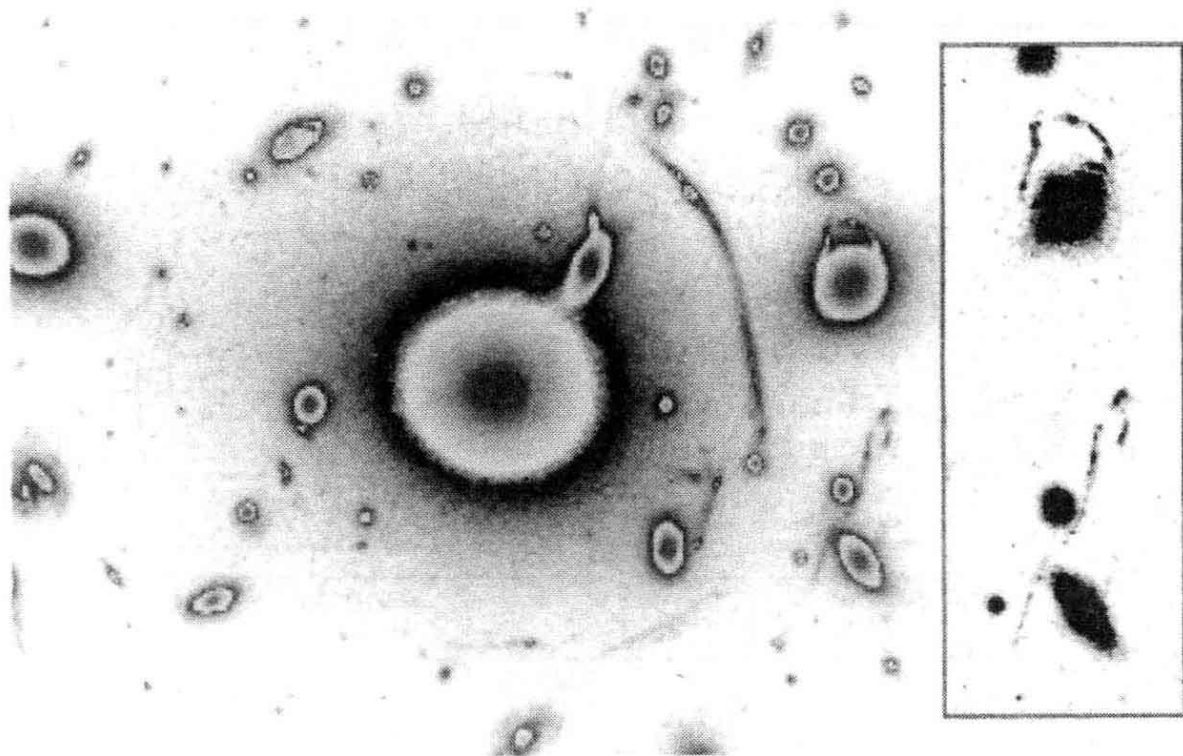


图 7.13 红移 $z=0.188$ 的星系团 Abell 383:北为左。围绕中心 cD 星系弯曲的半径 $16''$ 的光弧是处于 $z=1.01$ 的一个背景星系的像。插入的小图显示复杂光弧的细节,来自另一个遥远星系的光在那里从个别属团星系旁经过 (G. P. Smith et al. 2001 ApJ 552,493)

引力透镜提供了研究暗物质的一种强有力的方法,因为这个效应并不依赖于星系团是否达到平衡,或者仍然在增长和变化。我们将以一种简单情况来开始讨论,其中透镜质量是紧凑的,可以看成一点。然后我们考虑怎样计算星系或星系团这类延展“透镜”产生的弯曲。透镜使得我们能够研究那些不用这种方法就会暗得无法观测

的遥远天体。有些在高红移处研究得最好的星系(如像图 9.16 中的 cB58)就是以这种方式强烈增亮的。但是在对遥远天体做任何类型的普查时,我们都必须留心透镜效应的影响。

7.4.1 微透镜:光被致密天体偏折

太阳对光的偏折是爱因斯坦广义相对论的首批检验之一。在 1919 年日全食期间,由 Arthur Eddington 领导的远征队拍摄了被遮蔽太阳周围的天空照片。他们发现光如图 7.14 所示那样被偏折了,以至于附近的恒星看起来稍许移开了计算的太阳中心位置。爱因斯坦预言,以距离 b 从质量 M 掠过的光,其偏折角由下式给出:

$$\alpha \approx \frac{4GM}{bc^2} = \frac{2R_s}{b}. \quad (7.13)$$

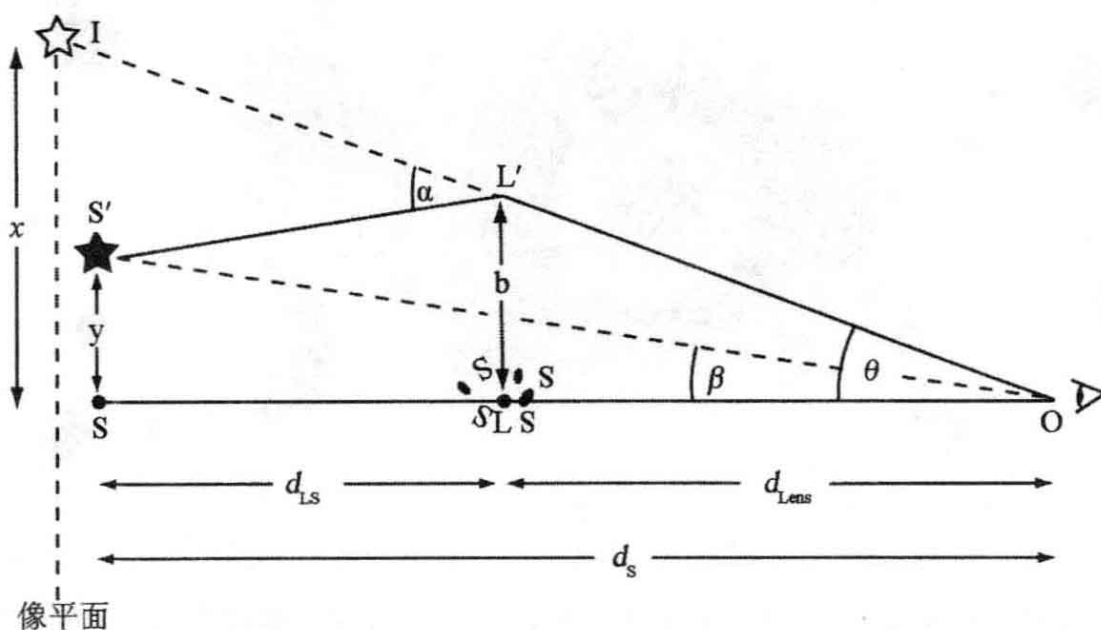


图 7.14 L 处质量 M 的引力将来自 S 处远源的光折向 O 处的观测者; 源的位置看起来在 I

式中 R_s 是 Schwarzschild 半径 $2GM/c^2$, 对于太阳质量的天体约为 3km。只要偏折角很小,即 $\alpha \ll 1$, 这个近似就成立。这个公式严格规定的偏折值,是我们将式(3.51)应用于以光速运动的粒子时得到的两倍。

用这个公式我们可以计算,如果质量 M 的点状天体作为引力透

镜放在一个远源的前面,这个远源的像将出现在哪里。如果图 7.14 中的透镜 L 不存在,我们会看到恒星 S 在天球上与 L 方向的夹角为 β ; 如果距离 $d_s \gg y$, 则 $\beta \approx y/d_s$ 。因为光被偏折的量为 α , 恒星显得与该方向的夹角为 θ ; 如果 $d_s \gg x$, 则 $\theta \approx x/d_s$ 。如果 x 是线 OL 和恒星在像平面上的视位置 I 之间的距离, 则图 7.14 表明, 当偏折很小时, $x - y = \alpha d_{LS}$ 。最后, 瞄准参数 $b = \theta d_{Lens}$ 只要 $d_s \gg b$ 。用式 (7.13) 于 α , 除以 d_s 得:

$$\theta - \beta = \frac{\alpha d_{LS}}{d_s} = \frac{1}{\theta} \frac{4GM}{c^2} \frac{d_{LS}}{d_{Lens} d_s} \equiv \frac{1}{\theta} \theta_E^2; \quad (7.14)$$

角 θ_E 称为爱因斯坦半径。对于 L 和星像之间的角距离 θ , 我们有二次方程:

$$\theta^2 - \beta\theta - \theta_E^2 = 0, \text{ 所以 } \theta_{\pm} = \frac{\beta \pm \sqrt{\beta^2 + 4\theta_E^2}}{2}. \quad (7.15)$$

正好在透镜后面的恒星 ($\beta=0$) 在天球上看起来将是一个半径为 θ_E 的光环。当 $\beta > 0$ 时, 在 θ_+ 的像离透镜较远, $\theta_+ > \beta$, 并且它处于爱因斯坦半径外面: $\theta_+ > \theta_E$ 。这些外面的像就是在被食太阳周围看到的。在 θ_- 的像与此相反; 它处于爱因斯坦半径里面, 在透镜的对侧。

问题 7.12 证明, 若 $d_{Lens} = 1 \text{ AU} \ll d_s$, 则 $\theta - \beta \approx \alpha$ 。当来自一颗遥远恒星的光被太阳引力偏折时, 证明爱因斯坦半径 $\theta_E \approx 40''$ 。太阳盘面直径为 $30'$ 或 0.5° ; 证明刚刚掠过太阳表面的星光会偏折 $0.2''$, 使恒星显得离太阳中心远一些。

银河系核球中的一颗恒星非常定期地受到盘内另一颗恒星的引力透镜作用。像 θ_+ 和 θ_- 会太靠近而无法个别区分开。但我们可以指出一颗恒星受到了引力透镜作用, 因为它显得较亮了(见下面)。由于爱因斯坦环尺度很小, 星系晕中致密天体的引力透镜常常称为微透镜。

问题 7.13 如果透镜 L 是距离我们 d_{Lens} 处质量为 M_\odot 的天体, 证明距离 $d_s = 2 d_{Lens}$ 处一颗恒星的爱因斯坦半径是:

$$\theta_E = \sqrt{\frac{R_s}{d_{Lens}}} \approx 2 \times 10^{-3} \sqrt{\frac{1 \text{ kpc}}{d_{Lens}}} \text{ arcsec}. \quad (7.16)$$

如果我们的质点透镜放在一个小亮斑前面,它的像将是约为 θ_{\pm} 的两个斑。引力透镜使面亮度 $I(x)$ 不变,所以源的每个像的视亮度正好正比于它的面积。考虑区域 S' ,如图 7.15 中半径 y 和 $y + \Delta y$ 之间以 L 为中心的环段。 S' 的像 I 占据同样的角 $\Delta\phi$,但到中心的距离延伸或收缩了: $x/y = \theta/\beta$ 而 $\Delta x/\Delta y = d\theta/d\beta$ 。面积的比是:

$$\frac{A_{\pm}(\text{像})}{A(\text{源})} = \left| \frac{\theta}{\beta} \frac{d\theta}{d\beta} \right| = \frac{1}{4} \left[\frac{\beta}{\sqrt{\beta^2 + 4\theta_E^2}} + \frac{\sqrt{\beta^2 + 4\theta_E^2}}{\beta} \pm 2 \right]. \quad (7.17)$$

因此离 L 较远的像 θ_+ 总是比源亮;它也在切向伸长。较近的像 θ_- 比较暗,除非 $\beta^2 < (3 - 2\sqrt{2})\theta_E^2/\sqrt{2}$ 或 $\beta \leq 0.348\theta_E$ 。这一点当透镜是星系或星系团这类延展系统时也成立:至少有一个像比没有透镜时的源亮。

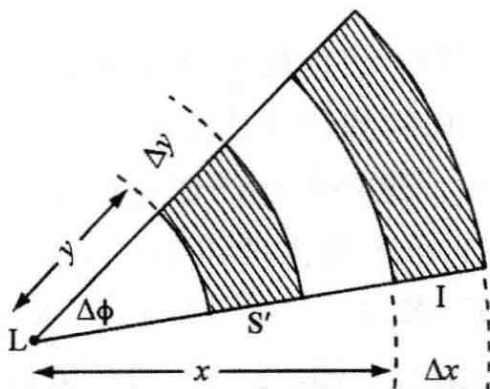


图 7.15 像被引力透镜放大

问题 7.14 从式(7.17)证明, $A_+ + A_- > A(\text{源})$: 两个像合起来到达我们的光,要比透镜不存在时我们从源 S 收到的多。当 $\beta = \theta_E$ 时证明这个增加大约为 40%,而当 $\beta \approx 0.7\theta_E$ 时总亮度翻倍。

问题 7.15 证明,如果到源的距离 d_s 固定,那么当透镜在源和观测者的中途: $d_s = 2 d_{\text{Lens}}$ 时,爱因斯坦半径内的面积 $\pi\theta_E^2 d_{\text{Lens}}^2$ 最大。如果可能起透镜作用的天体在空间均匀分布,大约在源和观测者之间一半路程处的透镜最有可能使源强烈地增亮。

7.4.2 星系和星系团的透镜效应

当透镜是整个星系或星系团时,我们可以将它看作质点的集合。

为了定义透镜势 ψ_L , 我们首先将式(7.13)重写:

$$\alpha(b) \equiv \frac{d\psi_L}{db}, \text{ 式中 } \psi_L = \frac{4G}{c^2} M \ln b. \quad (7.18)$$

然后我们可以将透镜内所有质量的效应求和来计算偏折。如果无论同我们的距离 d_{Lens} 相比, 还是同光源的距离 d_{LS} 相比, 透镜都是紧凑的, 则偏折只依赖于透镜的面密度 $\Sigma(\mathbf{x})$ 。一般我们必须用矢量 b 来指定光线同星系团中心的最近距离; 对星系团积分得到偏折矢量 α :

$$\alpha(\mathbf{b}) \equiv \nabla \psi_L(\mathbf{b}), \text{ 式中 } \psi_L(\mathbf{b}) = \frac{4G}{c^2} \int \Sigma(\mathbf{b}') \ln |\mathbf{b} - \mathbf{b}'| dS'. \quad (7.19)$$

这在形式上非常类似于表达引力势 $\Phi(\mathbf{x})$ 的式(3.4), 但积分现在是 2 维的, 而且对数项代替了 $1/|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|$ 。

一般我们必须从 $\Sigma(\mathbf{b})$ 给出的物质分布用计算机来计算 $\psi_L(\mathbf{b})$ 。但假设透镜星系或星系团是轴对称的, 所以面密度只依赖于离中心的投影距离 R 。我们可以证明, 在半径 b 经过的光线的偏折只依赖于投影在该圆内的质量 $M(<b)$:

$$\alpha(b) = \frac{4G}{bc^2} \int_0^b \Sigma(R) 2\pi R dR = \frac{4G}{c^2} \frac{M(<b)}{b}. \quad (7.20)$$

为了证明这一点, 我们采用在 3.1 节中证明如下定理的论证。该定理是: 与一个球体距离 r 处的引力和半径小于 r 的所有物质集中在球心时相同。相信我们论断的读者可以跳到应用这个结果的式(7.24)以后。

首先我们证明, 经过一个均匀圆环的光线根本不偏折。在图 7.16 中, 通过点 S 的光线分别被环在 A 和 B 处落入圆锥内的部分拉向相反方向。三角形 AOB 的两个边 AO 和 BO 相等; 所以线段 AB 同 A 点的法线 OA 之间的角 OAB 等于 B 点的角 OBA 。因此处于窄锥内的两段弧长(和质量)比为 SA/SB 。因为偏折同到 S 的距离成反比, A 和 B 处的物质产生的偏折大小相等方向相反, 彼此抵消掉了。所以光线不发生偏折; 透镜势 ψ_L 在环内必须是常数。计算中心的 ψ_L 最容易, 对于一个质量为 M 半径为 a 的环,

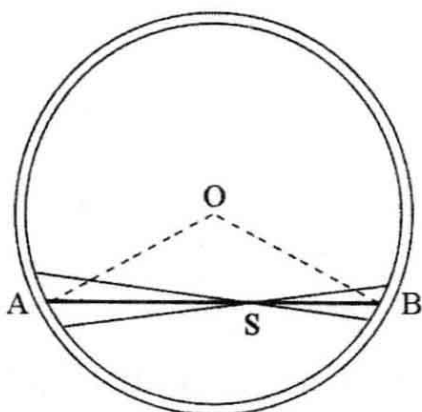


图 7.16 光被均匀密度圆环的引力偏折

$$\psi_L(R < a) = \frac{4G \mathcal{M}}{c^2} \ln a. \quad (7.21)$$

下面我们必须证明,从环外经过的光线受到的偏折方式与质点放在其中心时相同。我们用图 7.17 来证明,离一个均匀质量环 \mathcal{M} 中心距离 $R > a$ 点 P 处的透镜势 $\psi_L(P)$,与具有同样质量但半径为 R 的环内部的势 $\psi'_L(P')$ 相同。在左边的图中, Q' 周围弧 $\Delta\theta$ 内的质量对 P 点的势贡献一个量:

$$\Delta\psi_L(P) = \frac{4G}{c^2} \frac{\mathcal{M} \Delta\theta}{2\pi} \ln |\mathbf{x}(P) - \mathbf{x}(Q')| \quad (7.22)$$

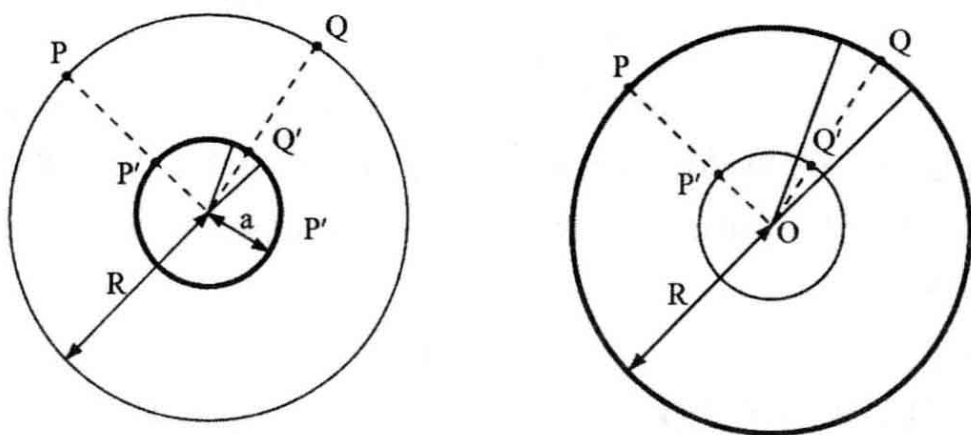


图 7.17 在均匀密度圆环外经过的光的偏折

从右边的图中, Q 处同一楔内的质量给 P' 处的透镜势贡献一个量:

$$\Delta\psi'_L(P') = \frac{4G}{c^2} \frac{\mathcal{M} \Delta\theta}{2\pi} \ln |\mathbf{x}(P') - \mathbf{x}(Q)|. \quad (7.23)$$

但 $PQ' = P'Q$, 所以这两个量相等; 对整个环积分得,

$$\psi_L(P) = \psi'_L(P') = \frac{4G\mathcal{M}}{c^2} \ln R. \quad (7.24)$$

对于在半径 R 的环外经过的光, 偏折角与所有质量集中于中心时相同。所以我们得到式(7.20): 如果透镜是轴对称的, 光线偏折就好像投影在该半径里面的所有物质完全在中心一样。

我们可以如图 7.14 中那样, 用式(7.20)求出一个轴对称的星系团如何偏折它后面一个遥远星系的光。如果星系团不存在, 我们可以在 S' 看见星系, 与团方向 OL 夹角 β 。而我们看见它的像 I 与 OL 夹角 θ 。式 7.14 现在改写为:

$$\theta - \beta = \alpha(\theta) \frac{d_{LS}}{d_S} = \frac{1}{\theta} \cdot \frac{4G\mathcal{M}()}{c^2} \frac{d_{LS}}{d_{\text{Lens}}d_S}. \quad (7.25)$$

回忆 $b = \theta d_{\text{Lens}}$, 我们可以利用透镜的临界密度 Σ_{crit} 将上式重新写为:

$$\beta = \theta \left[1 - \frac{1}{\Sigma_{\text{crit}}} \frac{\mathcal{M}()}{\pi b^2} \right], \quad \text{式中 } \Sigma_{\text{crit}} \equiv \frac{c^2}{4\pi G} \frac{d_S}{d_{\text{Lens}}d_{LS}}. \quad (7.26)$$

量 $\mathcal{M}()/(\pi b^2)$ 正好是半径 b 内的平均面密度; 通常面密度 $\Sigma(R)$ 从中心的峰值下降, 所以这个平均值也会下降。如果中心面密度超过 Σ_{crit} , 则源的像在 $\beta=0$, 严格与星系团中心在一直线上, 它将是一个细而圆的爱因斯坦环, 角尺度 $\theta_E = b_E/d_{\text{Lens}}$, 这里 b_E 是平均密度降到临界值处的半径:

$$\frac{\mathcal{M}(<b_E>)}{\pi b_E^2} = \Sigma_{\text{crit}}. \quad (7.27)$$

如果中心面密度小于 Σ_{crit} , 则星系团不可能产生它后面任何源的多重像; 看不见环。

问题 7.16 证明, 当透镜天体是一个质点时, 式(7.27)和式(7.14)对爱因斯坦环 θ_E 给出同样的结果。

问题 7.17 如果距离 d_{Lens} 处的一个透镜使一个远得多的星系的光偏折, 以至 d_S 和 $d_{LS} \gg d_{\text{Lens}}$, 证明临界密度为:

$$\Sigma_{\text{crit}} \approx 2 \times 10^4 \left(\frac{100 \text{Mpc}}{d_{\text{Lens}}} \right) \mathcal{M}_{\odot} \text{pc}^{-2}, \quad (7.28)$$

投影在中心角 θ_E 内的质量为

$$\mathcal{M}(< \theta_E) \approx \left(\frac{d_{\text{Lens}}}{100 \text{Mpc}} \right) \left(\frac{\theta_E}{1''} \right)^2 10^{10} \mathcal{M}_{\odot}. \quad (7.29)$$

用问题 6.3 和 6.6 的结果证明,在 cD 星系 NGC 1399 中我们大致有 $6 \times 10^4 \mathcal{M}_{\odot} \text{pc}^{-2}$ 。在室女座星系团中心,我们看到 $0.5 L_{\odot} \text{pc}^{-2}$, 这对 $\mathcal{M}/L \sim 150$ 相应于 $< 100 \mathcal{M}_{\odot} \text{pc}^{-2}$ 。我们预期可以看到个别亮星系周围的透镜光弧,但像 Abell 383 那样有巨型光弧的星系团比室女团质量大得多,并且通常在 $d_{\text{Lens}} > 1 \text{Gpc}$ 。

310 **问题 7.18** “爱因斯坦十字”是红移 $z = 1.695$ 处一个类星体的一组 5 重像,该类星体的光穿过一个在 $z = 0.039$ 的旋涡星系 2237+0305。证明, $d_{\text{Lens}} \approx 120 h^{-1} \text{Mpc}$, 并且因为 $d_s \ll d_{\text{Lens}}$, $\Sigma_{\text{crit}} \approx 1.4 \times 10^4 h \mathcal{M}_{\odot} \text{pc}^{-2}$ 。四个像靠近一半径为 $0.9''$ 的圆:取这为 θ_E 值,证明 $b_E \approx 0.5 h^{-1} \text{kpc}$, 并且 $\mathcal{M}(< b_E) \approx 10^4 h^{-1} \mathcal{M}_{\odot}$, 这近似于亮星系的中心。

问题 7.19 对于式(2.19)的“暗晕”势,证明:

$$\Sigma(R) = \frac{V_H^2}{4G} \frac{1}{\sqrt{R^2 + a_H^2}}, \text{ 所以}$$

$$\mathcal{M}(< b) = \frac{a_H V_H^2}{G} \frac{\pi}{2} \left[\sqrt{1 + (b/a_H)^2} - 1 \right]. \quad (7.30)$$

用式(7.20)证明,若 d_s 和 $d_{\text{LS}} \gg d_{\text{Lens}}$, 离中心足够远经过以至 $b \gg a_H$ 的光线偏折角为:

$$\alpha \approx \frac{2\pi V_H^2}{c^2} \text{ 弧度, 或 } 5'' \times \left(\frac{V_H}{600 \text{km s}^{-1}} \right)^2. \quad (7.31)$$

在星系团正后面 $\beta = 0$ 的遥远源将显得是一个半径 $\theta_E \approx \alpha$ 的环。图 7.13 显示 Abell 383 有一个离中心 $16''$ 的大切向弧,相当于 $V_H \approx 1800 \text{km s}^{-1}$ 。这个势中圆轨道上粒子的动能是多少? 这对应于什么位力温度? 证明这与观测到的 X 射线温度 $T \approx 6 \times 10^7 \text{K}$ 相似。

问题 7.20 证明,对于问题 3.2 中的 Plummer 球,

$$\mathcal{M}(< b) = \frac{\mathcal{M} b^2}{a_p^2 + b^2}. \quad (7.32)$$

在既观测到透镜光弧也观测到热气体 X 射线发射的星系团中, 我们可以比较用两种方法估计的质量。式(7.29)显示, 为了解释在非常远的星系团中半径数十角秒的光弧, 我们需要的质量超过 $10^{14} M_{\odot}$ 。为了说明光弧位置所需要的质量与 X 射线观测得出的结果符合得很好。不符合最常见于块状星系团, 那里星系团块仍在落入可能加热团内气体, 或者那里有两个团块彼此互为前后。

各个像的光通过不同路程到达我们这里, 一起离开光源的光线并不同时到达。强烈弯曲的光线必须走得更远, 在深引力势中时间过得较慢。如果一个中心聚集的星系对遥远的类星体产生透镜作用, 光线最快到达离中心最远的像: 那些光线受到的偏折最小, 而且在势的深处花的时间较少。通过观测有光变的类星体(故不同的像依次变亮)已经测出时间延迟。

311

像的位置和形状告诉我们, 透镜星系或星系团内的质量是如何分布的。图 7.18 显示, 我们如何能够用式(7.26)求得式(7.30)和式(7.32)的简单星系团模型中像的位置。星系团正后面的源的像是在 $\theta=0$ 的点, 和半径为 θ_E 的环, 在那里曲线 $\beta(\theta)$ 穿过轴 $\beta=0$ 。靠近中心的天体形成 3 个像: 一个在星系团同侧, 两个在对侧。离中心最近的像是倒的, 因为 $d\theta/d\beta < 0$ 。当让源离 OS 轴更远时, 离中心最近的两个像运动到一起: 随着 $d\beta/d\theta \rightarrow 0$, 在 $\beta=\beta_r$, 它们合并然后消失。更远的源只产生一个像。奇数像定理保证, 如果透镜处处面密度有限, 则一个源产生奇数个像。

如果星系几乎在星系团中心后面, β 很小, 式(7.17)告诉我们, 它的像可能被高度放大所以非常亮。其中两个在称为切向临界曲线的圆 $\theta=\theta_E$ 附近形成光弧。如果星系团不是严格的圆形, 这些弧每个都可以裂为许多分开的像。 $\theta \approx 0$ 的中心附近的像总是暗弱的。

当源正好在半径 β_r 里面时, 有 $d\beta/d\theta \rightarrow 0$, 式(7.17)告诉我们, 像再次变得极亮。因为现在像是径向延展的, $\beta=\beta_r$ 称为径向焦散曲线。图 7.18 显示, 这些亮条必须处于爱因斯坦半径里面的一个圆

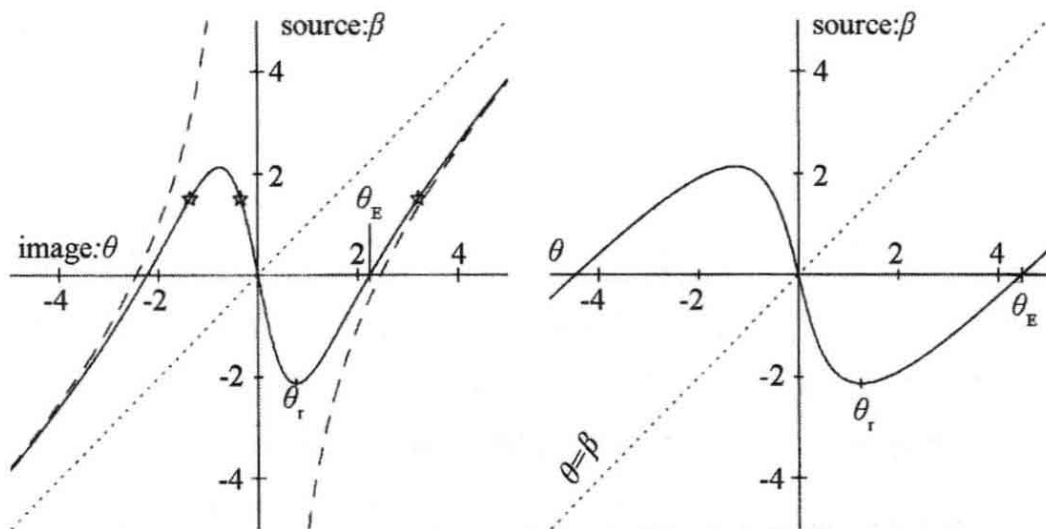


图 7.18 被透镜星系及其像的位置。左图,对于 $\Sigma(0) = 6 \Sigma_{\text{crit}}$ 的 Plummer 球(实线);角以 a_P / d_{Lens} 为单位。远离中心经过的光线偏折方式与相等的质点(长画线)几乎相同:星符表示源的像在 $\beta = 1.5$ 。右图,对于“暗晕”势;角以 a_H / d_{Lens} 为单位。大半径处质量较多时,曲线趋向点线 $\theta = \beta$ (不偏折)要慢得多

312 上,在 $\theta = \theta_r$ 处;这称为径向临界曲线。在图的左边,星系团具有 Plummer 球的密度,且 $\theta_E = \sqrt{5} a_P / d_{\text{Lens}}$ 。图的右边显示了具有(2.19)式的暗晕势的星系团的临界点。爱因斯坦半径 θ_E 同 θ_r 之比大于 Plummer 模型,因为它的质量向中心聚集的程度较小。

问题 7.21 对于 Plummer 模型证明,面密度(3.1 式)在核半径 $r_c = 0.644 a_P$ 降到其中心值的一半。对于问题 7.19 的“暗晕”势 r_c 是多少?取中心密度为 $2 \Sigma_{\text{crit}}$, $4 \Sigma_{\text{crit}}$, 和 $10 \Sigma_{\text{crit}}$, 求 Plummer 模型的爱因斯坦半径 θ_E (以 r_c / d_{Lens} 为单位)。现在对于暗晕重做一遍。(对于范围很宽的中心密度,和许多类星系团的势, $d_{\text{Lens}} \theta_E$ 是核半径的几倍。)

问题 7.22 在图 7.13 的星系团 Abell 383 中,一段径向弧处于离中心 $2'' \approx \theta_r$ 处。图 7.13 的大切向弧在 $16'' \approx \theta_E$ 。求 d_{Lens} , 假设 $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ (如果你已经读过 8.3 节:用角尺度距离 d_A 和标准宇宙学模型)。证明 $d_{\text{Lens}} \theta_E \sim 50 \text{ kpc}$; 团的核半径 r_c 将小许多。从式(7.29)证明,投影在切向弧内的质量是 $M(< \theta_E) \sim 2 \times 10^{13} M_{\odot}$ 。

θ_E 内的光度相应于 $L_V \sim 4 \times 10^{11} L_\odot$, 所以 $M/L \sim 50$ 。(将径向和切向弧都置于观测位置处的模型有 $r_c \approx 40$ kpc; 在 X 射线发射气体中, 核要大两倍。)

7.4.3 弱引力透镜

当星系处于一个星系团的后面, 但完全在其爱因斯坦半径之外时, 它们的像被微弱放大并在切向稍稍伸长。图 7.15 显示一个圆星系的像为何是个椭圆, 具有切向和径向轴比 $x/y: \Delta x/\Delta y$ 或 $|d\beta/d\theta|: |\beta/\theta|$ 。剪切 γ 量度像在这两个方向被压缩量的差。对于处在离团心距离 $b \gg \theta_E d_{\text{Lens}}$ 的像, 我们有:

$$\gamma \equiv \frac{1}{2} \left(\frac{d\beta}{d\theta} - \frac{\beta}{\theta} \right) = \frac{\bar{\Sigma}(<b) - \Sigma(b)}{\Sigma_{\text{crit}}}. \quad (7.33)$$

式中 $\bar{\Sigma}(<b) = M(<b)/(\pi b^2)$ 是投影在半径 b 内物质的平均面密度, $\Sigma(b)$ 是该半径处的面密度。

问题 7.23 从式(7.26)推导式(7.33)。为什么我们必须规定 $\theta \gg \theta_E$? 证明, 若面亮度 $\Sigma(R)$ 是常数, 则我们有 $\theta \propto \beta$ 。用图 7.15 解释为什么圆星系的像是圆的: 剪切为零。这种质量-片层简并意味着, 我们总可以给模型星系团增加均匀的物质片层而不改变像的形状。

我们可以通过测量已被微弱畸变的许多背景星系的平均形状来估计剪切, 从而得到星系团外部的质量分布。结果通常与我们从热气体求得的一致。但是, 对于某些星系团, 弱透镜表明有较大的质量。这些质量可能是合成起来的, 一个团在另一个团后面。有些遥远的星系团甚至是只凭其弱透镜特征发现的。

弱透镜也被用来研究个别亮星系的晕。为此, 我们测量天球上处于近邻透镜系统之旁的更远星系的平均形状, 然后将这些结果对许多透镜星系做平均。新近的研究显示, 典型的亮椭圆星系或 S0 星系 ($L \sim L_*$) 的暗晕延展到至少 200 kpc 并有质量 $\geq 10^{12} h^{-1} M_\odot$; 所以质光比 $M/L > 50$ 太阳单位。所以暗晕比我们通过测量盘星系外部旋转所能显示的更大更重。对于给定的暗晕质量来说, 仍在形成恒星的蓝星系更亮。如星系的恒星本体一样, 晕显得有点非球形和畸变。

星系群和星系团彼此分界并不像星系本身那样清楚：我们将在下一章看到，它们如何通过亮星系组成的壁和纤维连接起来。弱透镜容许我们测定暗物质在这种结构中是如何分布的，但计算要复杂得多。远源的光在经过这些大结构走向我们的路程中会受到多次偏折，所以我们不能采用(7.19)式的近似，即认为所有的偏折都发生在一个透镜距离 d_{Lens} 处。作为替代，我们必须用计算机来计算它。

延伸阅读：引力透镜的详细陈述见 P. Schneider, J. Ehlers, and E. E. Falco, 1992, *Gravitational Lenses* (Springer, New York), 这是一本高级教材。通俗的著作是 N. Cohen, 1989, *Gravity's Lens: Views of the New Cosmology* (Wiley, New York)。

第 8 章 星系的大尺度分布

314

自 20 世纪 80 年代初以来,多天体摄谱仪、CCD 探测器以及某些专用望远镜已经允许我们大规模生产星系红移。这些大规模巡天揭示出宇宙中发光物质的非常惊人的图景。许多天文学家曾经想象大致球形的星系团飘浮在随机散布的场星系中间,就像汤中的肉丸那样。而事实上,他们看到的是星系集中在一些巨壁和长条里,这些巨壁和长条包围着显得空无一物的巨洞。星系的分布可以同满盆泡沫中包围着气泡的肥皂水壁比较;线状的纤维显得是连接不同肥皂泡壁的地方,而三个以上的泡壁则彼此结合成富星系团。更准确地比喻是海绵;巨洞被壁中的低密度“空穴”连接起来。有时我们认为这些纤维是在形成宇宙网络。

对于我们银河系盘中像太阳一样的恒星,发现它形成之地的任务基本上没有希望,因为它已经绕着星系转了许多圈,对其诞生地的记忆多半都失去了。但是我们在本章中讨论的大尺度结构仍然在建造中,现在质量集中的区域揭示了宇宙早期较密物质的储藏地。星系群和星系团的本动,即它们相对于均匀膨胀宇宙的速度,是朝质量较大集中地下落的运动。所以理解我们今天看到的大尺度结构的问题,变成了解释早期宇宙中密度微小变化的问题。

我们首先在 8.1 节中普查我们周围的星系,描绘其局地分布和延伸数百兆秒差距的较大结构。随后的各节讨论我们膨胀宇宙(观测到的海绵结构就在其中增长)的历史,以及膨胀和大尺度结构如何影响我们对星系的观测。在 8.4 节,我们讨论宇宙微波背景中的涨落,以及它们所提供的有关初始不规则性的信息,我们今天观测到的星系可能就是由这种不规则性产生的。我们将看到如何用星系观测到的本动来估计有多少物质存在。最后一节探讨像星系这样的致密系统怎样从这些微小的初始不规则性发展出来。

316

延伸阅读: B. Ryden, 2003, *Introduction to Cosmology* (Addi-

son Wesley, San Francisco, USA) and A. Liddle, 2003, *An Introduction to Modern Cosmology*, 2nd edition (John Wiley & Sons, Chichester, UK) 是水平与本书相当的本科教材。有关的研究生教材, 见 M. S. Longair, 1998, *Galaxy Formation* (Springer, Berlin) and T. Padmanabhan, 1993, *Structure Formation in the Universe* (Cambridge University Press, Cambridge, UK)。

8.1 今天的大尺度结构

当我们注视天空时, 星系在空间并非均匀分布是显而易见的。图 8.1 显示了差不多 15000 个亮星系在天球上的位置, 数据取自根据光学照相编纂的 3 个不同星表。在 $b=0$ 的银河系盘平面附近看到的星系非常少, 这个区域有时称为**隐带**。这个术语不好: 中性氢 21 cm 线和远红外巡天显示, 星系的确存在, 但它们的可见光被银河系盘中的尘埃遮挡了。图上致密的区域标出了富星系团: 室女团接近北银极 ($b=90^\circ$)。在局地巨洞(从 $l = 40^\circ$, $b = -20^\circ$ 延伸到 $l = 0^\circ$, $b = 30^\circ$) 中很少看到星系。

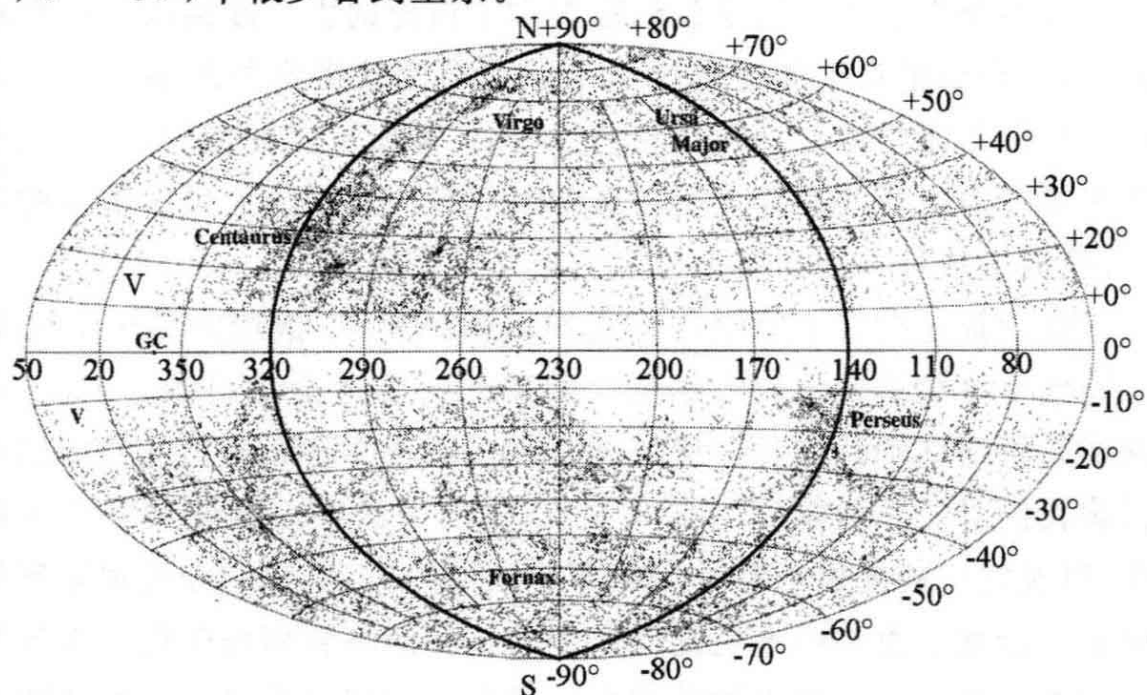


图 8.1 14650 个亮星系在银道坐标中的位置(银经 l 和银纬 b)。许多都处在超星系道面内, 近似沿着大圆 $l = 140^\circ$ 和 $l = 320^\circ$ (粗实线); V 表示局地巨洞。靠近银河系盘(平面 $b=0$) 的星系被尘埃遮挡了 (T. Kolatt and O. Lahav)

星系团本身在天球上分布并不均匀:约 100Mpc 以内的星系团大致形成一个椭球体,与银河系的盘差不多垂直。它的中平面,即超星系道面,在北银半球($b > 0$)非常确定,但在南边却变得相当不齐。极或超星系道面的 Z 轴指向 $l = 47.4^\circ$, $b = 6.3^\circ$ 。我们在银道面中取超星系 X 轴方向指向 $l = 137.3^\circ$, $b = 0$,而 Y 轴接近指向北银极 $b = 90^\circ$,所以 $Y \approx 0$ 沿着隐带。超星系道面接近通过银经 $l = 140^\circ$ 和 $l = 320^\circ$ 的大圆,如图 8.1 中的粗实线所示。它穿过图 5.6 和 5.8 中的大熊座星系群,以及 7.2 节中描述过的 4 个近邻星系团;室女团在赤经 $\alpha = 12^h$,赤纬 $\delta = 12^\circ$;英仙团在 $\alpha = 4^h$, $\delta = -35^\circ$;后发团在 $\alpha = 13^h$, $\delta = 28^\circ$,几乎在北银极。

图 8.2 显示了 20 Mpc 以内椭圆星系的位置,示踪出室女团和天炉团。到这些星系的距离已经通过分析面亮度涨落求得。尽管它们离我们太远,无法区别个别亮星,但落到像上任何一平方秒差距内的恒星数目 N 却有某种随机变化。所以任何方格的面亮度围绕某个平均值涨落。星系越近,每个方格中的恒星就越少,邻近方格之间的涨落就越强:当 N 很大时,相对变化正比于 $1/\sqrt{N}$ 。所以,如果我们测量了两个星系(我们知道那里发出大部分光的亮星的相对光度)中面亮度的涨落,我们就可以求得它们的相对距离。

317

这种方法只有对其中恒星至少老到 3—5Gyr 的相当近邻的星系才有效。在这种星系中,几乎所有的光都来自靠近红巨星支顶部的恒星。正如我们在 1.1 节中指出的那样,对低于约 $2 M_\odot$ 的所有恒星,它们的光度都几乎相同。这些恒星足够老,以至围绕中心转了许多圈,所以它们在星系中的分布相当平滑。观测通常在 8000\AA 附近的 I 波段,或 $2.2\mu\text{m}$ 的 K 波段进行,以减小年轻蓝星的贡献。这种方法对旋涡星系失效,因为它们最亮的恒星比较年轻:它们是红超巨星或中等质量恒星的晚期阶段,它们的光度依赖于恒星的质量,从而依赖于星族的平均年龄。因为该平均值在星系的面上变化,所以那些亮星的光度也是如此。此外亮星寿命太短,故不能远离它们从中形成的星协。同较老恒星数目的随机变化相比,它们的块状分布造成的星系面亮度涨落要强得多。

318

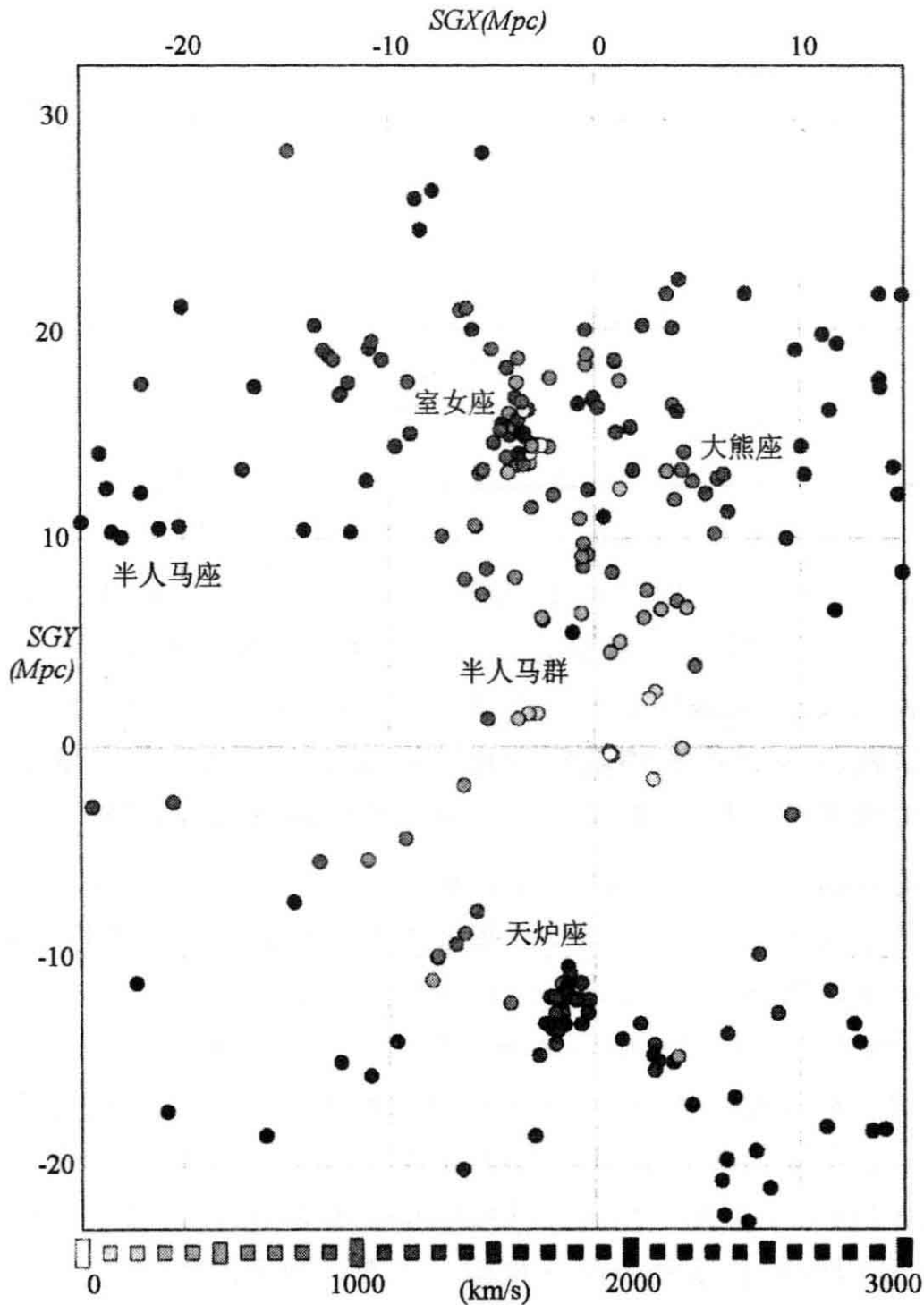


图 8.2 超星系道 X-Y 平面上近邻椭圆星系的位置; 原点是银河系。灰度表示退行速度 V_r (J. Tonry)

在图 8.2 中, 我们看到室女团大约有 16Mpc 远。它显得是由分离的两个片组成的, 这两个片并不与我们在 7.2 节中讨论的星系 M87 和 M49 周围的两个速度团块严格重合。这里, 团北部的星系

(在 M49 附近)主要处于较近的群中,而南部的星系(在 M86 附近)则较远;M87 处于两个团块之间。天炉团(在 $Y < 0$ 的南超星系球)距离与室女团大约相同。这些团都是较大星系复合体的一部分。因为星系群含有较少的椭圆星系,它们在这个图上没有充分显示出来。本星系群只由 M31 的椭圆和矮椭圆伴星系表示为原点处的交迭圆圈。

问题 8.1 在 4.5 节中我们看到,银河系和 M31 的运动表明本星系群的质量超过 $3 \times 10^{12} M_{\odot}$: 取其半径为 1 Mpc, 它的平均密度是多少? 证明这只是(1.30)式定义的临界密度 ρ_{crit} 的约 $3h^{-2}$ 倍(本星系群只是刚刚重到足以自身塌缩)。

问题 8.2 (3.23)式的自由下落时间 $t_{\text{ff}} = 1/\sqrt{G\rho}$ 提供了一个星系或星系团增长到密度 ρ 所需时间的粗略估计。在问题 4.7 中我们看到,对银河系来说,在太阳轨道以内平均密度为 $10^5 \rho_{\text{crit}}$, 这个最小时间是 $\sim 3 \times 10^8$ 年或 $0.03 \times t_{\text{H}}$ (1.28 式给出的膨胀年龄)。证明,密度为 $200 \rho_{\text{crit}}$ 的星系团刚刚能在宇宙年龄内塌缩。这个密度将本群这样仍在塌缩的结构同那些可能已经达到平衡者区分开来。

为了探索更远的天区,我们采用取自 2dF 巡天的一种“楔形图”(如图 8.3),该巡天测量天空中两个大切片内星系的红移。如果忽略本动,(1.27)式告诉我们,退行速度 $V_r \approx cz \approx H_0 d$, 式中 H_0 是哈勃常数;红移大约正比于从每个楔形顶部处我们所在位置起算的星系距离 d 。所以这个图给我们绘制了一幅稍许畸变的直到 $600h^{-1}$ Mpc 的天区像。

图 8.3 中星系的 3 维分布比图 8.1 有更为明显的结构。我们看到宇宙网致密的线状特征、网壁和弦状纤维;在它们的交界处有富星系团复合体。在纤维之间我们发现一些几乎没有亮星系的区域:这些“巨洞”典型的尺度 $\geq 50 h^{-1}$ Mpc。 $z=0.15$ 之外星系似乎变稀,因为我们只对超过给定视亮度的天体测量了红移。图 8.4 显示,在大距离处只包含最稀疏最明亮的星系。当搜寻天空中的立体角 Ω 时,距离 d 和 $d+\Delta d$ 之间的体积 $\Delta V = \Omega d^2 \Delta d$ 将随 d 迅速增加。因此我

319

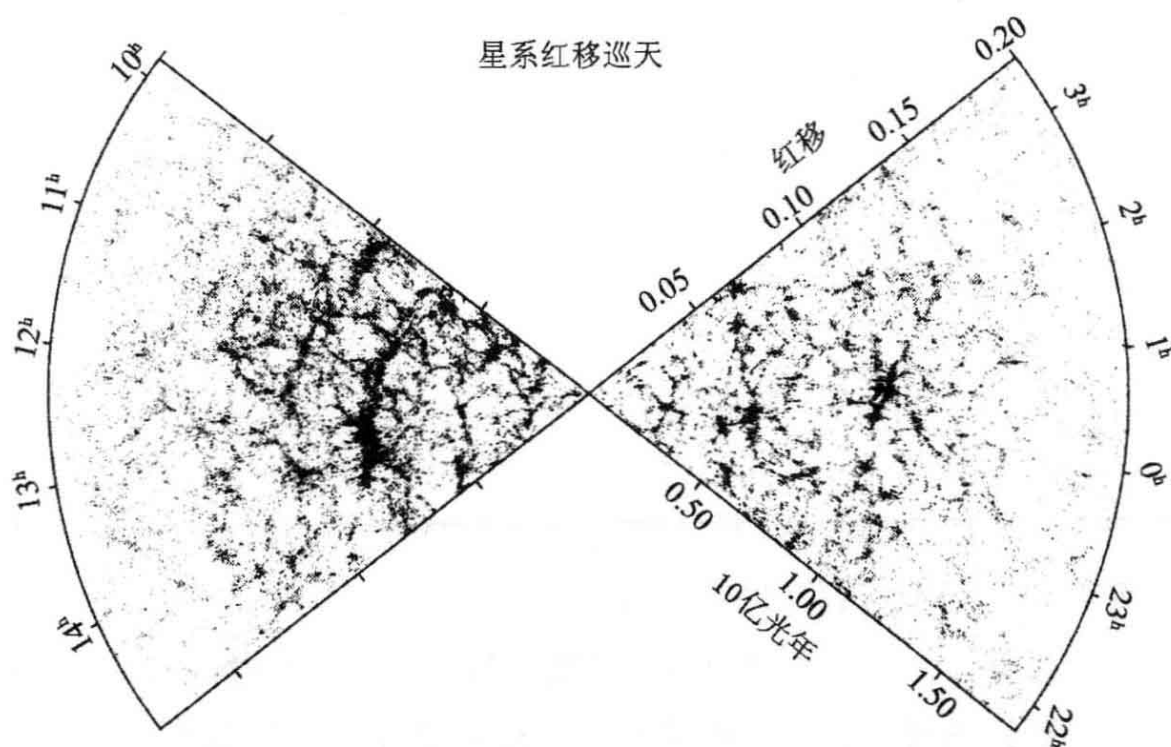


图 8.3 来自英澳 4 米望远镜 2dF 巡天的 93170 个星系的“楔形图”，切片 $-4^\circ < \delta < 2^\circ$ 在北(左图)， $-32^\circ < \delta < -28^\circ$ 在南(右图)(M. Colless et al. 2001 MNRAS 328, 1039)

们在近处看到的星系很少；多数已测量的天体都超过 25000 km s^{-1} 。

问题 8.3 本星系群相对于宇宙微波背景的速度为 600 km s^{-1} 。证明，以这个速度，一个星系平均要花 $\sim 40 h^{-1} \text{ Gyr}$ 才能从一个典型巨洞的中心走到边缘。从巨洞中移走物质的任何过程必须发生得非常早，那时宇宙要致密得多。

320

在图 8.3 和 8.4 中，网壁看来要比巨洞区域密几倍。但忽略本动夸张了它们的狭窄和明晰程度；如果我们可以画出星系的真实距离，它们看起来就不会那么明显了。在网壁和纤维内的额外质量吸引结构前方的近邻星系，把它们拉向它和远离我们。所以这些星系的视向速度增加到超越宇宙膨胀，使得我们高估它们的距离，把它们放到了离我们更远和离网壁更近处。反之，网壁后方的星系则被拉向我们，减小了它们的距离；这些星系看起来比它们的真实情况离我们较近、离壁也更近。实际上，这些壁只比局地平均密几倍。

成为对照的是，致密的星系团似乎朝观测者的方向拉长了。这

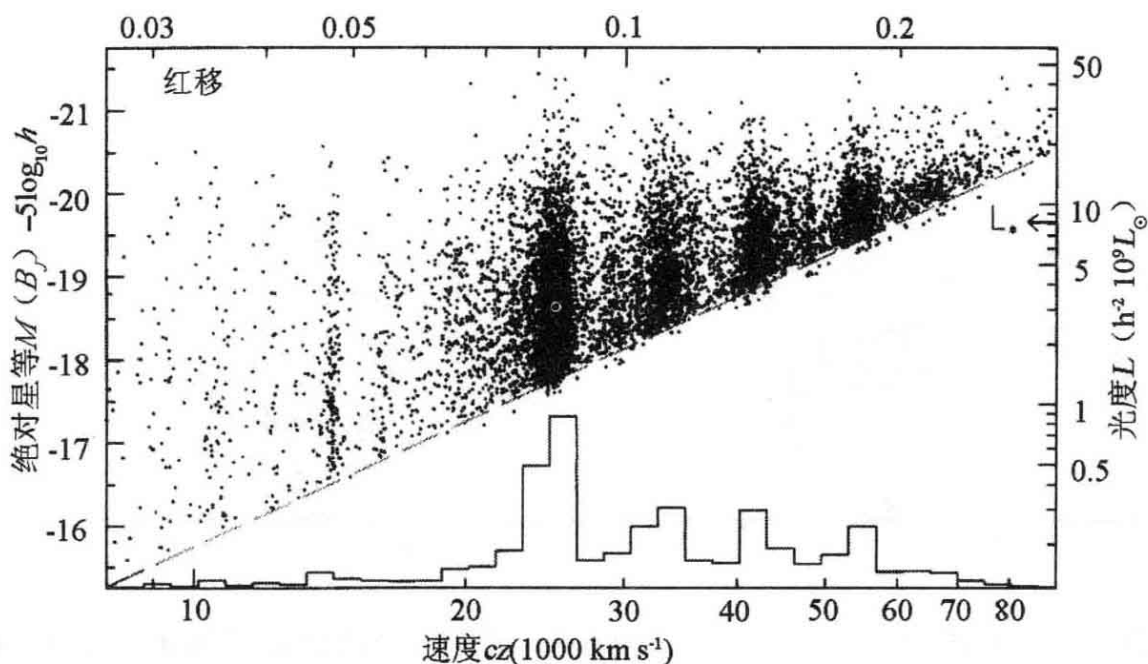


图 8.4 图 8.3 中 $13^{\text{h}}20^{\text{m}}$ 附近 8438 个星系的光度(绝对星等 B_J), 这里显示了每个红移间隔的数目。典型亮星系的光度 L_* 取自图 1.16; 视星等 $m(B_J) = 19.25$ 处的长画线表示巡天的近似极限

些星系团的核心已经完成了它们的塌缩, 星系在空间中更紧密地包在一起。它们以大到 1500 km s^{-1} 的速度彼此绕转, 所以从(1.27)式推断它们的距离可以有 $15 h^{-1} \text{ Mpc}$ 的随机误差。在楔形图中, 富星系团显得像一些指向观测者的致密“手指”。

问题 8.4 图 8.5 左部当中 $z = 0.12$ 和 $12^{\text{h}}30^{\text{m}}$ 附近的狭窄“手指”有多长? 证明这代表一个 $\sigma_r \approx 1500 \text{ km s}^{-1}$ 的大星系团。

图 8.5 左边的楔形图显示了光谱没有新近恒星形成特征的红星系, 右边的楔形图显示有年轻大质量恒星及其周围电离气体谱线特征的蓝星系。在图 8.4 中我们看到 $13^{\text{h}}20^{\text{m}}$ 附近 $z = 0.05, 0.08, 0.11$ 和 0.15 的星系团块。它们在图 8.5 左边的楔形图中相当清楚, 但在右边的楔形图中则弱得多。类似地, 在 12^{h} 和 $z = 0.08$ 处的巨洞在左边的楔形图中较空(为什么?)左边的星系是红的椭圆星系和 S0 星系, 而右边的是旋涡星系和不规则星系。正如我们在 7.2 节中看到的那样, 椭圆星系多分布于富星系团的核心, 那里旋涡星系很少。所以红星系成团要比右边的蓝星系强。星系是旋涡星系还是椭圆星系显然同它们被包得有多紧有关: 我们看到了形态—密度关系。

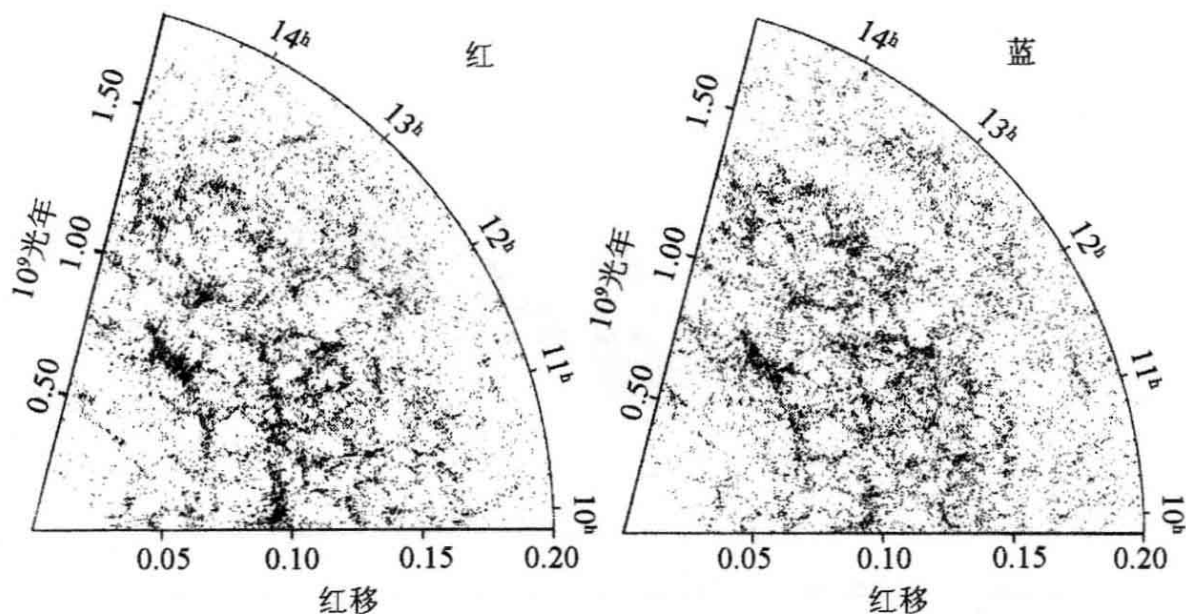


图 8.5 来自 2dF 巡天 $-32^\circ < \delta < -28^\circ$ 切片的光谱类似于椭圆星系的约 27000 个红星系 (左图), 和同样数目的恒星形成蓝星系 (右图)。它们都是 $-21 < M(B_J) < -19$ 的亮星系。椭圆星系和 S0 星系比类旋涡星系更强地成团

事实上, 我们不应该简单地谈“星系的分布”, 而是必须仔细地规定我们考察的是什么星系。我们绝不能看到一个给定体积内的所有星系; 我们的巡天总是受到选择待测星系方法的偏袒。例如, 如果我们挑选天空中足够大的天体, 使得它们看起来模糊从而显然不是恒星, 我们就将丢掉最致密的星系。通过探测中性氢气体的 21cm 射电辐射来发现星系的巡天, 将容易找到光学暗但富气的矮不规则星系的位置, 但却会失去通常缺乏 HI 气体的亮椭圆星系。问题 2.11 的 Mulmquist 偏袒存在于用视星等挑选的任何样本中。更为隐伏的祸害是偏袒随红移和视亮度变化的方式。即便描绘宇宙的发光物质也不是容易的任务。

322 8.1.1 星系成团的量度

描述星系成团趋势的一种方法是两点相关函数 $\xi(r)$ 。如果我们随机选择两个小体积 ΔV_1 和 ΔV_2 , 星系的平均空间密度是 n 每立方兆秒差距, 则在 ΔV_1 中找到一个星系的机会正好是 $n\Delta V_1$ 。如果星系倾向在一起成团, 则当两个区域之间的间隔 r_{12} 很小时, 在 ΔV_2 中也有一个星系的概率将较大。我们将在两个体积中找到一个特定

星系的联合概率写为：

$$\Delta P = n[1 + \xi(r_{12})] \Delta V_1 \Delta V_2; \quad (8.1)$$

如果在小 r 处 $\xi(r) > 0$, 则星系成团, 而如果 $\xi(r) < 0$, 则它们倾向于彼此避开。我们一般计算 $\xi(r)$ 的方法是, 从星系的红移估计其距离, 并对本动速度引起的畸变进行改正。在 $r \leq 10 h^{-1} \text{ Mpc}$ 的尺度上, 它近似取形式：

$$\xi(r) \approx (r/r_0)^{-\gamma}, \quad (8.2)$$

式中 $\gamma > 0$ 。当 $r < r_0$ (相关长度) 时, 在距离另一星系 r 以内找到一个星系的概率显著大于严格随机分布的情形。因为 $\xi(r)$ 表示与平均密度的偏离, 它必定随 r 的增加在某点变为负值。

图 8.6 显示了 2dF 巡天中星系的两点相关函数 $\xi(r)$ 。相关长度 $r_0 \approx 5 h^{-1} \text{ Mpc}$; 对于成团更强的椭圆星系为 $6 h^{-1} \text{ Mpc}$, 对于恒星形成星系则较小。在 r_0 附近斜率 $\gamma \approx 1.7$ 。对于 $r \geq 50 h^{-1} \text{ Mpc}$ (约为最大的壁或洞的尺度), $\xi(r)$ 围绕 0 振荡: 在较大的尺度上星系分布相当均匀。

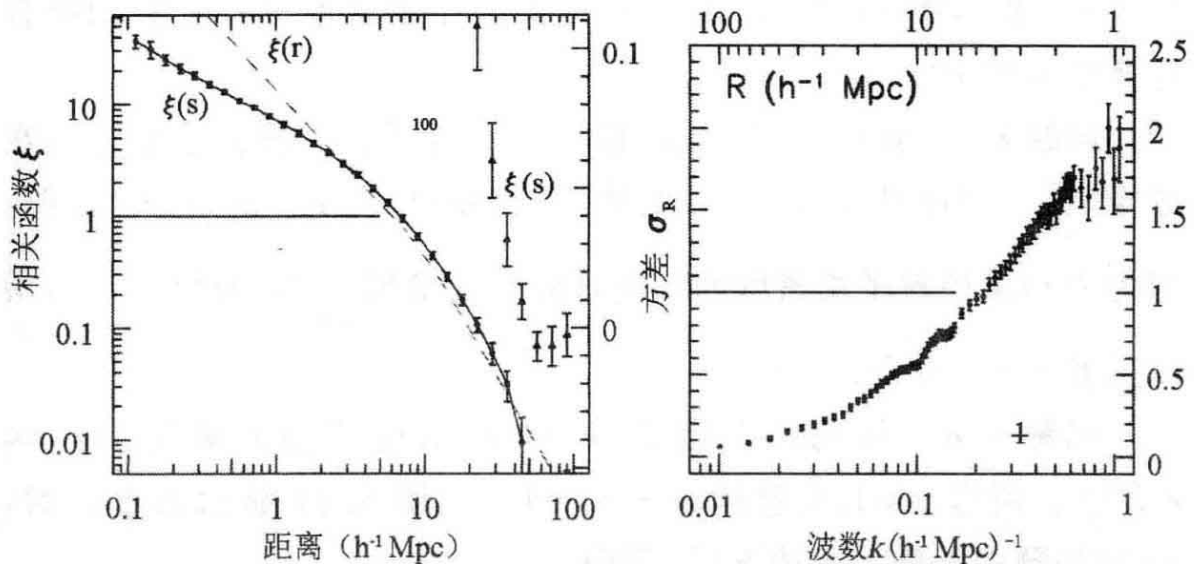


图 8.6 左图, 2dF 巡天中星系的两点相关函数 $\xi(s)$, 小间隔(圆圈, 左边的对数标度), 大间隔(三角, 右边的线性标度); 垂直棒表示不确定度。 $\xi(s)$ 是假设哈勃定律严格成立计算的: 在 $r \leq 1 \text{ Mpc}$ 的尺度上图 8.5 的“手指”减弱了 $\xi(s)$, 但落到壁上使得在 r_0 附近的尺度上成团显得较强。长画线显示改正这些效应后的 $\xi(r)$ 。右图, 8.4 式的方差 σ_R , 描述尺度 R 的区域之间平均密度如何变化 (S. Maddox and S. Cole)

遗憾的是,相关函数对于描述图 8.3 中 1 维的纤维或 2 维的网壁并不是非常有用。如果我们的体积 ΔV_1 处在这样一个结构内,则在 ΔV_2 中找到一个星系的概率只有当它也处于这个结构内时才会高。因为 $\xi(r)$ 是对 ΔV_2 的所有可能放置取平均,一旦间隔 r 超过网壁或纤维的厚度,它将不会升到零上方太远。我们可以通过定义 3 点和 4 点相关函数(它们给出找到具有特定间隔的星系数的联合概率)来尝试克服这个问题;但这不是非常令人满意。我们还没有一种好的统计方法来描述网壁和纤维的强度和普遍性。

$\xi(r)$ 的 Fourier 变换是功率谱 $P(k)$:

$$P(k) \equiv \int \xi(r) \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) d^3 \mathbf{r} = 4\pi \int_0^\infty \xi(r) \frac{\sin(kr)}{kr} r^2 dr, \quad (8.3)$$

所以小的 k 对应大的空间尺度。

323

因为 $\xi(r)$ 是无量纲的, $P(k)$ 有体积的量纲。对于 $|kr| < \pi$, 函数 $\sin(kr)/kr$ 为正, 并且随 kr 变大做减幅振荡; 所以非常粗略地说, 当 k^{-1} 接近使 $\xi(r)$ 降为零的半径时, $P(k)$ 将达到其最大值。在图 8.17 中, 我们将显示将 2 dF 星系巡天同宇宙微波背景观测相结合计算出来的 $P(k)$ 。

问题 8.5 证明(8.3)式的最后一个等式。一种方法是写出在球极坐标 r, θ, ϕ 中对于 $P(k)$ 的体积分, 并令 $\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} = kr \cos\theta$ 。证明, 因为 $\xi(r)$ 描述对平均密度的偏离, (8.1)式给出 $\int_0^\infty \xi(r) r^2 dr = 0$, 所以随着 $k \rightarrow 0$, 有 $P(k) \rightarrow 0$ 。

问题 8.6 证明功率谱 $P(k) \propto k^n$ 对应于相关函数 $\xi(r) \propto r^{-(3+n)}$ 。所以 $\gamma \approx 1.5$ 意味着 $n \approx -1.5$ 。图 8.17 显示当 k 大时, $P(k)$ 如预期那样大约按 $k^{-1.8}$ 下降。

描述星系分布非均匀性的另一种方法, 是问我们如何找到对平均密度的给定偏离。我们可以将位置 \mathbf{x} 的局地密度写成平均密度 $\bar{\rho}$ 的倍数, 即 $\rho(\mathbf{x}) = \bar{\rho}[1 + \delta(\mathbf{x})]$, 并令 δ_R 是相对偏离 $\delta(\mathbf{x})$ 在半径为 R 的球内的积分。当我们对所有这样的球取平均 $\langle \delta_R \rangle$ 时, 它必定是零。

324

其方差 $\sigma_R^2 = \langle \delta_R^2 \rangle$ 测量这个尺度上星系分布的成团度。我们可以将

它同 $k^3 P(k)$, 即刻画半径 k^{-1} Mpc 的体积内密度涨落的无量纲数联系起来。如果尺度 $k^{-1} \approx R$ 内的星系团块是相对于那些较大或较小者随机放置的(随机位相假设), 我们有:

$$\sigma_R^2 \approx \frac{k^3 P(k)}{2\pi^2} \equiv \Delta_k^2; \text{ 所以, 如果 } P(k) \propto k^n, \text{ 则 } \sigma_R \propto R^{-(n+3)/2}. \quad (8.4)$$

所以, 如果 $n > -3$, 则宇宙在小尺度上最为成团。

图 8.6 显示 2dF 星系的 σ_R (或 Δ_k)。它随 k 增加: 我们考虑的区域越小, 找到星系非常高密度的概率越大。我们常用尺度 $R = 8h^{-1}$ Mpc 上的平均涨落 σ_8 作为成团参数: 图 8.6 显示, $\sigma_8 \approx 0.9$ 。 $k \sim 0.1$ 处的起伏对应于影响宇宙背景辐射的“重子振荡”: 见 8.5 节。如果 $P(k) \propto k^n$ 和 $\sigma(\mathcal{M})$ 是包含质量 $\mathcal{M} \approx 4\pi R^3 \bar{\rho}/3$ 的一个区域内密度的方差, 那么, 因为 $\mathcal{M} \propto R^3$, 我们有 $\sigma(\mathcal{M}) \propto \mathcal{M}^{-(n+3)/6}$ 。结构发展的宇宙模型可以预言 $P(k)$; 我们将在 8.5 节回到这个课题。

问题 8.7 $\langle \Delta_k^2 \rangle^{1/2}$ 这个量给出了对尺度为 k^{-1} 的过密或弥散区中平均密度的预期相对偏离 $|\delta(\mathbf{x})|$ 。将 $\delta(\mathbf{x})$ 和 $\Phi(\mathbf{x})$ 写为 Fourier 变换并用 Poisson 方程(3.9)式证明, 这些团块和空洞产生引力势的涨落 $\Delta\Phi_k$, 这里 $k^2 |\Delta\Phi_k| \sim 4\pi G \bar{\rho} \langle \Delta_k^2 \rangle^{1/2}$ 。证明当 $P(k) \propto k$ (Harrison-Zel'dovich 谱) 时, $|\Delta\Phi_k|$ 不依赖于 k : 引力势的“涟漪”在所有空间尺度上相同。

在本节中我们已经看到, 在直到 $50h^{-1}$ Mpc 的尺度上, 星系今天的分布是非常块状和不均匀的。但宇宙微波背景的测量显示, 其温度在空间所有部分准确到十万分之几之内都相同。正如我们在 1.5 节看到的, 在 $z = z_{\text{rec}} \approx 1100$ 的复合时间之前, 宇宙基本上充满了电离气体。因为光不能穿越荷电粒子自由流动, 气体是不透明的, 并且像巨大的霓虹灯管一样发光。只是在复合之后宇宙才变得基本上中性和透明。因为宇宙背景辐射今天是平滑的, 我们知道物质和辐射那时的分布也非常平滑。我们今天结构很不均匀的星系宇宙如何能从这样均匀的开端产生呢? 为了理解可能发生什么情况, 我们必须看看大爆炸之后宇宙如何膨胀, 以及在其中如何形成星系的聚集。

325 8.2 均匀宇宙的膨胀

因为宇宙背景辐射高度一致,我们推断宇宙是各向同性的——它在所有方向都相同。我们相信在大尺度上宇宙也是均匀的——如果我们生活在其他星系,它看起来也几乎一样。于是数学告诉我们,在时刻 t 连接两点的路程长度 s 必定由下列表达式的积分给出:

$$\Delta s^2 = \mathcal{R}^2 \left(\frac{\Delta \sigma^2}{1 - k\sigma^2} + \sigma^2 \Delta \theta^2 + \sigma^2 \sin^2 \theta \Delta \phi^2 \right), \quad (8.5)$$

式中 σ, ϕ, θ 是弯曲空间中的球极坐标。原点 $\sigma=0$ 看起来像一个特殊的点,但事实上不是。正如经度线会聚的地极一样,这里的曲率也和别处相同,我们可以同样好地取任一点为 $\sigma=0$ 。常数 k 规定空间的曲率。对于 $k=1$,宇宙是闭合的,具有正曲率和有限的体积,类似于球面; \mathcal{R} 是曲率半径。如果 $k=-1$,我们有开放宇宙,一个体积无限的负弯曲空间,而 $k=0$ 描述类似的无界平坦空间。

在原点($\sigma \ll 1$)附近, Δs 的公式对所有的 k 值都几乎相同;在足够小的尺度上,曲率没有什么关系。如果我们考察一个小区域,角度、长度和体积之间的关系将同它们在平坦空间中一样。我们可以称(8.5)式的共动坐标 σ 为“面积半径”,因为在时刻 t 围绕原点的一个半径为 σ 的球的面积为:

$$A(\sigma, t) = 4\pi \mathcal{R}^2 \sigma^2, \quad (8.6)$$

问题 8.8 在普通 3 维空间中,用圆柱极坐标我们可以将两个邻近点 (R, θ, z) 和 $(R + \Delta R, \theta + \Delta \theta, z + \Delta z)$ 之间的距离写为 $\Delta s^2 = \Delta R^2 + R^2 \Delta \theta^2 + \Delta z^2$ 。方程 $R^2 + z^2 = \mathcal{R}^2$ 描述半径为 \mathcal{R} 的球:证明,如果我们的点在这个球上,则它们之间的距离是:

$$\Delta s^2 = \Delta R^2 (1 + R^2/z^2) + R^2 \Delta \theta^2 = \mathcal{R}^2 \left(\frac{\Delta \sigma^2}{1 - \sigma^2} + \sigma^2 \Delta \theta^2 \right), \quad (8.7)$$

式中 $\sigma = R/\mathcal{R}$, 在半径 R 和 $z > 0$, 从点 P 积分到 $z = \mathcal{R}$ 的“北极”,证明距离 $s = \mathcal{R} \arcsin \sigma$ 。证明通过 P 的“纬圈”周长 $2\pi R$ 总是大于 $2\pi s$, 但当 $s \ll \mathcal{R}$ 时趋于它。当(8.5)式中 $k=1$ 时,任何恒 ϕ 面是半径 \mathcal{R} 的球面。

通过令 $\mathcal{R} = \mathcal{R}(t)$, 即容许曲率半径随时间增长, 宇宙膨胀得到描述。除小的本动以外, 星系呆在 σ, ϕ, θ 值固定的点; 所以它们称为**共动坐标**。两个星系的间隔 d 正好是它们之间最短的路程长度 s 。所以, 如果它们呆在固定的共动坐标, d 就正比于 $\mathcal{R}(t)$ 膨胀: 哈勃定律正好是弯曲空间膨胀的一个表征。(8.5) 式告诉我们, 两个星系以如下速度彼此分离:

$$V_r = \dot{d} = \frac{\dot{\mathcal{R}}(t)}{\mathcal{R}(t)} d \equiv H(t) d. \quad (8.8)$$

式中 $H(t)$ 是**哈勃参数**, 它的当前值是 H_0 。(8.8) 式描述了星系的平均运动; 我们将把近邻星系引力产生的本动的讨论推迟到下面的 8.4 节。

广义相对论告诉我们, 在不同时刻和在不同地点发生的两个事件之间的距离依赖于观测者的运动。但所有观测者沿连接这些事件的空间和时间路程将测得相同的**固有时** τ , 由下面的积分求得:

$$\Delta\tau^2 = \Delta t^2 - \Delta s^2/c^2. \quad (8.9)$$

光线总是沿着零固有时 ($\Delta\tau = 0$) 行进。如果我们将自己置于坐标系的原点, 那么我们从一个处于共动距离 σ_e 的星系收到的光将遵循径向路程:

$$\frac{c\Delta t}{\mathcal{R}(t)} = - \frac{\Delta\sigma}{\sqrt{1 - k\sigma^2}}. \quad (8.10)$$

随着宇宙标长 $\mathcal{R}(t)$ 的增加, 光在单位时间走过较少的共动距离。我们可以对在时刻 t_e 发出, 在时刻 t_0 到达我们位置的一个波峰积分这个方程:

$$c \int_{t_e}^{t_0} \frac{dt}{\mathcal{R}(t)} = \int_0^{\sigma_e} \frac{d\sigma}{\sqrt{1 - k\sigma^2}}. \quad (8.11)$$

假设另一个波峰发出晚一段时间 Δt_e 。我们在时刻 $t_0 + \Delta t$ 收到它, 新的出发和到达时刻由同一方程给出。星系的共动位置 σ_e 和 (8.11) 式右边的积分不变。所以左边也保持不变:

$$\int_{t_e + \Delta t_e}^{t_0 + \Delta t} \frac{dt}{\mathcal{R}(t)} = \int_{t_e}^{t_0} \frac{dt}{\mathcal{R}(t)}, \text{ 所以 } \frac{\Delta t_e}{\mathcal{R}(t_e)} = \frac{\Delta t}{\mathcal{R}(t_0)}, \quad (8.12)$$

只要 $\Delta t \ll \mathcal{R}(t)/\dot{\mathcal{R}}(t)$ 。因此, 遥远星系中的所有过程看起来就要变慢一个因子 $\mathcal{R}(t_0)/\mathcal{R}(t_e)$ 。如果 Δt_e 是以波长 $\lambda_e = c\Delta t_e$ 发射的两个相邻波峰之间的时间, 收到的光具有波长 $\lambda_{\text{obs}} = c\Delta t$ 。所以波长同标长 $\mathcal{R}(t)$ 一起增加, 而每个光子的频率、能量和动量则正比于 $1/\mathcal{R}(t)$ 。遥远星系测量到的红移 z 告诉我们, 自从它的光在时刻 t_e 向我们出发以来有多少膨胀发生。这就是(1.34)式的宇宙学红移:

$$1 + z = \frac{\lambda_{\text{obs}}}{\lambda_e} = \frac{\mathcal{R}(t_0)}{\mathcal{R}(t_e)}. \quad (8.13)$$

我们常用红移 $z(t)$ 来代替时间 t_e 或共动距离 σ_e 。相应于给定红移的时间 t_e 依赖于宇宙膨胀有多快, 而(8.11)式告诉我们光出发处的共动距离 σ_e 。

宇宙膨胀的速率由其中的物质和能量的引力决定。我们先用牛顿物理学来计算膨胀, 然后讨论广义相对论如何修正结果。考虑一个半径为 r 的小球, 在时刻 t 我们均匀的宇宙有密度 $\rho(t)$; 取 $r \ll \mathcal{R}(t)$, 使得我们可以忽略空间的曲率。一切都是围绕原点 $r=0$ 对称的, 所以我们可以诉诸 3.1 节中的牛顿第一定理: 半径 r 处的引力只由球内的质量 $\mathcal{M}(<r)$ 决定。如果我们的球足够大使得气体的压力远小于引力(见下面的 8.5 节), 则(3.20)式给出作用在该半径处质量 m 的气体云上的力:

$$m \frac{d^2 r}{dt^2} = - \frac{Gm \mathcal{M}(<r)}{r^2} = - \frac{4\pi Gm}{3} \rho(t) r. \quad (8.14)$$

我们的物质球随同宇宙的其余部分一起膨胀, 所以它的半径 $r(t) \propto \mathcal{R}(t)$ 。消去云的质量得:

$$\ddot{\mathcal{R}}(t) = - \frac{4\pi G}{3} \rho(t) \mathcal{R}(t); \quad (8.15)$$

密度越高, 引力就越强地减慢膨胀。

没有任何东西进入或离开我们的球, 所以里面的质量并不改变: $\rho(t)\mathcal{R}^3(t)$ 为常量。乘以 $\dot{\mathcal{R}}(t)$ 告诉我们动能如何随球的膨胀而减少:

$$\frac{1}{2} \frac{d}{dt} [\dot{\mathcal{R}}^2(t)] = - \frac{4\pi G}{3} \frac{\rho(t_0) \mathcal{R}^3(t_0)}{\mathcal{R}^2(t)} \dot{\mathcal{R}}(t), \quad (8.16)$$

式中时间 t_0 是指目前。积分得：

$$\dot{\mathcal{R}}^2(t) = \frac{8\pi G}{3}\rho(t)\mathcal{R}^2(t) - kc^2, \quad (8.17)$$

式中 k 为积分常数。虽然我们用牛顿理论导出了它, (8.17) 式在广义相对论中也是正确的, 它告诉我们常数 k 是在 (8.5) 式中的同一值。根据热力学, 随着热 ΔQ 流入体积 \mathcal{V} , 其内能 ϵ 必定增加, 或者它将膨胀并克服压强做功:

$$\Delta Q = \Delta \epsilon + p\Delta \mathcal{V} = \mathcal{V}\Delta(\rho c^2) + (\rho c^2 + p)\Delta \mathcal{V}, \quad (8.18)$$

式中密度 $\rho(t)$ 包括了所有形式的物质和能量。宇宙是均匀的, 所以没有体积 \mathcal{V} 能从别处获得热:

$$\Delta Q = 0 = \Delta \rho + \left(\rho + \frac{p}{c^2}\right)\frac{\Delta \mathcal{V}}{\mathcal{V}}, \text{ 或 } \frac{d\rho}{dt} = -3\frac{\dot{\mathcal{R}}(t)}{\mathcal{R}(t)}\left(\rho + \frac{p}{c^2}\right). \quad (8.19)$$

微分 (8.17) 式并代入 $d\rho/dt$ 得:

$$\ddot{\mathcal{R}}(t) = -\frac{4\pi G}{3}\mathcal{R}(t)\left[\rho(t) + \frac{3p(t)}{c^2}\right]. \quad (8.20)$$

对 (8.15) 式的这个改变表明, 在广义相对论中压强 p 增加了引力吸引。(8.17) 和 (8.20) 式描述的 *Friedmann* 模型告诉我们, 宇宙的内容如何决定它的膨胀。

对于冷物质, 压强 $p \propto \rho c_s^2$, 这里声速 $c_s \ll c$ 。所以我们能够可靠地忽略 (8.20) 式中的压强项, 而 (8.19) 式告诉我们密度遵循 $\rho(t) \propto \mathcal{R}^{-3}(t)$ 。对于辐射和几乎以光速运动的粒子, 压强是重要的: $p \approx \rho c^2/3$, 这里的 ρ 是能量密度除以 c^2 。从 (8.19) 式我们有 $\rho(t) \propto \mathcal{R}^{-4}(t)$ 。对物质和辐射的任意混合, $\rho + 3p/c^2$ 必为正, 所以膨胀总是减慢。当物质和辐射说明大部分能量时, $\rho(t)\mathcal{R}^2(t)$ 随 $\mathcal{R}(t)$ 的增加而减小。因此, 在 $k=1$ 的闭合宇宙中, (8.17) 式的右边在大 \mathcal{R} 处变为负。但 $\dot{\mathcal{R}}^2$ 不可能为负, 所以星系之间的距离不可能永远增加; 在再次收缩之前 $\mathcal{R}(t)$ 将到达某个极大值。如果宇宙是开放的 ($k \geq 0$), 膨胀将绝不会停止。

广义相对论也容许真空能, 具有恒定密度 $\rho_{\text{VAC}} = \Lambda/(8\pi G)$ 。因

为 ρ_{VAC} 不变, (8.19) 式最右边的项必须也为零, 所以压强 $p_{\text{VAC}} = -\Lambda c^2 / (8\pi G)$ 。替代将我们球的内容向内推的压强, 这一项代表向外拉的张力。真空能对 (8.20) 式的右边贡献一个正项, 使膨胀加速。如果宇宙膨胀得足够远, 真空能必定变为最大的项, 则 $\mathcal{R}(t)$ 指数增长。

329 **问题 8.9** 代入 (8.20) 式证明, 当真空能主导膨胀时, 我们有 $\mathcal{R}(t) \propto \exp(t \sqrt{\Lambda/3})$ 。

有理由相信, 在 $t \leq 10^{-32}$ s 的极早期, ρ_{VAC} 必定远大于物质或辐射的密度。在这个时期中, $\mathcal{R}(t)$ 暴胀, 即指数增长一个因子 $\sim e^{70} \approx 10^{30}$ 。我们今天观测到的几乎均匀的宇宙, 当是从一个微小的接近均匀的区域发展而来。由于这个区域是如此之小, 里面的空间曲率可以忽略; 所以暴胀理论的支持者预期我们目前的宇宙是近于平坦的, 即 $k=0$ 。我们将在 8.4 节看到, 在宇宙背景辐射中观测到的温度起伏意味着, 事实正是这样。

延伸阅读: 有关暴胀物理机制的讨论, 见 B. Ryden, 2003, *Introduction to Cosmology* (Addison - Wesley, San Francisco) 第 11 章。

在空间平坦和 $k=0$ 的临界情况中, (8.17) 式要求密度 ρ 等于临界值:

$$\rho(t) = \rho_{\text{crit}}(t) \equiv \frac{3H^2(t)}{8\pi G}. \quad (8.21)$$

在当前, 临界密度 $\rho_{\text{crit}}(t_0) = 3.3 \times 10^{11} h^2 \mathcal{M}_{\odot} \text{Mpc}^{-3}$ 。我们可以测量宇宙的物质含量与这个临界密度的比。定义密度参数 $\Omega(t)$ 为:

$$\Omega(t) \equiv \rho(t) / \rho_{\text{crit}}(t) \quad (8.22)$$

将其当前值记为 Ω_0 。于是 (8.17) 式变为:

$$H^2(t) [1 - \Omega(t)] = -kc^2 / \mathcal{R}^2(t). \quad (8.23)$$

如果宇宙是闭合的, 即 $k=1$, 则 $\Omega(t) > 1$, 密度总是超过临界值, 而如果 $k=-1$, 我们总是有 $\Omega(t) < 1$ 。如果密度现在等于临界值, 则 8.23 式告诉我们, $\Omega(t)$ 必须在所有时间为 1。当前值 $\Omega(t_0)$ 常写为 Ω_{tot} 或 (特别当 $\Lambda=0$) Ω_0 。

我们已经在 1.5 节看到,普通(重子)物质,主要是中子和质子,只构成临界密度的 4%—5%。若包括暗物质在内,在下面的 8.4 节中我们只达到 $(0.2-0.3)\rho_{\text{crit}}$ 。辐射几乎没有贡献。所以仅当真空密度不为零时空间才能是平坦的。这常称为暗能量。它可能与在早期引起暴胀的真空能有不同的物理起源。为了描述当前物质和暗能量的贡献,我们记:

$$\Omega_m \equiv \rho_m(t_0)/\rho_{\text{crit}}(t_0) \text{ 和 } \Omega_\Lambda \equiv \rho_{\text{VAC}}/\rho_{\text{crit}}(t_0) \quad (8.24)$$

在图 8.7 所示的标准模型中, $\Omega_m = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$, $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$; 因此空间是平坦的。重子密度 $\Omega_B = 0.045$, 冷暗物质(见 8.5 节)构成 Ω_m 的其余部分。(注意: 尽管 Ω_m, Ω_Λ 和类似的量没有带下标 0, 它们总是指当前值)。

在暴胀结束以后,宇宙为辐射主导。它是如此之极热,以至能量几乎完全归因于辐射和相对论性粒子,这些粒子运动非常接近光速,致使其能量、动量和压强相关的方式与光子相同。从(8.19)式我们知道,能量密度 $\rho_r c^2$ 正比于 $\mathcal{R}^{-4}(t)$ 。[如果很少有光子产生和消灭,每单位体积的数目将正比于 $\mathcal{R}^{-3}(t)$, 而根据(8.12)式,每个光子的能量按 $\mathcal{R}^{-1}(t)$ 下降。]对于黑体谱,温度 $T \propto \mathcal{R}^{-1}(t)$: 回忆问题 1.17。

随着膨胀的进行,物质密度遵循 $\rho_m(t) \propto \mathcal{R}^{-3}(t)$ 下降得慢于辐射密度。在物质—辐射均等时刻 t_{eq} , 即大爆炸后一百万年,它的能量密度 $\rho_m(t)c^2$ 超过了辐射,宇宙变为物质主导。图 8.7 显示,在标准模型中,物质密度只是在最近才降到暗能量以下。

问题 8.10 宇宙背景辐射现在是温度 $T = 2.73 \text{ K}$ 的黑体: 证明其能量密度 $\rho_r c^2 = 4.2 \times 10^{-13} \text{ erg cm}^{-3}$, 所以 $\Omega_r = 4.1 \times 10^{-5} h^{-2}$ 。从(1.30)式,物质密度 $\rho_m = 1.9 \times 10^{-29} \Omega_m h^2 \text{ g cm}^{-3}$ 。证明在红移 $z_{\text{eq}} \approx 40000 \Omega_m h^2$, 能量密度 $\rho_m c^2$ 等于辐射密度。这完全是在气体变为基本上中性的复合红移之前。如果中微子 ν_e, ν_μ 和 ν_τ 有质量 $m_\nu \ll k_B T_{\text{eq}}/c^2$, 这里 T_{eq} 是时刻 t_{eq} 的温度,那么在更早的时刻它们是相对论性的。在标准模型中,“辐射”的能量密度增加了 1.68 倍,均等推迟到 $z_{\text{eq}} \approx 24000 \Omega_m h^2$, 或 $z \approx 3600$ 。

为了测量相对于当前的宇宙膨胀,我们定义无量纲的标度因子

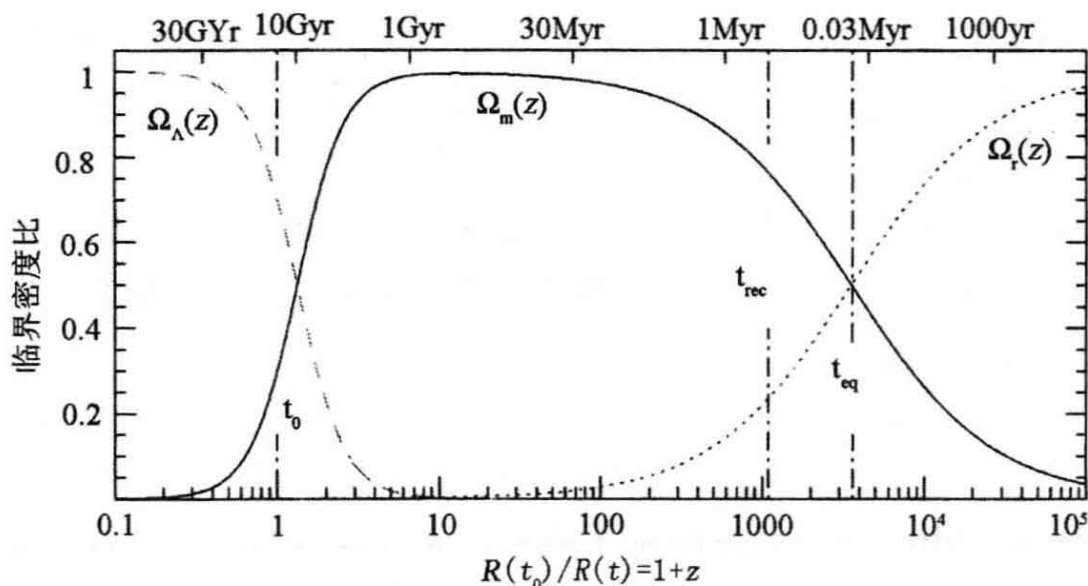


图 8.7 对于 $\Omega_r = 8.42 \times 10^{-5}$, $\Omega_m = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$ 的标准宇宙模型, 每个时刻由辐射(点线)、物质(实线)和暗能量(长画线)对临界密度分数的贡献。对于这个模型, 物质—辐射均等发生在 $z_{\text{eq}} = 3570$, $t_{\text{eq}} = 0.05 \text{ Myr}$; 复合完成在 $z_{\text{rec}} = 1100$, $t_{\text{rec}} = 0.35 \text{ Myr}$ 。目前年龄 $t_0 = 13.5 \text{ Gyr}$

$a(t) \equiv \mathcal{R}(t)/\mathcal{R}(t_0)$ 。我们用(8.23)式借助当前量 H_0 和 $\Omega_{\text{tot}} = \Omega(t_0)$ 重写 $k/\mathcal{R}^2(t_0)$, 则(8.17)式变为:

$$-\frac{kc^2}{\mathcal{R}^2(t_0)} = H_0^2(1 - \Omega_{\text{tot}}) = a^2(t) \left[H^2(t) - \frac{8\pi G}{3} \rho(t) \right]. \quad (8.25)$$

把这个贡献加到 $\rho(t)$ 上并回忆 $1+z=1/a(t)$, 我们有:

$$H^2(t) = H_0^2 [\Omega_r(1+z)^4 + \Omega_m(1+z)^3 + (1 - \Omega_{\text{tot}})(1+z)^2 + \Omega_\Lambda]. \quad (8.26)$$

问题 8.11 在 $t \ll t_{\text{eq}}$ 时, 黑体辐射和相对论性粒子提供了大部分能量密度。证明(8.26)式就意味着 $H(t) = a^{-1} da/dt \propto a^{-2}$, 所以 $da/dt \propto 1/a(t)$; 所以 $\mathcal{R}(t) \propto t^{1/2}$, 并且 $H(t) = 1/(2t)$ 。在早期, (8.25)式最左边的项非常小, 所以 $H^2(t) \approx 8\pi G\rho(t)/3$: 证明温度 $T(t)$ 由(1.38)式给出。

问题 8.12 用(8.20)式证明, 在标准模型中, 自红移 $z=0.67$, $\rho_m(t) = 2\rho_{\text{VAC}}$ 以来, 宇宙膨胀已经加速。根据这个模型, 我们生活在

宇宙历史的一小段时期中,其间正常的引力和宇宙学常数对膨胀有大约相等的影响。在 $z \geq 1$, Λ 项几乎不影响膨胀,而当 $\mathcal{R}(t) \geq 2\mathcal{R}(t_0)$,物质的引力将变得无关紧要。

问题 8.13 证明,当冷物质说明大部分能量密度,并且宇宙为平坦($k=0$)时,我们有:

$$da/dt \propto a^{-1/2}, \text{ 并且 } a(t) \propto t^{2/3}, \quad (8.27)$$

证明,如果 $k=0$,若 $z_{\text{eq}} \gg 1+z \gg (\Omega_{\Lambda}/\Omega_m)^{1/3}$,则(8.27)式成立。而在非常晚的时候 $a(t) \propto \exp(t\sqrt{\Lambda/3})$ 。如果曲率为负,有 $\Omega_{\text{tot}} = \Omega_r + \Omega_m + \Omega_{\Lambda} < 1$,当 $1+z < (1-\Omega_{\text{tot}})/\Omega_m$ 时,(8.26)式的第 3 项超过第 2 项。膨胀几乎以恒定速度进行,有 $a(t) \propto t$;它刚刚被物质减慢,又未被暗能量加速,直到 $(1+z)^2 < \Omega_{\Lambda}/(1-\Omega_{\text{tot}})$ 。

(8.27)式是宇宙历史大部分时期的很好描述。特别是,我们今天看到的大多数星系团和巨洞结构是在宇宙变为物质主导以后,但在暗能量变得重要以前发展起来的。

问题 8.14 即使宇宙有无限大的体积,我们也只能观测它的一个有限部分,因为光速是有限的。从(8.11)式,在时刻 t 到达我们的光走过的距离不会超过下式给出的 σ_H :

$$c \int_0^t \frac{dt'}{\mathcal{R}(t')} \equiv \int_0^{\sigma_H} \frac{d\sigma}{\sqrt{1-k\sigma^2}}, \quad (8.28)$$

所以我们不能看到在共动半径 σ_H 的视界以外的部分。解释为什么只有相互距离在 $\sigma_H(t)$ 以内的点才能在时刻 t 以前交换信号或粒子。用(8.27)式证明,当宇宙为物质主导时, $\mathcal{R}(t)\sigma_H \approx 3ct$;在复合时间 t_{rec} ,在图 8.7 的标准模型中 $\mathcal{R}(t_{\text{rec}})\sigma_H \approx 0.43\text{Mpc}$ 。我们下面将看到,具有这个直径的物质球在天空只能覆盖约 2° 。所以宇宙微波背景在全天几乎具有同样的谱非常令人惊讶。

暴胀宇宙学可以解释这个视界问题。当在某个初始时刻 t_i 以后, $\mathcal{R}(t) \propto \exp(t\sqrt{\Lambda/3})$,证明当 $t \gg t_i$ 有:

$$\int_{t_i}^t \frac{dt'}{\mathcal{R}(t')} \approx \sqrt{\frac{3}{\Lambda}} \frac{1}{\mathcal{R}(t_i)} \text{ 所以 } \mathcal{R}(t)\sigma_H \approx c \sqrt{\frac{3}{\Lambda}} \frac{\mathcal{R}(t_i)}{\mathcal{R}(t_i)}. \quad (8.29)$$

正如大多数暴胀模型中那样,对于 $t_i \sim 10^{-35}$ s 和 $\sqrt{3/\Lambda} \sim t_i$, 证明当暴胀在 $t_f \approx 70 t_i$ 结束时, $\mathcal{R}(t_f)\sigma_H \approx c t_f \times e^{70}/70 \approx 3.6 \times 10^{28} c t_f$ 或 ~ 7 km。在暴胀之后,宇宙为辐射主导,所以 $a(t) \propto t^{1/2}$ 。证明,到 ~ 0.35 Myr 物质-辐射均等时,这个距离按 $z(t_{\text{eq}})/z(t_f)$ 已经增长到约 30 Gpc。暴胀使一个光信号能在其中交换的区域膨胀,直到它远大于我们今天能够看到的整个宇宙。

延伸阅读:关于宇宙视界,见 Padmanabhan 的书第 10 章。

333 8.2.1 星系有多老? 回溯时间和年龄

因为光以有限速度传播,当我们朝较高红移的较远星系看去时,我们就看见了较年轻的宇宙。当我们观测红移 z 处的星系时,那些光子是在什么时刻 t_e 走上朝向我们的旅程呢? (8.13) 式告诉我们,它们是在红移 $1+z = \mathcal{R}(t_0)/\mathcal{R}(t_e)$ 的目前时刻 t_0 到达的。来自较小红移处另一个星系的光,必定是在稍晚一段小间隔 Δt_e 发出的,那时 $\mathcal{R}(t_e)$ 要大 $\Delta \mathcal{R} = \dot{\mathcal{R}}(t_e)\Delta t_e$ 。因为:

$$\Delta z = -\Delta \mathcal{R} \frac{\mathcal{R}(t_0)}{\mathcal{R}^2(t_e)}, \text{ 我们有 } \Delta t_e = -\frac{1}{H(t_e)} \frac{\Delta z}{1+z}, \quad (8.30)$$

式中, $H(t) \equiv \dot{\mathcal{R}}(t)/\mathcal{R}(t)$ 是哈勃参数。积分第二个关系得回溯时间 $t_0 - t_e$:

$$t_0 - t_e = \int_0^z \frac{1}{H(t)} \frac{dz'}{1+z'}. \quad (8.31)$$

在红移 $z \leq z_{\text{eq}}$, 那时辐射密度不再重要,我们能够计算这个时刻只是对于两种特例: $k=0$ 的平坦宇宙,和只有物质的宇宙,即 $\Lambda=0$ 。当暗能量和物质的密度必须相加给出 $\Omega_m + \Omega_\Lambda = 1$ 时,

$$t_e = \int_z^\infty \frac{1}{H(z')} \frac{dz'}{1+z'} = \int_z^\infty \frac{dz'}{H_0(1+z')[\Omega_m(1+z')^3 + \Omega_\Lambda]^{1/2}}, \quad (8.32)$$

积分得:

$$t_e = \frac{2}{3H_0 \sqrt{\Omega_\Lambda}} \ln\left(\frac{1+\cos\theta}{\sin\theta}\right), \text{ 这里 } \tan^2\theta \equiv \frac{(1-\Omega_\Lambda)}{\Omega_\Lambda}(1+z)^3. \quad (8.33a)$$

即使 $k \neq 0$, 这个公式也准确到百分之几, 如果我们将 Ω_Λ 代之以 $0.3\Omega_\Lambda + 0.7(1 - \Omega_m)$, 使这个量为正。对 $\Lambda = 0$, 我们有:

$$t_e = \int_z^\infty \frac{1}{H_0 \sqrt{1 + \Omega_0 z'}} \frac{dz'}{(1 + z')^2},$$

式中 $\Omega_0 = \Omega_m$ 是密度参数 $\Omega(t)$ 的当前值。当 $\Omega_0 = 1$ 和密度等于临界值, 或者在 $\Omega_0 = 0$ 的空宇宙中:

$$t_0 - t_e = \begin{cases} \frac{1}{H_0} \int_0^z \frac{dz'}{(1 + z')^{5/2}} = \frac{2}{3H_0} \left[1 - \frac{1}{(1 + z)^{3/2}} \right] & \text{如果 } \Omega_0 = 1, \\ \frac{1}{H_0} \int_0^z \frac{dz'}{(1 + z')^2} = \frac{1}{H_0} \frac{z}{(1 + z)} & \text{如果 } \Omega_0 = 0. \end{cases} \quad (8.33b)$$

在物质主导时代早期, 我们在(8.32)式中遗漏的曲率项将很小并且 Ω_Λ 项也小, 所以: 334

$$t_e \approx \frac{2}{3H_0} \frac{1}{\sqrt{\Omega_m}} \frac{1}{(1 + z)^{3/2}} \text{ 当 } \frac{\Omega_m}{\Omega_r} \gg 1 + z \gg \left(\frac{\Omega_\Lambda}{\Omega_m} \right)^{1/3} \text{ 和 } \frac{1}{\Omega_m}. \quad (8.34)$$

问题 8.15 哈勃定律告诉我们, 在附近距离为 d 的天体以速度 $V_r = cz = H_0 d$ 退行。回溯时间正好是光走过这段距离的时间, 所以 $t_0 - t_e = d/c = z/H_0$ 。证明(8.33)式的两个部分在 $z \ll 1$ 的极限下都与此一致。

问题 8.16 证明, 在物质主导的宇宙中如果 $\Omega = 1$, 则 $H(t) = 2/(3t)$, 所以自大爆炸以来的时间是(1.28)式中我们简单估计值 $t_H = 1/H_0$ 的 $2/3$ 。从(8.21)式证明密度按 $1/t^2$ 下降。

(8.33)式也告诉我们宇宙目前的年龄 t_0 。当 $\Lambda = 0$ 时, 这总是小于(1.28)式中我们简单的估计 $t_H = 1/H_0$ 。对于 $\Lambda = 0$ 的空宇宙, $t_0 = H_0^{-1} = t_H$, 而对于 $\Omega_0 = 1$, 年龄只有 $2/3$ 大。对于固定的 H_0 值, 图 8.8 显示, 对于给定红移 z , 以十亿年为单位的回溯时间在 $\Omega_0 = 0$ 的情况要长于 $\Omega_0 = 1$ 的情况, 但星系较老: 时间 t_e 较长。当 $\Lambda > 0$ 且 $k = 0$ 所以宇宙平坦时, 如果物质密度低 ($\Omega_m \leq 0.2$), t_0 超过哈勃时间 $t_H = 1/H_0$ 。例如, $\Omega_\Lambda = 0.9, \Omega_m = 0.1$ 给出 $t_0 = 1.3 t_H$ 。在标准模型

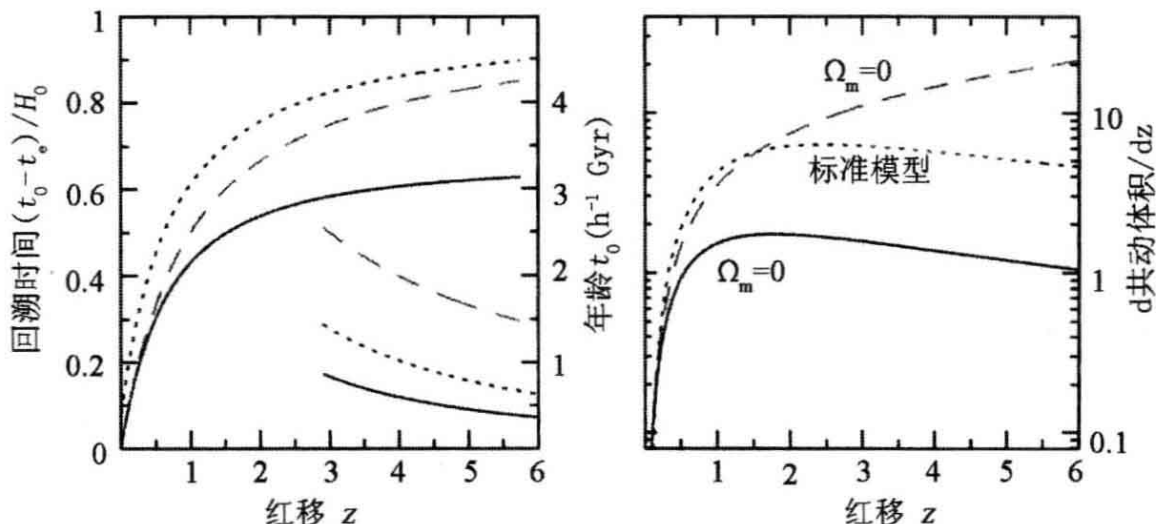


图 8.8 左图,对于红移为 z 的天体,以哈勃时间 t_H 为单位的回溯时间 $t_0 - t_e$;右边的标度和曲线段表示 t_e 本身。右图,单位红移的共动体积 $\mathcal{R}^{-3}(t) dV/dz$,以 $(c/H_0)^3$ 为单位。实线是对 $\Lambda = 0, \Omega_m = 1$;长画线表示 $\Lambda = 0 = \Omega_m$;点线是对标准模型

中,年龄是 $0.964t_H$ 或者 13.5Gyr 。

335 **问题 8.17** 现在已经观测到红移 $z \geq 5$ 的星系:它们的年龄有多老? 证明,如果宇宙差不多是空的,所以 $\Omega_0 \approx 0$,在 $z = 5, t_e = 0.17t_0 = 1.6h^{-1}\text{Gyr}$,但是如果 $\Omega_0 = 1$,则只有 $0.07t_0 = 0.44h^{-1}\text{Gyr}$,而对于标准模型, $t_e = 0.8h^{-1}\text{Gyr}$ 。可用来组合最早星系的时间非常短! 证明,在红移 $z = 3$,如果 $\Omega_0 = 0, t_e$ 是 $2.4h^{-1}\text{Gyr}$,对于 $\Omega_0 = 1$,是 $0.82h^{-1}\text{Gyr}$;对于标准模型,是 $0.07t_H = 1.5h^{-1}\text{Gyr}$ 。

8.3 观测最早的星系

我们对非常遥远天体的观察,由于宇宙的膨胀以及这些天体的光必须穿过的空间的曲率而复杂化了。由于膨胀,遥远的星系看起来要比我们预期的大:在红移 z 大于 $1/\Omega_m$ 处,一个给定天体离我们越远,它覆盖的天空就越多。但是,这些大星系的星光随着它在膨胀宇宙中的散开而迅速变暗。它们的紫外和可见光也移动到红外,在这个波段地球大气的强发射线(见图 1.15)使得从地面更难观测它。为了估计致密的星系在空间如何散布,我们需要考虑宇宙膨胀和空

间的曲率。

8.3.1 光度、大小和面亮度

对于近邻天体,距离为 d 的恒星或星系的视亮度 F 同其光度 L 的关系为

$$F=L/(4\pi d^2). \quad (1.1)$$

在膨胀的宇宙中,这不再成立。天体显得较暗是因为宇宙膨胀让它们光子的能量减小以及光线必须散布的球面积扩大。这也是合理的,因为在均匀的静态宇宙中,遥远恒星的光会无限积累,使天空处处都很亮:这就是 **Olbers 佯谬**。

问题 8.18 假设光度为 L 的星系在空间均匀分布。证明,观测到视亮度大于 F 的星系数目 $N(>F)$ 按 $F^{-3/2}$ 变化,而 F 和 $F+\Delta F$ 之间的数目按 $N(F)\propto F^{-5/2}$ 变化。解释为什么即使星系有一个光度范围,只要它们分布均匀而且光度函数处处相同,也有 $N(F)\propto F^{-5/2}$ 。证明,显得亮于 F_* 的所有星系的总光正比于 $\int_{F_*}^{\infty} F N(F) dF$ 。随着 $F\rightarrow 0$, $N(F)$ 上升快于 $1/F$,这将随 F_* 减小而无限增长。

336

为了明白我们应当如何修改(1.1)式,令 σ_e 为我们今天观测到红移为 z 的一个星系 G 的共动距离或“面积”半径。一个遥远星系的视亮度,由于每个光子携带较小的能量,按照 $1+z$ 的一次幂变暗,由于这些光子到达的速率较慢,再变暗一次幂。图 8.9 的左边显示, G 的光现在散布于面积为 $4\pi \mathcal{R}^2(t_0)\sigma_e^2$ 的球面上。我们收到的能流 F (以 Wm^{-2} 为单位)与总热光度 L 的关系为:

$$F = \frac{L}{4\pi \mathcal{R}^2(t_0)\sigma_e^2(1+z)^2} \equiv \frac{L}{4\pi d_L^2}, \text{ 式中 } d_L = (1+z)\mathcal{R}(t_0)\sigma_e \quad (8.35)$$

我们称 d_L 为该星系的光度距离。

类似地,我们必须修改(1.2)式,它告诉我们一个天体在天球上有多大。假设星系 G 的尺度为 D kpc。图 8.9 的右边显示,在时刻 t_e ,它覆盖天球圆周长的分数为 $D/[2\pi \mathcal{R}(t_e)\sigma_e]$ 。所以它的张角为:

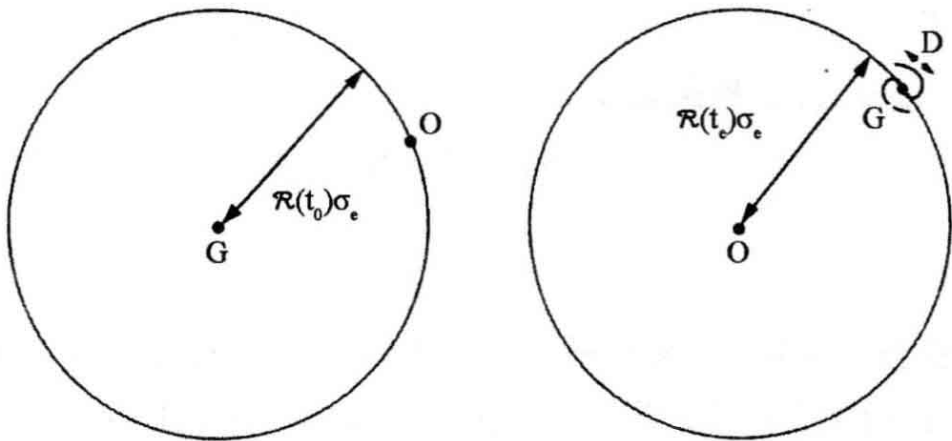


图 8.9 左图,当观测者 O 收到星系 G 的光时,它的能量散布于面积为 $4\pi R^2(t_0)\sigma_e^2$ 的球面上。右图,观测者 O 看到,直径为 D 的星系 G 在天球上覆盖 $D/[R(t_e)\sigma_e]$ 弧度

$$\alpha(\text{弧度}) = \frac{D}{R(t_e)\sigma_e} \equiv \frac{D}{d_A}, \text{ 所以 } d_A = R(t_e)\sigma_e = \frac{R(t_0)\sigma_e}{1+z}. \quad (8.36)$$

因此,角尺度距离 d_A 比光度距离 d_L 小一个因子 $(1+z)^2$ 。当用 (7.14) 和 (7.25) 式来计算光的引力偏折时,我们必须用距离 d_A 。[注意:某些作者称 $R(t_0)\sigma_e$ 为角尺度距离;这要比我们的 d_A 大 $(1+z)$ 倍。]

337 **问题 8.19** 证明,在红移 z 处一个已知光度为 L 尺度为 D 的星系,显得要比从其测量的视亮度来计算距离的 (1.1) 式所预期的大一个因子 $(1+z)^2$, 然后从 (1.2) 式求视直径。

星系的面亮度 $I(\mathbf{x})$ 是我们从它在天球上显示的每平方角秒收到的流量。如果我们对所有波长积分以测量热面亮度,则代替 (1.23) 式,我们有:

$$I(\mathbf{x}) = \frac{F}{\alpha^2} = \frac{L/(4\pi d_L^2)}{D^2/d_A^2} = \frac{L}{4\pi D^2} \left(\frac{d_A}{d_L}\right)^2 = \frac{L}{4\pi D^2} \frac{1}{(1+z)^4}. \quad (8.37)$$

红移远小于 1 的近邻星系的热面亮度并不随距离变暗。如果我们忽略由于新恒星诞生或恒星老化引起的改变,则一条给定的等照度线总是对应于星系内一个固定的半径,包含着星系光的同样份额,

而与距离无关。但若红移超过十分之几, $I(\mathbf{x})$ 将迅速下降, 使测光愈益困难和昂贵。

图 8.10 显示了由固定面亮度定义的等照度线怎样收缩, 其中包含的光量怎样减少。当比较遥远星系和近邻星系的光度时, 我们必须对这种遗漏的光进行改正。如果来自星系每平方秒差距的光度保持不变, 这个改正就只依赖于红移 z 。但是我们将在 9.4 节看到, 许多 $z \geq 0.5$ 的星系显著亮于它们在今天的对应体。我们可以借助新恒星的光应当随时间变暗的模型来解释这种现象; 图 6.18 显示了星系的所有恒星同时诞生的简单模型。为了把它转变为对给定红移处光度的预言, 我们需要涉及红移和 $H(z)$ 的(8.31)式。

338

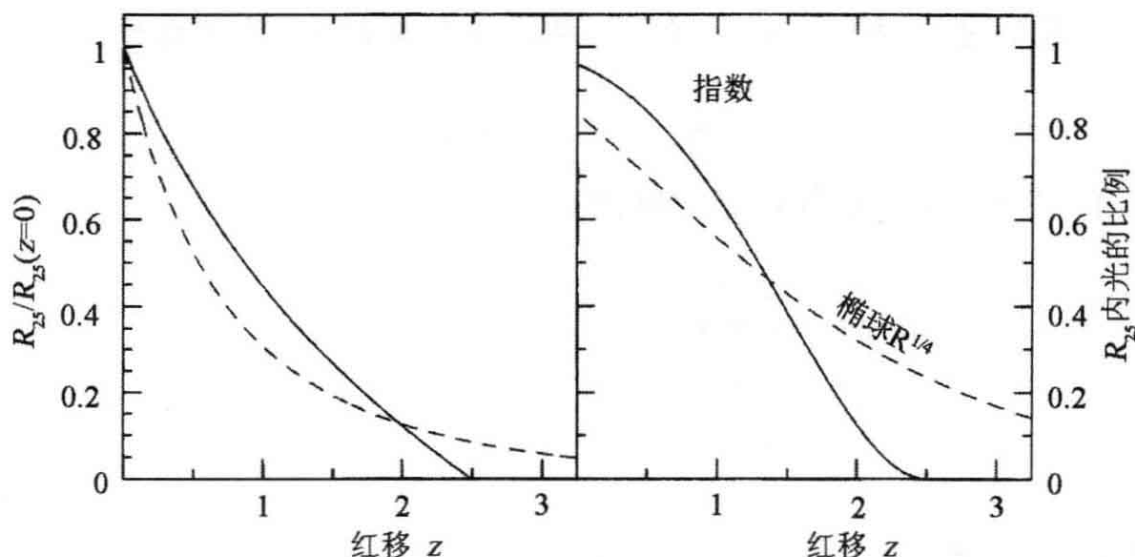


图 8.10 左图, 两个模型星系的测量半径 R_{25} : 指数盘(实线)和 $R^{1/4}$ 椭球(6.1 式: 长画线)。在 $z=0$, 对于盘我们取 $R_{25} = 5h_R$, 对于球取 $R_{25} = 4R_e$, 然后对每个红移画出测量的面亮度达到这个水平的半径。右图, 这个半径内占总光的分数。在小红移处, 指数盘比球收缩得少, 但当 $z \geq 1$ 时, 受到的影响更强

为了计算在红移 z 看到的星系 G 的距离 d_L 和 d_A , 我们必须知道它的共动“面积”距离 σ_e 。我们首先求它的光到达我们这里要走多远。根据(8.5)式, 在时刻 t , 从原点到面积半径为 σ 的一点的距离是:

$$\mathcal{R}(t)\chi \equiv \int_0^\sigma ds = \mathcal{R}(t) \int_0^\sigma \frac{d\sigma'}{\sqrt{1 - k\sigma'^2}}. \quad (8.38)$$

这定义了共动“距离半径” χ ,

$$\chi(\sigma) = \begin{cases} \arcsin(\sigma) & \text{对于 } k = 1, \\ \sigma & \text{对于 } k = 0, \\ \operatorname{arcsinh}(\sigma) = \ln(\sigma + \sqrt{1 + \sigma^2}) & \text{对于 } k = -1. \end{cases} \quad (8.39)$$

如果宇宙是平坦的($k=0$),这两个距离相同。在闭合宇宙中($k=1$),面积半径 σ 小于距离半径 χ ,正如地球纬圈的长度小于到极点距离的 2π 倍。反之,如果 $k=-1$,宇宙是开放的,我们有 $\sigma > \chi$:同从中心到其边界的距离相比,圆的周长或球的面积大于我们的预期值。

由于以光速运动,星系 G 的光在时间 Δt 内朝我们走过的距离 $c\Delta t = \mathcal{R}(t)\Delta\chi$ 。用(8.30)式将 Δt 和红移联系起来,总距离是:

$$\chi_e = \int_{t_e}^{t_0} \frac{cdt}{\mathcal{R}(t)} = \int_0^z \frac{c}{\mathcal{R}(t_0)H(t)} dz' \quad (8.40)$$

当 $\Lambda=0$ 时,这个积分可以严格求得:

$$\frac{\mathcal{R}(t_0)H_0}{c}\chi_e = \begin{cases} \int_0^z \frac{dz'}{(1+z')^{3/2}} = 2\left(1 - \frac{1}{\sqrt{1+z}}\right) & \text{对于 } \Omega_0 = 1, \\ \int_0^z \frac{dz'}{(1+z')} = \ln(1+z) & \text{对于 } \Omega_0 = 0. \end{cases} \quad (8.41)$$

现在对 χ_e 代入(8.39)式给出共动半径 σ_e :

$$\mathcal{R}(t_0)\sigma_e = \begin{cases} \frac{2c}{H_0} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1+z}}\right) & \text{对于 } \Omega_0 = 1, \\ \frac{c}{H_0} \frac{z(1+z/2)}{1+z} & \text{对于 } \Omega_0 = 0. \end{cases} \quad (8.42a)$$

364 经过冗繁的代数运算得到更普遍的 **Mattig** 公式:

$$\mathcal{R}(t_0)\sigma_e = \frac{c}{H_0} \frac{2}{\Omega_0^2(1+z)} [\Omega_0 z + (\Omega_0 - 2)(\sqrt{1 + \Omega_0 z} - 1)]. \quad (8.42b)$$

注意到在大红移处我们有 $\mathcal{R}(t_0)\sigma_e \rightarrow 2c/(H_0\Omega_0)$ 。当密度很小时, $\Omega_0 \ll 1$,更方便的形式为:

$$\mathcal{R}(t_0)\sigma_e = \frac{c}{H_0} \frac{z}{(1+z)} \frac{1 + \sqrt{1 + \Omega_0 z} + z}{1 + \sqrt{1 + \Omega_0 z} + \Omega_0 z/2}. \quad (8.42c)$$

对于 $\Omega_{\text{tot}}=1$ 的平坦宇宙没有一般解,但对于 $\Omega_m \geq 0.1$:

$$\mathcal{R}(t_0)\sigma_e \approx 2c/(H_0 z \Omega_m^{0.4}) \text{ 当 } z \rightarrow \infty. \quad (8.43)$$

图 8.11 显示了某些特殊情况下的 d_L 和 d_A 。在近处,按照问题 8.21,两者都随红移线性增长。但是光度距离 d_L 总是增长得快于这个线性关系,当密度 Ω_{tot} 低时这样的趋势更强:这可将我们从 Olbers 佯谬中解救出来。角尺度距离 d_A 增长较慢;它在 $z \sim 1/\Omega_0$ (或在 $\Lambda=0$ 的平坦模型中 $z \sim 1/\Omega_m$) 处达到极大值,然后下降。在我们的标准模型中,在红移 $z \geq 1.5$ 处,一个源看起来要比它离得更远时大一些。

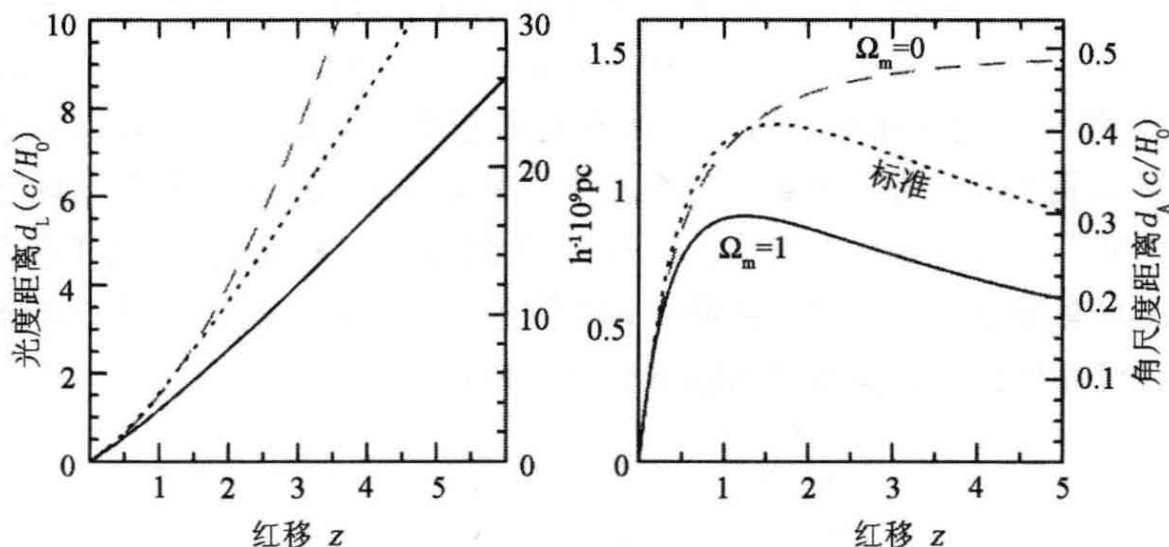


图 8.11 对于红移为 z 的源,左,光度距离 d_L ;右,角直径距离 d_A ;两者的单位都是 $c/H_0 \approx 3 h^{-1} \text{ Gpc}$ 。实线($\Omega_0=1$)和长画线($\Omega_0=0$)是对 $\Lambda=0$;点线是对标准模型

问题 8.20 从(8.39)式证明,当两者都小于 1 时, $\sigma \approx \chi$, 然后证明 d_L 和 d_A 都远小于 $c/H_0 \approx 2990 h^{-1} \text{ Mpc}$ (当测量近邻星系时,我们不必考虑空间的曲率,正如我们穿过一个小镇时不必关心地球的曲率一样)。

问题 8.21 用(8.40)式证明,当红移 $z \ll 1$ 时, d_L 和 d_A 都趋于我们通常从红移 z 计算的距离: $d_A = \mathcal{R}(t_e)\sigma_e \rightarrow c/H_0 \approx d_L$ 。用(8.42b)式证明当 $\Lambda=0$ 和红移大时, $d_A \rightarrow 2c/(H_0 z \Omega_m)$ 。

问题 8.22 用 $M_{\text{bol},\odot} = 4.75$, $L_* = 2 \times 10^{10} L_\odot$ 和 $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, 证明, 如果 $\Lambda = 0$, 一个红移在 $z = 3$ 的 L_* 星系会有 $m_{\text{bol}} = 25.2$ (若 $\Omega_0 = 1$), 或 $m_{\text{bol}} = 26.6$ (若 $\Omega_0 = 0$), 而在标准宇宙学中 $m_{\text{bol}} = 26.1$ 。

问题 8.23 证明, 在 $\Omega_0 = 0$ 的低密度宇宙中, 在大红移处 $d_A \rightarrow c/(2H_0)$ 。用图 8.11 证明, 一个尺度 10kpc 的天体所张的角总是至少为 $1.4h$ 角秒 (对 $\Omega_0 = 0$), 和 $\geq 3h$ 角秒 (若 $\Omega_0 = 1$) (图 9.14 的恒星形成区半径为 0.1—0.2 角秒; 所以这些亮斑尺度 $\leq 1\text{kpc}$)。

8.3.2 星系光谱和测光红移

在实践中我们并不测量热光度; 我们测量的是指定波段或频率的视亮度。宇宙膨胀改变了星系的颜色: 当我们在一个特定的波段观测时, 我们现在看到的光是在光谱的较蓝部分辐射的。假设在时刻 t_e 我们在红移 z 看到的一个星系在从 λ 到 $\lambda + \Delta\lambda$ 的波长范围内有光度 $L_\lambda(\lambda, t_e)\Delta\lambda$ 。在 (波长 λ_1 和 λ_2 之间传播所有光的) 带通 BP 内的视亮度 F_{BP} 由 (8.35) 式给出, 如果把光度 L 取为收到它时穿过我们带通的波长范围发出的能量的话。所以:

$$\begin{aligned} F_{\text{BP}} &= \frac{1}{4\pi d_L^2} \int_{\lambda_1/(1+z)}^{\lambda_2/(1+z)} L_\lambda(\lambda, t_e) d\lambda \\ &= \frac{1}{4\pi d_L^2} \frac{1}{1+z} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} L_\lambda[\lambda/(1+z), t_e] d\lambda. \end{aligned} \quad (8.44)$$

对于近邻星系, (1.15) 式告诉我们如何计算它在任意距离处的视星等。但在大红移处, 我们必须再加两项: 这个带通内的视星等 m_{BP} 是

$$m_{\text{BP}} = M_{\text{BP}} + 5 \log_{10} \left(\frac{d_L}{10\text{pc}} \right) + k_{\text{BP}}(z) + e_{\text{BP}}(z). \quad (8.45)$$

绝对星等 M_{BP} 是从 10pc 距离看时星系应有的视星等, 发射就像在当前时刻 t_0 。 $k(z)$ 项历史上称为 **k 改正**, 代表星系的光在波长上移动的效应。 **演化项** $e(z)$ 将在 9.3 节讨论, 它容许星系的光度在光发射时刻和当前之间改变。

从 (8.44) 式我们有:

$$k_{\text{BP}}(z) \equiv 2.5 \log_{10}(1+z) - 2.5 \log_{10} \left\{ \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} L_{\lambda}[\lambda/(1+z), t_0] d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} L_{\lambda}[\lambda, t_0] d\lambda} \right\}, \quad (8.46)$$

式中 $L_{\lambda}(\lambda, t_0)$ 是当前的谱。当然,我们不能测量遥远星系当前的谱;它的光还在走向我们的路途中。但我们可以计算一个今天的星系若红移 z 处观测时会是什么样子。图 8.12 显示,如果我们在 4400 \AA 的 B 波段观测,椭圆星系将随红移的增加而迅速变暗,因为我们的带通移到了紫外区,那里它的恒星发光很少。星暴星系变暗不多,因为其炽热的年轻恒星在短波很亮。在 $z \leq 1$ 时,两种星系在 8000 \AA 的红光 I 波段比在 B 波段变暗都要少得多。所以在较高的红移 $B-I$ 颜色变得越来越红。在红移 $z \geq 2$,两种星系的光都基本上移到了红外区。

问题 8.24 如果一个星系的发射光谱为 $L_{\nu} \propto \nu^{-\alpha}$, 证明 $L_{\lambda} \propto \lambda^{\alpha-2}$, 并且 $k(z) = (\alpha-1) \times 2.5 \log_{10}(1+z)$ 。如果像许多类星体那样, νL_{ν} 几乎恒定使得 $\alpha \approx 1$, 则 k 改正为零(见 9.1 节)。当谱朝高频比 $L_{\nu} \propto \nu^{-1}$ 下降更快时, $k(z) > 0$, 天体显得较暗。

测光红移是通过比较星系在几个带通的视亮度同 8.12 那种图的预言对星系红移作出的估计。例如,在 $z \sim 0.5$ 的椭圆星系在 $B-I$ 颜色已经变得非常红,但在 $V-I$ 却较少如此。在 $z \sim 1$ 处,它在 I 波段迅速变暗,所以 $I-H$ 颜色开始红化。用波长从 $3640-9140 \text{ \AA}$ 的 17 块滤光片, COMBO-17 团队在 $0.2 < z < 1.2$ 的范围内估计红移准确到 $\Delta z = 0.05$ 。测光红移最漂亮的应用是寻找 $z > 3$ 的星系。这些 **Lyman 跃变星系**在短于 $912(1+z) \text{ \AA}$ 的波长几乎消失,在那里星系际中性氢原子吸收了它们几乎所有的光(见 9.4 节)。

问题 8.25 如果我们基于 B 波段像的星系巡天,则在 $z \geq 0.5$, 我们将不能包括许多类似今天椭圆星系那样的具有红光谱的星系,解释为什么?

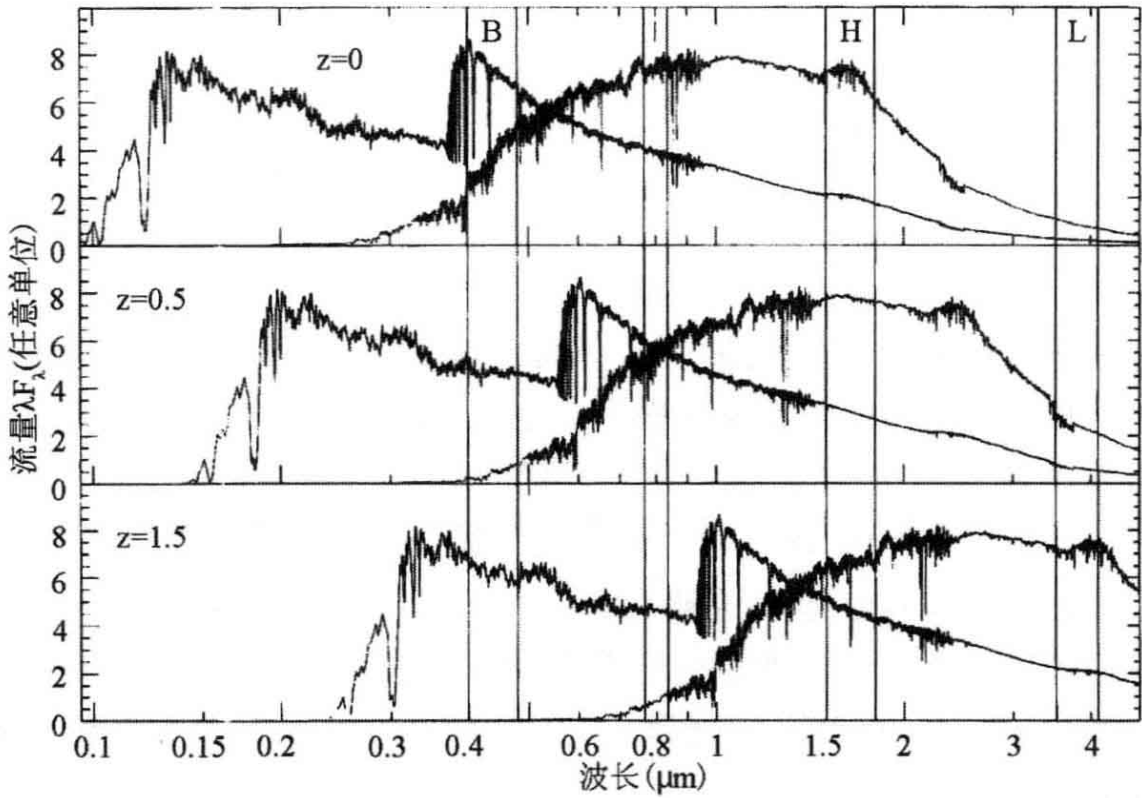


图 8.12 两个模型星系的光谱:较蓝星系中的恒星是在 100Myr 前的一次暴发中形成的,而较红星系中的恒星年龄都有 4Gyr。垂线表示图 1.7 的 B、I、H 和 L 波段。顶栏显示每个星系发出的光,下面两栏显示红移如何影响每个带通的相对亮度。每个波段的能量正比于曲线下的面积(S. Charlot)。

8.3.3 有多少星系? 空间密度

为了跟踪宇宙历史中的星系形成,在对任何给定体积计数时,我们必须考虑膨胀。在红移 z 和 $z + \Delta z$ 之间我们将看到的天体数目正比于相应的空间体积 ΔV 。这正好是星系的光发出时包含它的球面积 $A(\sigma_e, t_e) = 4\pi R^2(t_e)\sigma_e^2$, 和相应于这段红移间隔的时间内光朝我们走过的距离 $c|\Delta t_e|$ 的乘积。从(8.30)和(8.31)式,我们有:

$$\frac{Ac|\Delta t_e|}{\Delta z} \approx \frac{dV}{dz} = \frac{4\pi c R^2(t_0)\sigma_e^2}{H(z)(1+z)^3}, \quad (8.47)$$

式中在最后一步我们用 $R(t_0)/(1+z)$ 代替了 $R(t_e)$ 。

在红移 z 处的体积 ΔV 在当前将膨胀到充满体积 $\Delta V(1+z)^3$: 我们称为共动体积。如果宇宙中的星系数总是保持不变,则共动密

度,即每单位共动体积内的数目不会改变。如果每立方百万秒差距中目前有 n_0 个特定类型的星系,则我们预期在红移 z 和 $z+\Delta z$ 之间它们的数目为 $(d\mathcal{N}_-/dz)\Delta z$, 这里:

$$\frac{d\mathcal{N}_-}{dz} = n_0(1+z)^3 \frac{d\mathcal{V}}{dz} = n_0 c \frac{4\pi \mathcal{R}^2(t_0)\sigma_e^2}{H(z)}. \quad (8.48)$$

将每个红移处测量到的星系数 $d\mathcal{N}_-/dz$ 同(8.48)式的 $d\mathcal{N}_-/dz$ 比较可以知道共动密度是如何改变的。

图 8.8 的右边显示了红移 z 和 $z+\Delta z$ 之间的共动体积 $(1+z)^3 d\mathcal{V}/dz$ 。它在 $\Lambda=\Omega_0=0$ 的开放宇宙中比在 $\Omega_0=1$ 的平坦模型中大得多。所以在开放模型中,我们预期会在高红移看到相对较多的星系。标准模型比 $\Lambda=\Omega_0=0$ 的模型在低红移处有稍大的体积,但在 $z\geq 2$ 处较小。

问题 8.26 用(8.23)和(8.42)式证明,如果 $\Omega_0=0$,则红移 $z=5$ 对应于 $\mathcal{R}(t_0)\sigma_e=2.92c/H_0$,而对于 $\Omega_0=1$, $\mathcal{R}(t_0)\sigma_e=1.18c/H_0$ 。对于任何给定的密度 $n(z)$,用(8.48)式证明,如果 $\Omega_0=0$,则在 $z=5$ 的小红移范围 Δz 内,我们可以预期找到 $\Omega_0=1$ 时 15 倍的天体。在 $z=3$ 处这个比例是多少?

类星体,即我们将在下一章讨论的极亮的“活动”星系核,是如此之亮,以至我们在可观测宇宙的大部分都能看见它们。它们也有强发射线,使得我们容易测量它们的红移。图 1.16 告诉我们,每立方百万秒差距现在包含着 $\sim 10^6$ 个 $L\approx L_*$ 的星系,这里 $L_*\approx 2\times 10^{10}L_\odot$ 是(1.24)式定义的亮星系的光度。在目前,每立方百万秒差距包含着一个 $L\geq 100L_*$ 的非常亮的类星体;亮类星体比亮星系稀疏得多。但图 8.13 显示,在红移 $z\approx 2$,最亮的类星体比它们在今天要约多 100 倍。每 10000 个今天的巨星系约有一个类星体。它们发生了什么事呢?

如果类星体代表年轻的星系核,那么在 10000 个亮星系中至少有一个在过去必须是亮类星体。如果核活动持续时间远小于十亿年,这个比例可以高达 100%。具有活动核的时期可能是星系早期发展的正常阶段。

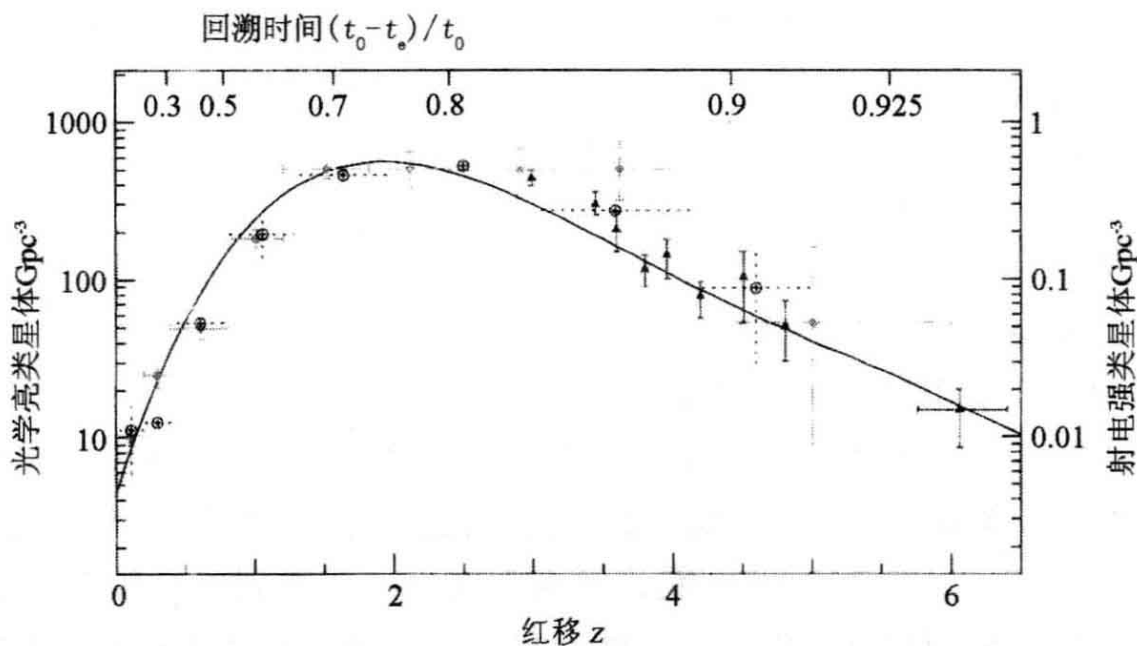


图 8.13 曲线显示甚强射电(在 2.7GHz, $\nu L_\nu > 3 \times 10^{10} L_{bol, \odot}$)类星体的密度, 三角表示光学亮类星体 ($L \geq 100 L_*$); 两者都在红移 $z \sim 2$ 最多。软 X 射线(实点)和硬 X 射线(空点)亮的类星体遵从同样的模式。每共动 Gpc^3 的密度是按标准模型计算的(J. Wall)

我们将在 9.1 节看到, 类星体发光是靠气体落入 $\geq 10^9 M_\odot$ 的超大质量黑洞所释放的能量。在 6.4 节中我们发现, 今天的亮星系中心都有一个大质量黑洞; 也许它们是从早期的类星体留下来的。靠消耗气体建造黑洞要花时间, 所以类星体在 $z \sim 2$ 之前宇宙历史的头 1/4 很少。也许更令人惊讶的是, 我们在 $z > 6$, 即大爆炸后不到 10 亿年就开始看见它们了。

344 8.4 结构的生长: 从小开始

宇宙背景辐射几乎(但不完全)均匀: 它在天空的温度差十万分之几。这些微小的差别告诉我们在复合时刻 t_{rec} , 即辐射冷却到足以形成中性原子时宇宙不均匀的程度。引起暴胀的场的量子涨落作为物质和辐射密度中的不规则性而留下了它们的印记。多数暴胀方案预期, 涨落遵从随机位相假设, 以及功率谱 $P(k) \propto k$ (见问题 8.7): 我们将这称为标准初始涨落。(8.4) 式告诉我们, 在小空间尺度或大

k 处密度变化最强。

在天空延伸 1 度或以上的最大特征告诉了我们早期宇宙的物理性质。较小尺度的不规则性受到朝向高密度区的过剩引力和较密气体压强的修改。对它们的观测告诉我们有关宇宙几何及其物质内容的知识。在复合以后,致密区随着周围物质落向它们迅速变得更密。通过观测内落星系的本动,我们可以探测今天质量的大尺度分布,并将它同星系光所揭示的分布进行比较。

8.4.1 宇宙微波背景辐射的涨落

物质的分布怎样影响我们今天观测到的宇宙背景辐射呢? 辐射要从一个过密区到达我们这里必须从较深的引力势中爬出来。在这个过程中,它要经受正比于过剩势 $\Delta\Phi_g$ 的引力红移: 它的温度 T 改变 ΔT , 这里 $\Delta T/T \sim \Delta\Phi_g/c^2$ 。在势特别深的地方温度减小, 因为那里的 $\Delta\Phi_g$ 是负的。但时间在较密的区域内走得要慢一个分数 $\Delta t/t = \Delta\Phi_g/c^2$, 所以我们看到的气体在早先较热。辐射温度按 $T \propto 1/a(t)$ 减小, 所以:

345

$$\frac{\Delta T}{T} = -\frac{\Delta a}{a} = -\frac{2}{3} \frac{\Delta t}{t} = -\frac{2}{3} \frac{\Delta\Phi_g}{c^2}, \quad (8.49)$$

式中我们已从(8.27)式用了 $a \propto t^{2/3}$ 。这部分地抵消了引力红移, 得到 $\Delta T/T \sim \Delta\Phi_g/(3c^2)$ 。在这些较早的时间, 平均密度 $\bar{\rho}$ 非常接近于(8.21)式的临界密度。如果我们的区域有密度 $\bar{\rho}(1+\delta)$ 和半径 R , 它的过剩质量是 $\Delta M = 4\pi \bar{\rho} R^3 \delta/3$ 。我们可以写出:

$$3c^2 \frac{\Delta T}{T} = \Delta\Phi_g \sim -\frac{2G\Delta M}{R} = -\frac{8\pi}{3} G\bar{\rho} R^2 \delta \approx -\delta(t) [\bar{H}(t)R]^2. \quad (8.50)$$

从较密区域到达我们的辐射较冷。

在大于 0.3° 的尺度上宇宙微波背景当前最佳的测量, 来自 2001 年 6 月发射的 WMAP 卫星。WMAP 证实, 背景辐射在天空处处具有黑体形式: 只是它的温度在不同的点稍有不同。如果它受到物质密度不均匀性的影响, 这正好是我们应当期望的。我们可以通过选择天球上的某种极坐标 θ, ϕ 来描述温度的变化。当我们在一个给定方

向观察时,我们可以用球谐函数 Y_l^m 写出与平均温度 T 的差 ΔT :

$$\Delta T(\theta, \phi) = \sum_{l>1} \sum_{-l \leq m \leq l} a_l^m Y_l^m(\theta, \phi). \quad (8.51)$$

因为在角 θ 从 0 变到 π 时 Y_l^m 有 l 个零点, a_l^m 量度天球上相隔 $(180/l)^\circ$ 的点之间的平均温差。除了 $l=1$ 的项反映我们相对于背景辐射的运动外,所有的 a_l^m 必须平均为零;它们的方均值测量天球上的 T 涨落有多强。理论家的目的是预言对所有 m 值平均的 $C_l = \langle |a_l^m|^2 \rangle$, 因为这并不依赖于我们选择哪个方向作为“北极” $\theta=0$ 。图 8.14 显示了 $\Delta_T(l)$, 它定义为 $\Delta_T^2(l) = T^2 l(l+1)C_l / (2\pi)$ 。

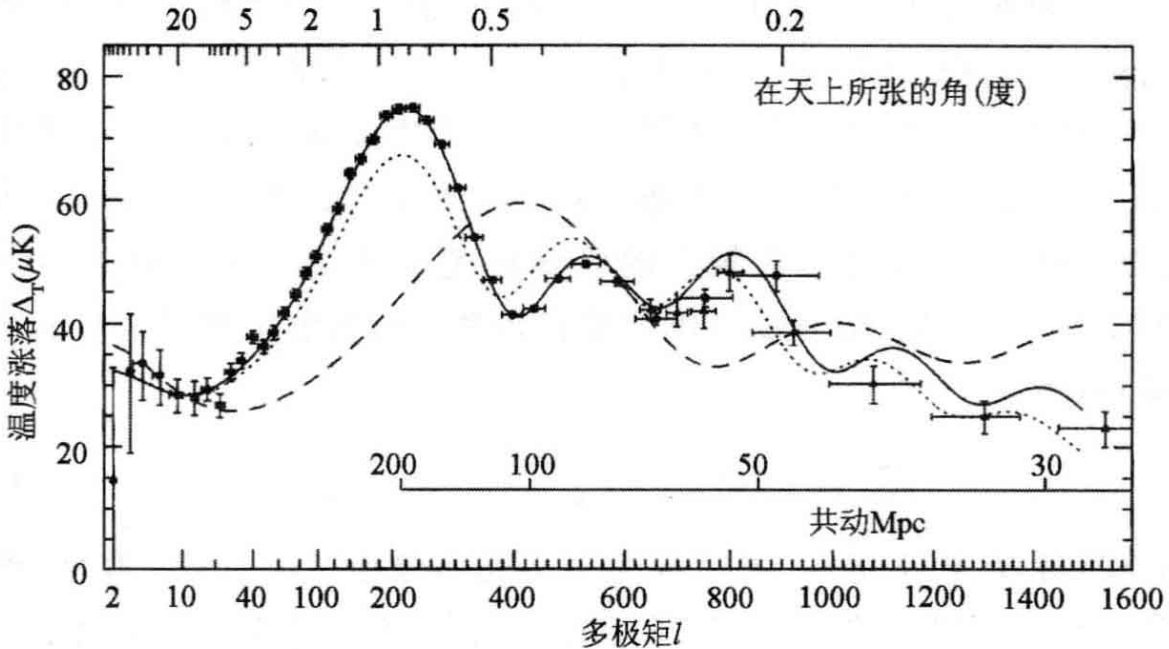


图 8.14 宇宙微波背景的温度涨落 Δ_T : 三角点联合了许多实验的数据, 圆圈取自 WMAP。水平棒显示角尺度范围。曲线表示标准模型的预言(实线), 对于重子有一半那么多(点线), 和 $\Omega_0 = 0.3, \Lambda = 0$ (长画线) 的平坦模型。第 2, 第 3 和后面的峰对应于复合前声波能穿过 2, 3, ... 次。在小 l 的情况下, 我们只有很少的 a_l^m 用于平均(对 $l=2$ 只有 5 个), 垂直棒显示不确定度较大(M. Tegmark, CMBFAST)

引力使得较密的区域更密, 压力则倾向于使密度相等, 它们都会改变暴胀之后留下的涨落。这些力不可能传播得比光速快, 所以它们只在问题 8.14 的视界尺度内起作用。当气体变得透明时, 到视界的共动距离 σ_H 为:

$$\mathcal{R}(t_{\text{rec}})\sigma_H = 3ct_{\text{rec}} = \frac{2c}{H(t_{\text{rec}})} \approx \frac{2c}{H_0 \sqrt{\Omega_m}(1+z_{\text{rec}})^{3/2}}, \quad (8.52)$$

这里我们在最后一步用了(8.26)式。(为什么我们可以忽略 Ω_Λ ?)这种大小的区域今天将膨胀到 $184/(h^2\Omega_m)^{1/2}$ Mpc。因为暴胀留给我们的 $P(k) \propto k$,在大尺度上(在小 l),我们应该预期 $\Delta_T(l)$ 将随 l 的增加而平滑地上升。

视界在天空覆盖的角 θ_H 通过角尺度距离 d_A 而依赖于 Ω_Λ 和 Ω_m 。当 $\Lambda=0$ 和 $\Omega_0 z \gg 1$ 时,(8.42)式告诉我们, $d_A \rightarrow 2c/(H_0 z \Omega_0)$ 。所以只有那些角距离小于:

$$\theta_H \approx \frac{\mathcal{R}(t_{\text{rec}})\sigma_H}{d_A(t_{\text{rec}})} \approx \sqrt{\frac{\Omega_0}{z_{\text{rec}}}} \approx 2^\circ \times \sqrt{\Omega_0} \quad (8.53)$$

的点才能在时刻 t_{rec} 以前彼此通讯。物质密度越低,这个角就应当越小。详细的计算表明,如果 $\Omega_0=1$, Δ_T 在正好小于1度的尺度上最大,在那里我们看到图8.14中的主声学峰。 $\Omega_0=0.3$ 的模型把峰值放在该角的大约一半处。令 $\Omega_m + \Omega_\Lambda = 1$ 将改变距离半径 d_A 依赖于物质密度的方式。从(8.43)式我们在大红移处有 $d_A \propto 1/\Omega_m^{0.4}$,所以波纹的角尺度几乎与 Ω_m 无关。声学峰的观测位置是有利于暗能量的当前最强的证据。

347

我们将在下一节看到,在复合之前,不规则性的增长在暗物质中最强。重子和辐射的混合流体紧接着在引力作用下落入较密的区域。混合流体在 t_{rec} 之前能够走过的最大距离,决定了 Δ_T 中第一个峰的位置在 $l=220$ 处。在标准宇宙学中,这个距离今天对应于105 Mpc,或包含 $2.5 \times 10^{16} M_\odot$ 的球。第二个峰值在 $l=540$,对应于较小的暗物质团块,在那里流体有时间落入并再次被自己增加的压强推出。第3个峰对应于“进—出—进”,第4个对应于“进—出—进—出”,等等:所以称为“声学峰”。存在的暗物质越多,其引力造成的不规则性就变得越强,所以主峰的高度就越大。重子物质的质量“帮助”重子—辐射流体落入暗物质的致密区,但阻止它再次“反弹”出来;这就增加了奇数峰相对于偶数峰的强度。标准模型($\Omega_B \approx$

0.045, $\Omega_m = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$ 和 $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$) 对氦和锂的丰度(见 1.5 节), 星系的运动和宇宙背景辐射的涨落给出了正确的预言。

延伸阅读: Padmanabhan 的书第 6 章。

8.4.2 星系的本动

我们可以探索最大结构的一种办法, 是如图 8.3 那样绘出星系的分布图; 但这只对亮物质进行了采样。另一种办法是观测星系的**本动**, 即它们相对于(8.8)式描述的均匀流动的偏离。本动会由于来自较密区引力的额外拉拽而增长。在本星系群中, 银河系和仙女星系 M31 在它们相互的引力吸引下彼此趋近(4.5 节), 而星系群则落入近邻的星系团。类似地, 我们可以用观测大尺度上的本动来重建物质(其中大部分是暗物质)的分布。

我们可以在图 8.2 中看到近邻椭圆星系的**本动**。虽然天炉座星系团大致同室女座星系团一样远, 但天炉团的星系平均却在更快地离开我们运动。看来本群和近邻星系正在朝室女座周围的星系复合体下落。为了考察这种室女星系团中心内落, 在图 8.15 中我们来看看图 8.2 中每群星系离开我们退行的平均视向速度。个别星系的**本动**速度受到它们在群中轨道的影响, 但对整个群进行的平均应当揭示较大尺度的运动。这些速度点在图的左边。两个白色符号代表室女团星系 M86 和 M49 周围的两个团块。其他大符号(表示靠近室女团的群)落到了一般的线性趋势以下。

图 8.15 的右边显示按照一个简单模型扣除室女团中心内流后的结果, 它预言在我们位置处的内落速度为 270 km s^{-1} 。我们现在看到大致有 $V_r \propto d$ 。在室女团的约 25Mpc 以内, 大多数图符偏离线性趋势小于 100 km s^{-1} 。本动使得我们测量 H_0 的试图复杂化。如果我们试图通过求得室女团方向星系的距离和速度来做到这一点, 我们就会低估哈勃常数, 因为室女星系团中心内流部分地抵消了宇宙膨胀。但如果我们观测反方向的星系, 我们得到的 H_0 值又会太高。

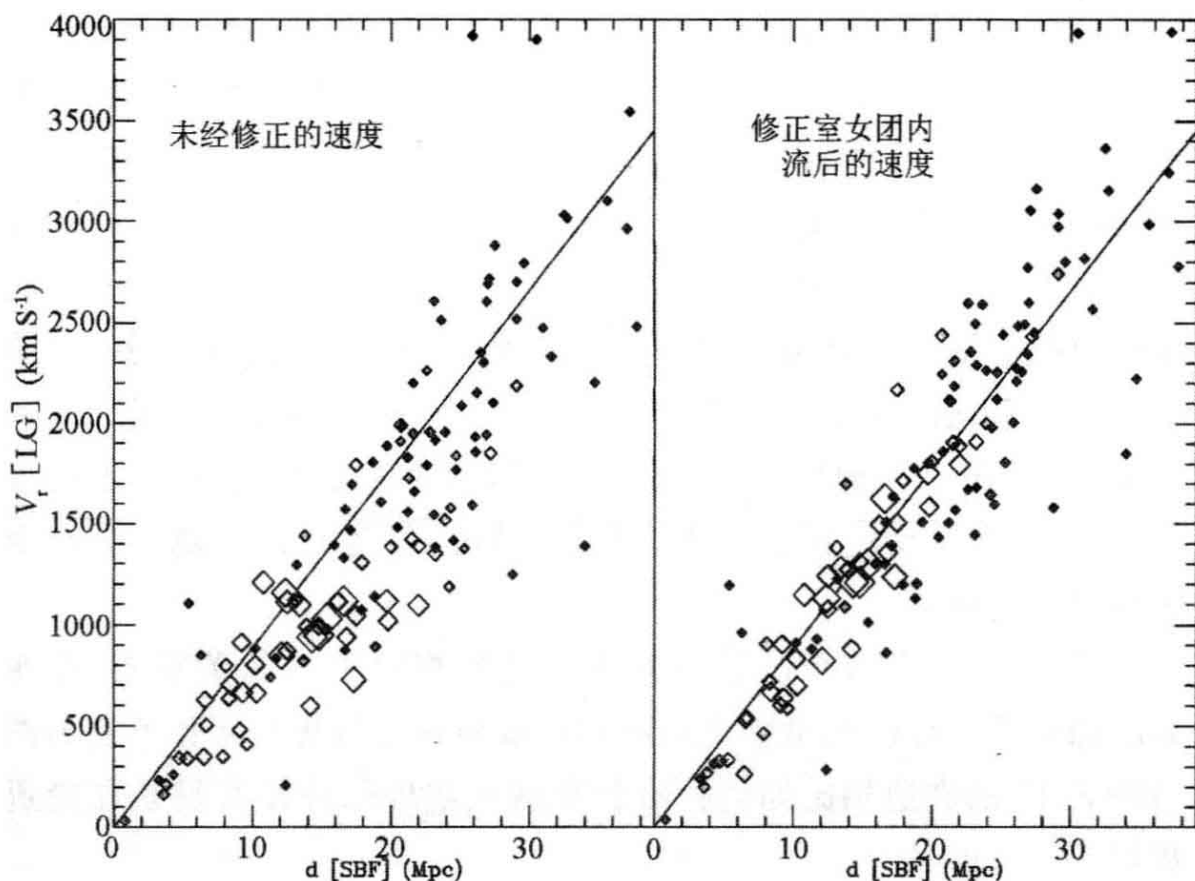


图 8.15 菱形表示对于图 8.2 中的星系群相对于本星系群测量的平均退行速度 V_r 。两个大的白色符号是处女座星系团内的两个团块；其他符号的尺度减小表示离仙女团的距离增加。左图，速度越是落到线性趋势以下，群离仙女团越近；右图，改正仙女团中心内流后(J. Tonry)

测量得最好的是本群的本动，它是从太阳相对于宇宙微波辐射的速度测定的：回忆 1.5 节。本群现在正以 $V_{\text{pec}} \approx 630 \text{ km s}^{-1}$ 的速度在 $(l, b) \approx (276^\circ, 30^\circ)$ 方向运动。该本动看来是由非常远的物质（拉拽着我们和仙女团）的引力产生的。离仙女团最远的星系（大多在天空对侧）的速度主要处于图 8.15 的右边斜率线上方。如果较远的物质正在把仙女团和天炉团拉开，这就应当是我们预期的结果。

349

局地速度弥散和本群朝向仙女团的运动都显著小于我们相对于宇宙微波背景的运动。星系的空间运动在小尺度上是“冷”的：彼此相距数千万秒差距的星系本动速度大部分相同。

问题 8.27 你在这里可以用 Monte Carlo 模拟证明，近邻星系的本动速度必定与银河系的非常接近，否则哈勃就绝不可能从它的 22 个局地星系样本发现宇宙膨胀。

你的天空模型由区域 A ($1\text{Mpc} < d < 3\text{Mpc}$)、B ($3\text{Mpc} < d < 5\text{Mpc}$)、C ($5\text{Mpc} < d < 7\text{Mpc}$) 和 D ($7\text{Mpc} < d < 9\text{Mpc}$) 组成。如果密度是均匀的,在区域 B 有 4 个星系,那么在区域 A, C 和 D 中有多少(四舍五入)? 为简单起见,把 A 区的所有天体放在 $d = 2 \text{ Mpc}$, B 区的放在 4 Mpc , C 区的放在 6 Mpc , D 区的放在 8 Mpc 。现在将本动随机地赋予星系。对每个星系掷一次骰子,记下正面的数字 N ,给予你的星系视向速度 $V_r = H_0 d + (N - 3.5) \times 350 \text{ km s}^{-1}$,取 $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ (如果你喜欢编程,可以用更多星系;将它们随机置于空间,并从平均值为 0 标准差为 600 km s^{-1} 的 Gauss 随机分布中选择本动速度)。

绘制 V_r 以及每个区域中的平均速度相对于 d 的关系图;有明显的趋势吗? 你的模型中星系有多少视向速度为负? 将你绘制的图与图 8.15 的右边相比如何? 哈勃发现在本群以外没有星系在趋近我们。

8.4.3 本动速度是如何增长的?

本动速度倾向于随宇宙的膨胀而消失,因为运动着的星系将不断超过其他星系,直到它到达其运动同宇宙膨胀相匹配的区域。我们可以想象两个近邻的共动观测者 P 和 Q 相对于背景辐射静止;它们彼此退行只是因为宇宙的膨胀。一个星系经过观测者 P 以本动速度 V_{pec} 朝着 Q 运动,并在时间 $\approx d / V_{\text{pec}}$ 之后到达那里。如果 P 和 Q 足够近使得 $V_{\text{pec}} \gg H(t)d$,当星系在其间旅行时,它们的间隔几乎保持不变。但相对于观测者 Q,星系只是以速度 $V_{\text{pec}} - H(t)d$ 运动。星系相对于在其当前位置的共动观测者的速度以如下速率减小:

$$\frac{dV_{\text{pec}}}{dt} = - \frac{H(t)d}{d/V_{\text{pec}}} = - V_{\text{pec}} \frac{\dot{\mathcal{R}}(t)}{\mathcal{R}(t)}. \quad (8.54)$$

将此式积分表明 $V_{\text{pec}} \propto 1 / \mathcal{R}(t)$;星系的本动速度严格按照根据(8.12)式光子动量减小的同样方式下降。

如果本动速度就是按照(8.54)式减小,则在 $z \approx 1100$ 的复合之后不久,本群的物质就会已经在做接近光速的运动了。但这会产生

气体中的激波和宇宙微波背景中的巨大畸变。事实上,星系的本动是通过它们相互的引力吸引在相当新近才产生的。当宇宙的某个部分含有比平均多的物质时,它增加的引力对膨胀的制动更强。在物质少于平均的地方,膨胀就比较快;这个区域相对于其环境就更为稀疏。所以星系相对于宇宙背景运动:它们获得了本动。

为了计算这是如何发生的,假设物质的平均密度为 $\bar{\rho}_m(t)$, 平均膨胀由标度因子 $\bar{a}(t)$ 和哈勃参数 $\bar{H}(t)$ 描述。在局地我们所研究的体积内,我们可以写出:

$$\rho_m(t) = \bar{\rho}_m(t)[1 + \delta(t)], \text{ 和 } a(t) = \bar{a}(t)[1 - \epsilon(t)]. \quad (8.55)$$

如果我们的区域近似球形,外面的物质对里面将没有任何引力作用;它的行为正好像密度较高、膨胀较慢的宇宙的一部分。在 $\Omega_m[1 + \delta(t)] > 1$ 使局地密度超过临界值的地方,膨胀能够停止以形成束缚的星系群和星系团。

如果我们呆在线性区,那里(8.55)式的 δ 和 ϵ 都远小于 1,情况就要简单得多。我们在(8.4)式后面的讨论中看到,这适用于尺度大于约 $8h^{-1} \text{ Mpc}$ 的结构:它们的密度比宇宙平均只差一个很小的分数。当我们将对于 $\rho_m(t)$ 和 $a(t)$ 的表达式代入(8.25)式时,我们就可以略去含 $\delta^2, \delta\epsilon, \epsilon^2$ 和这些变量的更高次幂的项。回忆 $a(t)H(t) = \dot{a}(t)$ 和那些只含平均量的项将抵消,(8.25)式变为:

$$\Delta[H_0^2(1 - \Omega_{\text{tot}})] + 2 \frac{d\bar{a}}{dt} \frac{d}{dt}[\bar{a}\epsilon(t)] + \frac{8\pi G}{3} \bar{\rho}(t) \bar{a}^2(t) [\delta(t) - 2\epsilon(t)] = 0. \quad (8.56)$$

这里第一项代表我们较密的区域内当前密度和膨胀速率的改变。

我们从图 8.7 看到,对于星系团和星系群形成的大部分时期,暗能量并不重要,我们可以直接用(8.27)式来描述平均膨胀 $\bar{a}(t)$ 。当宇宙为物质主导时, ρa^3 是常数,所以 $\delta = 3\epsilon$ 。那么:

$$\delta \propto t^{2/3} \propto \bar{a}(t) \text{ 只要 } 1 + z \gg (1 - \Omega_{\text{tot}})/\Omega_m, (\Omega_\Lambda/\Omega_m)^{1/3} \quad (8.57)$$

是(8.56)式的“增长”解(代回去核对!)在早期,反差 δ 正比于 $\mathcal{R}(t)$ 增长。如果 $\Omega_m + \Omega_\Lambda < 1$, 则在某一点关于 z 的第一个条件破坏, 平均运动变为 $\bar{a} \propto t$; 物质以恒定速度向外滑行。一旦物质施加的引力小得不能影响膨胀, δ 就保持固定: 结构冻结。在 $\Omega_{\text{tot}} = 1$ 的平坦模型中, 增长持续到 $1+z \sim (\Omega_\Lambda / \Omega_m)^{1/3}$ 。在标准模型中, 大的结构持续增长到非常新近的 $z \sim 0.3$ 。在 $\Omega_m = 0.3$ 和 $\Omega_\Lambda = 0$ 的低密度宇宙中, 它们会在红移 $z \sim 2$ 附近停止变得较密。

延伸阅读: 关于本动, 见 Padmanabhan 书的第 4 章。

8.4.4 用本动求星系团的质量

任何高于平均密度的区域将把周围的星系更强地拉向自己。在均匀密度的相对偏离 $\delta(\mathbf{x}, t)$ 仍然很小的同时, (8.57) 式告诉我们, 在给定时间内, $\delta(\mathbf{x})$ 处处增长一个相等的因子。因为每一过密区对星系的拉力以同样比例增加, 它的加速度, 从而本动速度总是平行于局地引力。所以, 通过测量本动, 我们可以重建力矢量, 从而得到质量分布。

为了明白这是怎样做到的, 我们可以把在点 \mathbf{x} 处物质的速度 $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$ 写为直接离开原点的平均宇宙膨胀与本动速度 \mathbf{v} 之和:

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = \bar{H}(t) \mathbf{x} + \mathbf{v}(\mathbf{x}, t). \quad (8.58)$$

质量守恒方程将速度场同密度联系起来, 密度可以写为 $\rho(\mathbf{x}, t) = \bar{\rho}(t) [1 + \delta(\mathbf{x}, t)]$:

$$\left(\frac{\partial \rho}{\partial t} \right)_{\mathbf{x}} + \nabla_{\mathbf{x}} \cdot \rho \mathbf{u} = 0. \quad (8.59)$$

回忆只涉及平均量的项将消掉, 再略去含 δ^2 , $\delta \mathbf{v}$ 和 \mathbf{v}^2 的项, 我们有:

$$\left(\frac{\partial \delta}{\partial t} \right)_{\mathbf{x}} + \bar{H}(t) \mathbf{x} \cdot \nabla_{\mathbf{x}} \delta + \nabla_{\mathbf{x}} \cdot \mathbf{v} = 0. \quad (8.60)$$

352 令 $\mathbf{x} = \bar{a}(t) \mathbf{r}$, 我们转向与平均膨胀共动的坐标 \mathbf{r} 。在固定 \mathbf{r} 处跟随一点的时间微商是:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} \right)_{\mathbf{r}} = \left(\frac{\partial}{\partial t} \right)_{\mathbf{x}} + \bar{H}(t) \mathbf{x} \cdot \nabla_{\mathbf{x}}, \quad (8.61)$$

并且因为 $\bar{a}(t) \nabla_{\mathbf{r}} = \nabla_{\mathbf{x}}$, (8.60) 式简化为:

$$\left(\frac{\partial \delta}{\partial t}\right)_r + \nabla_{\mathbf{x}} \mathbf{v} = 0. \quad (8.62)$$

对于足够小的体积,如果我们假设外面的宇宙是均匀和各向同性的,我们就可以用牛顿定律来计算与平均密度 $\bar{\rho}$ 的局部偏离相应的引力势 Φ_g 。引力 $\mathbf{F}_g = -\nabla \Phi_g = d\mathbf{v}(\mathbf{x}, t)/dt$, 所以我们有 $0 = d(\nabla \times \mathbf{v})/dt$ 。因此从小的初始涨落以这种方式增长起来的本动有 $\nabla \times \mathbf{v} \approx 0$, 我们可以定义速度势 Φ_v 使得 $\mathbf{v} = \nabla_{\mathbf{x}} \Phi_v$ 。利用 Φ_v 重写 8.62 式得:

$$\nabla_{\mathbf{x}}^2 \Phi_v = -\left(\frac{\partial \delta}{\partial t}\right)_r. \quad (8.63)$$

Poisson 方程(3.9)式告诉我们,

$$\nabla_{\mathbf{x}}^2 \Phi_g = -\nabla_{\mathbf{x}} \cdot \mathbf{F}_g = 4\pi G \bar{\rho} \delta(\mathbf{x}, t) \quad (8.64)$$

这看来疑似 Φ_v 的方程。(8.57)式让我们确信,所有扰动都以同样的速率增长:如果 δ 大两倍,则 $d\delta/dt$ 亦如此。因此, $\delta(\mathbf{x}, t) \propto \partial \rho(\mathbf{x}, t)/\partial t$, 即(8.63)和(8.64)式的右边彼此成正比。这样一来,只要 $\mathbf{v}(\mathbf{x}, t)$ 和 \mathbf{F}_g 都随着 $|\mathbf{x}|$ 增加减小到零,它们也必定成正比:本动速度与物质局域集中产生的力方向相同。将(8.63)式的右边除以(8.64)式的右边,我们得到:

$$\frac{|\mathbf{v}(\mathbf{x}, t)|}{|\mathbf{F}_g|} = \frac{\bar{H}(t)f}{4\pi G \bar{\rho}(t)}, \text{ 式中 } f \equiv \frac{\bar{a}(t)}{\delta} \left(\frac{\partial \delta}{\partial t}\right)_r \frac{d\bar{a}}{dt}. \quad (8.65)$$

从(8.57)式,在物质主导的宇宙中,如果 $\Omega_m \approx 1$, 我们有 $f=1$, 而当 $\Omega_m \rightarrow 0$ 时 $f \rightarrow 0$ 。一般来说,一个很好的近似是 $f(\Omega) \approx \Omega^{0.6}$ 。用对于力的(3.5)式,我们可以将本动速度写为:

$$\mathbf{v}(\mathbf{x}, t) = \frac{\bar{H}(t)f(\Omega)}{4\pi} \int \frac{\delta(\mathbf{x}')(\mathbf{x} - \mathbf{x}')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|^3} d^3 \mathbf{x}'. \quad (8.66)$$

问题 8.28 证明,如果除了 $\mathbf{x}=0$ 处的一个过密团块外宇宙是均匀的,则遥远星系以速度 $\mathbf{v}(x, t) \propto 1/x^2$ 朝原点运动。

问题 8.29 在膨胀(共动)坐标 r 中,证明:

$$\mathbf{v}(\mathbf{r}, t) = \frac{\bar{H}(t)f(\Omega)\bar{a}(t)}{4\pi} \int \frac{\delta(\mathbf{r}')(\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} d^3 \mathbf{r}'. \quad (8.67)$$

当时间早得足以使我们能利用关于 $\delta(\mathbf{r})$ 的(8.57)式时,本动速度 $v \propto t^{1/3}$ 。(为了应用(8.57)式我们为什么必须转换到共动坐标?)

所以,如果我们能够测量近邻富星系团的密度超 $\delta(\mathbf{x})$,以及它们周围星系的本动速度,我们就应该能够检验(8.66)式,并解出物质密度 Ω_m 。首先我们测定星系的平均本动 $\mathbf{v}(\mathbf{x})$ 。我们必须假定宇宙在更大的尺度上是均匀和各向同性的,所以来自我们巡天体积之外的星系的力将平均为零。代入(8.66)式就应当得出乘积 $f(\Omega_0) \cdot \delta(\mathbf{x})$,由此就能求得 Ω_m 。

但从测得的本动速度预期的质量分布同观测到的星系成团符合得不是很好。换言之我们可以说,从星系观测位置计算得到的力并不能产生观测到的本动速度。我们目前的巡天体积外面物质的拉力看起来是显著的。特别是,我们还不知道要为本群 $\sim 600 \text{ km s}^{-1}$ 本动的大部分负责的物质聚集。关于这个问题的的工作正在进行之中,星系巡天正在扩展为寻求改善距离的手段。

在局域,我们可以用图 8.15 为室女团中心内落建立的粗略模型来估计质量密度 Ω_m 。设 $d_V \approx 16 \text{ Mpc}$ 为本群到室女团中心的距离。在围绕团心半径为 d_V 的球内,亮星系的密度约为平均值的 2.4 倍;如果质量密度增加同样的倍数,则密度超 $\delta \approx 1.4$ 。虽然(8.65)式是对 $\delta \ll 1$ 导出的,我们仍可用它来粗略计算 $f(\Omega)$ 。

假设室女团大致为球形,对本群附加的引力拉拽 $F_g \approx 4\pi G d_V \bar{\rho} \delta / 3$,仿佛星系团的全部质量都集中在其中心。所以我们朝室女团的本动是:

$$|v_{\text{LG}}| \approx \frac{(H_0 d_V) \Omega_m^{0.6} \delta}{3} \approx 270 \text{ km s}^{-1}. \quad (8.68)$$

宇宙膨胀正在以 $H_0 d_V \approx 1200 \text{ km s}^{-1}$ 的速度把这个团从我们拉开,所以这给出 $\Omega_m \approx 0.3$,与标准模型符合得不错。

380 8.4.5 潮汐矩:星系的自转如何产生

太阳自转的起源和水从洗涤槽流出时围绕塞孔打转相同。物质原来在随机的意义上具有围绕中心的少量角动量 $\rho \mathbf{x} \times \mathbf{v}$ 。当流体径向内流时角动量是近似守恒的,所以随着 $|\mathbf{x}|$ 的减小,由 \mathbf{v} 描述的转

动就必须加快。但星系和星系团的旋转并不归因于早期的随机运动；这种本动是来源于不规则物质团块彼此间的引力拉拽，如图 4.13 所示。

在问题 8.29 中我们看到，当宇宙为物质主导时，本动速度按 $t^{1/3}$ 增长，而星系之间的距离 d 遵从 $a(t) \propto t^{2/3}$ 。所以只要我们仍然在 $\delta(t) \ll 1$ 的线性区，角动量就按 $d \times v \propto t$ 增长。当致密区开始向自身塌缩时它会停止增加，我们将在 8.5 节中讨论这一点。初始团块越密，塌缩就越快，旋转建立的时间就越少。但潮汐矩在较密的区域较强，所以，在充满冷暗物质的宇宙中，天体获得与它们的质量和能量相当的同量平均角动量。

为了量度一个星系的角动量有多重要，我们记住半径为 R ，质量为 M ，角动量为 \mathcal{L} 的星系将以角速度 $\omega \sim \mathcal{L}/(MR^2)$ 旋转。半径 R 的圆轨道上的角速度 ω_c 由 $\omega_c^2 R \sim GM/R^2$ 给出。能量 $\mathcal{E} \sim -GM^2/R$ (见问题 3.36 并回忆位力定理)。所以，比值：

$$\lambda = \frac{\omega}{\omega_c} = \frac{\mathcal{L}}{MR^2} \times \frac{R^{3/2}}{\sqrt{GM}} = \frac{\mathcal{L} |\mathcal{E}|^{1/2}}{GM^{5/2}} \quad (8.69)$$

告诉我们星系在多大程度上是由旋转而不是由压强或其恒星的随机运动抵抗塌缩得到支撑的。引力 N 体模拟证明，我们观测到的星系分布不能很强地让塌缩的团块旋转起来：我们预期 $0.01 < \lambda < 0.1$ 。这与我们在椭圆星系中看到的情况类似，但像银河系这样的盘星系有 $\lambda \approx 0.5$ 。如果物质失去能量向内运动，参数 λ 可以增加，就像气盘通过辐射可做的那样。

这个论证已经告诉我们银河系有暗晕，否则银盘就来不及形成。若没有晕， \mathcal{L} 和 M 不会随原银盘向内运动而改变，所以它的半径必须收缩 100 倍使 \mathcal{E} 增加相同的倍数。太阳附近的盘物质起源时必定离中心 800 kpc，但那个半径内的质量 $M(<R)$ 现在应当正好处于太阳轨道和银心之间。(3.20) 式表明，轨道周期应当要比太阳当前轨道的长 1000 倍，即 240 Gyr。银河系会以大致相同的速率收缩；形成盘所需的时间会比宇宙年龄长若干倍。

但在问题 3.5 中我们看到，银河系具有 $M/L \geq 50$ ；它的质量

90%是暗的。因为暗晕不能失去能量和收缩,那些将变为盘的气体起源之处离中心要近 $M(\text{盘})/M(\text{总})$ 倍。所以为了达到 $\lambda \approx 0.5$,我们的盘只需塌缩到原来大小的十分之一。因为内落和轨道速度是由暗晕决定的,它们应当一直接近今天的值。以 200 km s^{-1} 的速度从 80 kpc 的半径收缩,盘在 $\leq 2 \text{ Gyr}$ 之内就能形成了。

延伸阅读:见 Padmanabhan 书的第 8 章。

8.5 结构的生长:团,壁和洞

图 8.3 中我们看到的星系团和巨壁之所以可见,是因为其中亮物质的密度要比周围区域大几倍。如果星系跟踪物质密度,则现在密度的相对变化很大:用(8.55)式的语言,就是 $\delta(t_0) \geq 1$ 。我们在 8.4 节中考察的小涨落怎样发展成今天看到的结构呢?

8.5.1 压强对抗引力:Jeans 质量

类似恒星的天体是由反抗内拉引力的气体压强支撑的。物体越大,引力就越有可能战胜阻滞它的外向力。在生活中,恐怖电影的巨大昆虫会被它们自身的重量压垮。对于一个球形的气体云,我们可以用问题 3.11 对半径为 r 密度为 ρ 的均匀球的结果来估计势能 $\mathcal{P}\mathcal{E}$ 。然后我们将它同热能 $\mathcal{K}\mathcal{E}$ 比较。气体中的声速 c_s 接近粒子沿一个方向运动的平均速度,所以我们可以记:

$$\mathcal{P}\mathcal{E} \equiv -\frac{1}{2} \int \rho(\mathbf{x}) \Phi(\mathbf{x}) d^3 \mathbf{x} \approx -\frac{16\pi^2}{15} G \rho^2 r^5, \text{ 和 } \mathcal{K}\mathcal{E} \approx \frac{3c_s^2}{2} \frac{4\pi r^3 \rho}{3}. \quad (8.70)$$

在平衡中,位力定理(3.44)式要求 $|\mathcal{P}\mathcal{E}| = 2 \mathcal{K}\mathcal{E}$;我们可以预期,如果动能小于这个值,云就会塌缩。如果云足够大,这总是会发生的: $\mathcal{K}\mathcal{E} < |\mathcal{P}\mathcal{E}|/2$ 的条件是:

$$2r \geq \sqrt{\frac{15}{\pi}} \sqrt{\frac{c_s^2}{G\rho}} \approx \lambda_J, \text{ 式中 } \lambda_J \equiv c_s \sqrt{\frac{\pi}{G\rho}}. \quad (8.71)$$

长度 λ_J 称为 **Jeans 长度**。当气体云受到压缩时,它的内部压强上升,倾向于引起膨胀,但向内拉的引力也增强了。如果它的直径小于 λ_J ,

增加的压强会大于增强的引力：云会再度膨胀。在较大的云中引力取胜，塌缩必然发生。

早期，当宇宙为辐射主导时密度 $\rho_r = a_B T^4 / c^2$ 低而压强高 ($c_s = c / \sqrt{3}$)。所以(8.71)式给出：

$$\lambda_J = c^2 \left(\frac{\pi}{3Ga_B T^4} \right)^{1/2} \propto T^{-2}. \quad (8.72)$$

Jeans 质量 \mathcal{M}_J 是直径为 λ_J 的球内所含物质的量：

$$\mathcal{M}_J \equiv \frac{\pi}{6} \lambda_J^3 \rho_m, \quad (8.73)$$

式中 ρ_m 仅指物质密度。在辐射主导时期我们有 $\mathcal{M}_J \propto T^{-6}$ ，而 $T \propto 1 / \mathcal{R}(t)$ 并且 ρ_m 按 \mathcal{R}^{-3} 减小。所以 Jeans 质量按照 $\mathcal{M}_J \propto \mathcal{R}^3(t)$ 增加；直径为 λ_J 的球内所含质量随着宇宙变得更弥漫而增加。在物质密度和辐射密度相等的时刻 t_{eq} ，温度为 T_{eq} 并且 $\rho_m = \rho_r = a_B T_{\text{eq}}^4 / c^2$ 。辐射仍将提供大部分压强，所以 $p \approx c^2 \rho_r / 3$ ，并且：

$$\mathcal{M}_J(T_{\text{eq}}) = \frac{\pi}{6} \rho_m(t_{\text{eq}}) \left(\frac{\pi c^4 / 3}{Ga_B T_{\text{eq}}^4} \right)^{3/2} = \frac{\pi^{5/2}}{18\sqrt{3}} \frac{c^4}{G^{3/2} a_B^{1/2}} \frac{1}{T_{\text{eq}}^2}. \quad (8.74)$$

如果相等发生在问题 8.10 的红移 $1 + z_{\text{eq}} = 24000 \Omega_m h^2$ ，则：

$$\mathcal{M}_J(T_{\text{eq}}) = 3.6 \times 10^{16} (\Omega_m h^2)^{-2} \mathcal{M}_\odot. \quad (8.75)$$

这要比室女团大 100 多倍，或者大致是我们今天能在边长 $50 / (\Omega_m h^2)$ Mpc 的巨大立方体内找到的质量。这近似于图 8.3 中某些最大的空洞和星系团复合体的空间尺度。质量小于 \mathcal{M}_J 的超密区因为向外的辐射压太强而不能塌缩。相反，辐射从其中扩散出去，带走了电离的气体，将小的不规则性阻尼掉。

在这个时间之后，物质提供了大部分质量和能量，但压强主要来自辐射：所以 $\rho \approx \rho_m$ ，但 $p \approx c^2 \rho_r / 3$ 。如果一小盒物质—辐射联合流体被绝热压缩，那么正如在宇宙膨胀中一样，物质密度的改变 $\Delta \rho_m$ 同 $\Delta \rho_r$ 的关系为 $4\Delta \rho_m / \rho_m = 3\Delta \rho_r / \rho_r$ 。所以声速：

$$c_s^2 = \frac{\partial p}{\partial \rho} = \frac{c^2 \Delta \rho_r / 3}{\Delta \rho_m} = \frac{c^2}{3} \frac{4 \rho_r}{3 \rho_m} \propto \frac{1}{\mathcal{R}(t)}, \text{ 所以 } \lambda_J = c_s \sqrt{\frac{\pi}{G \rho_m}} \propto \mathcal{R}(t) \quad (8.76)$$

和(8.73)式的 Jeans 质量保持恒定。

357 在红移 $z_{\text{rec}} \sim 1100$, 那时温度 $T_{\text{rec}} \approx 3000\text{K}$, 氢原子已经复合。辐射自由地在中性物质中流动, 对压强不再有贡献。声速降到物质中的声速:

$$c_s(t_{\text{rec}}) \approx \sqrt{\frac{k_B T}{m_p}} \approx 5 \text{ km s}^{-1}. \quad (8.77)$$

就在这以后, Jeans 质量为:

$$\mathcal{M}_J = \frac{\pi}{6} \rho_m \left(\frac{\pi k_B T_{\text{rec}}}{G \rho_m m_p} \right)^{3/2} \approx 5 \times 10^4 (\Omega_m h^2)^{-1/2} \mathcal{M}_\odot; \quad (8.78)$$

它突然下降 $\sim 10^{12}$ 倍。

辐射不断把一些热传给物质, 使它们的温度保持大致相等直到 $z \sim 100$ 。现在 Jeans 质量 $\mathcal{M}_J \propto T^{3/2} \rho_m^{-1/2}$, 因为辐射按 $T_r \propto \mathcal{R}^{-1}$ 冷却, 这种减小补偿了密度 ρ_m 的下降而使 \mathcal{M}_J 保持几乎不变。如果首批致密天体形成时大约具有类似球状星团的质量, 它们随后能并合成较大的天体。一旦不再接收热, 物质将按 $T_m \propto \mathcal{R}^{-2}$ 冷却。为了明白理由, 请考虑将温度和体积联系起来的理想气体定律, 或者回忆根据(8.54)式, 膨胀将减小原子的随机速度。所以 Jeans 质量进一步下降; 在复合之后气体压强太弱, 以至不能影响像星系这样大的天体塌缩了。

但是, 星系或星系团尺度的天体(它们在复合前增长太小)是怎么形成的呢? (8.57)式告诉我们, 这些天体的密度超过平均值的比例 δ 随时间按 $t^{2/3}$ 或 $\mathcal{R}(t)$ 增长。为了在现在以前达到 $\delta \geq 1$, 我们需要在 $z_{\text{rec}} = 1100$ 时 $\delta(t_{\text{rec}}) \geq 10^{-3}$ 。但是, 除了图 8.14 中最高的峰, $\Delta_T < 50\text{mK}$ 或平均温度的 2×10^{-5} 。这太小了; 这样我们为什么今天毕竟看见了星系和星系团呢?

8.5.2 WIMPs 帮忙!

暗物质远远超过中子和质子。它最有可能是由弱作用大质量粒

子(WIMPs)组成的,尽管我们还没有探测到这种粒子本身。像中微子一样,WIMPs 没有强作用和电磁作用(否则它们就不是“暗”的了),同时它们有小而非零的质量。WIMPs 在早期能够塌缩成星系尺度的团块,因为(和重子不同)它们不受辐射压的影响。

为了描述这种塌缩,我们可以仿效对于 Jeans 长度和 Jeans 质量同样的计算,但对 WIMPs 要用密度 ρ_w 和典型随机速度 c_w 。代替(8.73)式,我们发现,如果一个致密区域包含的质量大于:

$$\mathcal{M}_{J,wimp} = \frac{\pi}{6} \rho_w \left(\frac{\pi c_w^2}{G \rho_w} \right)^{3/2}. \quad (8.79)$$

它的动能太小,就会发生塌缩。若 WIMPs 是相对论性的,它们的 Jeans 质量会很大,而且会像辐射主导的情形那样随时间增长。随着 WIMPs 以光速流出去,没有主动塌缩的轻微过密区将会散掉。所有小于问题 8.4 中视界尺度的结构就是这样抹去的。

但是,只要随机运动的速度 c_w 降到 $c/\sqrt{3}$ 以下,Jeans 质量就开始下降。非常粗略地讲,那些在停止相对论性运动时大于视界尺度的致密 WIMPs 团块现在全都开始塌缩。因为暴胀留下的涨落的功率谱 $p(k)$ 随 k 增加,刚刚大于这个尺度的团块密度最高。WIMPs 质量越大,它们不再做相对论运动时的视界就越小,形成的结构就越小越密。

质量为几个电子伏特的中微子几乎直到 t_{eq} 时仍然是相对论性的,那时视界的共动尺度为 $\sim 16(h^2 \Omega_m)^{-1}$ Mpc。这样的轻粒子称为**热暗物质**。如果暗物质是热的,我们仍难理解像星系甚至星系团这样小的天体如何形成。WIMPs 质量足够大,以至在物质和辐射密度相等的时刻 t_{eq} 以前很久,它们的声速 c_w 就降到了光速以下,这样重的粒子称为**冷暗物质**。最流行的 WIMP 候选者质量 $\geq 1\text{GeV}$; 当 $T < 10^{13}$ K, 或大爆炸后 10^{-6} s 时它们的随机运动降到光速以下,那时视界内的质量 $\mathcal{M}_H(\text{WIMP})$ 小于 \mathcal{M}_\odot 。

当辐射离开收缩的 WIMPs 云时,它把普通物质随之带走。所以在复合时辐射和物质都应该分布得相当均匀,宇宙背景辐射的温度在全天应该几乎相同。在复合时,因为物质变为中性,不再受辐射

压的影响,它将落入已经致密的 WIMPs 团块。普通物质密度的涨落就可以增长得远比(8.57)式容许得快,形成了星系和星系团。

359 如果暗物质是冷的,星系本身就能从这些较小碎片逐级并合形成。我们将这称为由小到大图景,因为星系先形成,然后落到一起形成星系团和更大的结构。遵循在膨胀的冷暗物质宇宙中引力放大微小初始涨落的方式,图 8.16 显示了引力 N 体模拟的结果。该图显示的是计算中代表当前的一个阶段。注意由纤维状宇宙网络连接的小致密团块的丰富性,较小的结构看来像是较大结构的较密的缩小复制品。显示于边框的最密区已经不再膨胀并已经塌缩。气体会在那里积累、冷却,形成明亮星系的集团。

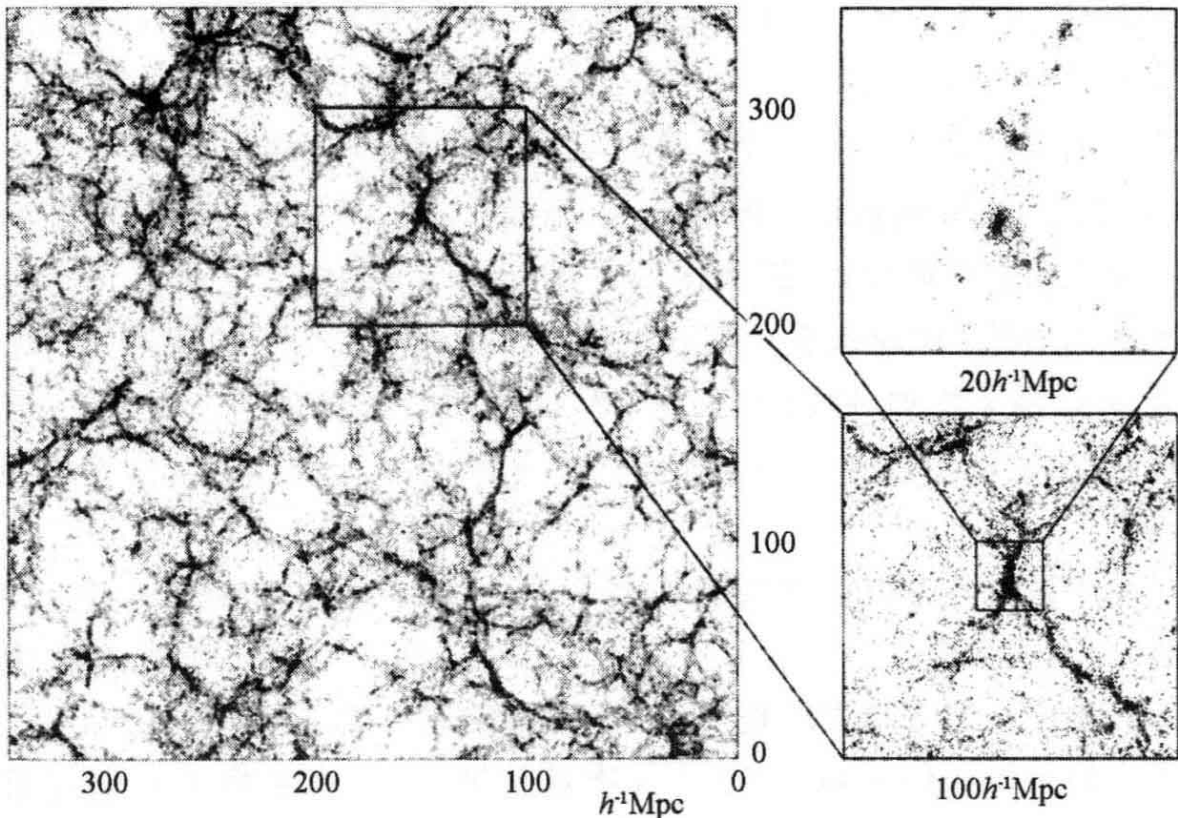


图 8.16 在今天看,通过冷暗物质的引力 N 体模拟得到的一个 $20 h^{-1} \text{Mpc}$ 厚的切片。旁边的小图显示致密团块放大的像;在这些“暗晕”中可以形成星系群(D. Weinberg)

图 8.17 结合图 8.14 中 WMAP 的信息和图 8.3—图 8.5 中 2dF 巡天的信息估计了今天物质的功率谱 $P(k)$ 。用接近标准宇宙学的模型,Sánchez 博士从宇宙微波背景中的不规则性导出 WIMPs

和重子在时刻 t_{rec} 必须有怎样的分布。然后他按照 (8.57) 式计算 WIMPs 的团块在重子落入其中的同时如何变得更密。结果与从 2dF 星系测得的 $P(k)$ 在两者重叠的区域内一致。在这些尺度上,亮星系与暗物质的分布方式相同,两者都由模型曲线很好地描述。这是否意味着我们已经解决了宇宙学的所有问题呢? 人们可能希望寻求暗能量的物理解释,而现在它只是 Friedmann 方程中的一项。但是,对于我们在本章中讨论的大结构来说,标准宇宙学和标准初始涨落已经对观测做出了漂亮的说明。

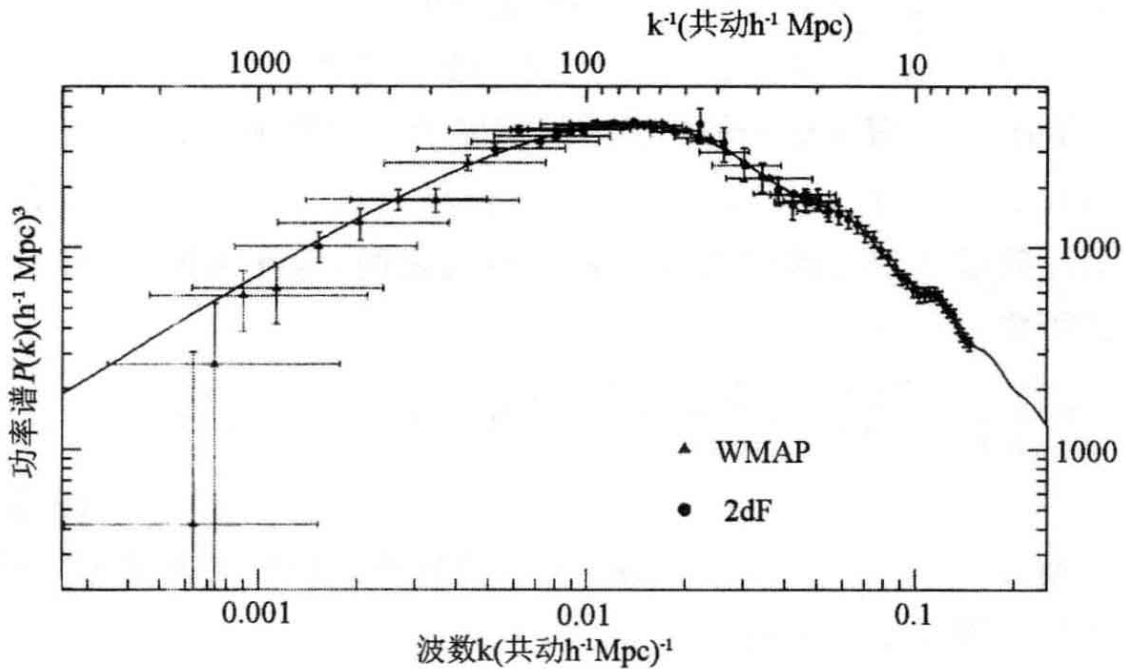


图 8.17 来自 WMAP 的数据(三角)和 2dF 巡天的数据(点子)结合起来描绘功率谱 $P(k)$ 。光滑曲线显示与标准宇宙学类似的平坦($k=0$)模型的预言。 $k \approx 0.1$ 处的扭折是尺度 ~ 10 Mpc 上的声学峰,它太小以至 WMAP 测不到——取自模型 b5 (A. Sánchez, MNRAS 366, 189 (2006))

8.5.3 星系和星系团能在多早形成?

360

为了求得星系或星系团要多久才能达到当前的密度,我们可以用“礼帽”模型,把超密的原星系团看作一个均匀球。在均匀的宇宙中,该球外面的物质对里面没有任何力的作用。所以我们可以随意让球的密度比周围大些或小些, Friedmann 方程仍然成立。在下面的问题中,我们用 (8.26) 式来考查命定要变为星系或星系团的那些

密度高于一般的区域的塌缩。

问题 8.30 假设时间 t_0 是指宇宙为物质主导的一个时刻,并且在我们的原星系团中 $\Omega_m > 1$ 。代入(8.26)式证明,参数方程:

$$\frac{\mathcal{R}(t)}{\mathcal{R}(t_0)} = \frac{\Omega_m}{2(\Omega_m - 1)}(1 - \cos\eta), \quad (8.80)$$

$$H_0 t = \frac{\Omega_m}{2(\Omega_m - 1)^{3/2}}(\eta - \sin\eta)$$

描述了一个解。(这与 4.5 节的(4.24)式中 $e=0$ 的情况相同,——为什么?)证明当 $\eta=\pi$,即在反转时间 $t_{ta} = \pi\Omega_m/[2H(\Omega_m - 1)^{3/2}]$ 时 $\mathcal{R}(t)$ 最大,并且在 $2t_{ta}$ 时球塌缩到高密度。

361 在时刻 t_0 ,假设这个较密区域的膨胀速率和周围相同,并且早到足以让我们应用(8.27)式: $\mathcal{R}(t) \propto t^{2/3}$ 使得 $\rho(t) \propto 1/t^2$, 并且 $t_0 H_0 = 2/3$ 。用问题 8.16 的结果证明,在 t_0 和 t_{ta} 之间,球外密度 ρ_{out} 按如下方式下降:

$$\frac{\rho_{out}(t_{ta})}{\rho_{out}(t_0)} = \left[\frac{9\pi^2}{16} \frac{\Omega_m^2}{(1 - \Omega_m)^3} \right] \text{ 而在里面 } \frac{\rho_{in}(t_{ta})}{\rho_{in}(t_0)} = \left(\frac{\Omega_m - 1}{\Omega_m} \right)^3. \quad (8.81)$$

所以 $\rho_{in}(t_{ta})/\rho_{out}(t_{ta}) = (3\pi/4)^2$ 。当这个球反转并开始塌缩时,它大约比周围密 5.6 倍。

正如(3.23)式的自由下落时间对均匀密度球中所有粒子相同一样,塌缩时间 $2t_{ta}$ 在整个球中也相同。所以在我们的简单模型中,所有粒子将同时达到中心。在真实的宇宙中,它们会有小的随机运动来阻止这一点。暗物质和任何恒星将遭受剧烈弛豫(见 6.2 节)而进入位力平衡。气体在受到压缩时可以通过辐射掉热而失去能量。一旦原星系团进入平衡,位力定理告诉我们,它的能量 $\varepsilon_1 = \mathcal{P}\varepsilon_1 + \mathcal{K}\varepsilon_1 = -\mathcal{P}\varepsilon_1/2$ 。终态能量 ε_1 可以不大于它在时刻 t_{ta} 静止,徘徊在膨胀和收缩之间时的总能量 $\varepsilon_0 = \mathcal{P}\varepsilon_0$: 所以我们必须有 $\mathcal{P}\varepsilon_1 < 2\mathcal{P}\varepsilon_0$ 。

问题 8.31 用对于星系势能 $\mathcal{P}\varepsilon$ 的(3.33)式证明,如果恒星之间的距离全都收缩 f 倍,所以密度按 $1/f^3$ 增加,则 $\mathcal{P}\varepsilon$ 按 $1/f$ 增加。

如果我们采取塌缩是均匀的这个太简单的近似,使得粒子之间

的所有距离以相同倍数收缩,问题 8.31 告诉我们,我们的原星系团的终态半径不会超过它在反转时的一半大,而密度至少要大 8 倍。同时,宇宙继续膨胀,自从 t_{ta} 以来它的平均密度至少下降 4 倍(为什么?)所以当我们的星系团达到位力平衡时,它要比周围宇宙的临界密度密 $4 \times 8 \times 5.6 \approx 180$ 倍:回忆问题 8.2。在星系团中,我们这样定义 r_{200} ,它里面的平均密度为临界密度的 200 倍; r_{200} 有时称为位力半径。在更大的半径处,星系团还不可能弛豫和处于位力平衡。当新落入的星系穿过团的核心时,即便已经弛豫的核心也将被扰乱。

我们可以用“礼帽”模型来估计什么时候能形成星系和星系团。在太阳轨道以内,银河系的密度平均为 $10^5 \rho_{\text{crit}}$ 。所以当它在 $2t_{\text{ta}}$ 塌缩时,平均宇宙密度不大于目前临界密度的 500 倍; $\Omega_m = 0.3$,所以这 362 就是目前平均密度的 1700 倍。平均密度按 $(1+z)^3$ 变化,所以塌缩是在 $1+z \leq (1700)^{1/3} \approx 12$ 。这可能已经晚了,因为气体可以辐射掉能量,变得比位力定理预言的密。但它也不能发生得更早。

问题 8.32 在问题 7.7 中我们发现,在室女团的核心,亮星系要比宇宙平均密 2500 倍。假设暗物质和亮物质在团内充分混合,证明它的核心不能在 $z = 1.3$ 之前形成。从问题 6.4 的结果,NGC 1399 的中心区能在多早形成呢?

8.5.4 用星系检验宇宙学模型

带冷暗物质的标准宇宙学可以多好地说明真实的星系呢?它的巨大成就是解释了宇宙微波背景如此平滑,而星系分布却如此成团的理由。我们甚至可以解释图 8.17 中描述不均匀性的功率谱 $P(k)$ 的形状。这种功率谱要求最小的物质团块现在最密,正如在图 8.6 中看到的那样。问题 8.30 显示,它们首先停止膨胀然后开始塌缩。所以我们可以预期,所有星系将包含一些非常致密的区域,这些区域应当在早些时候已经形成恒星。甚至最小的星系也应当有一些非常老的恒星,正如我们在 4.4 节中对于本群中的矮星系看到的那样。

最近塌缩的结构应当比那些较早形成的更大更稀。用关于临界密度的(8.21)式,我们可以求得位力半径 r_{200} 内测量的质量 M_{200} :

$$\mathcal{M}_{200} = \frac{4}{3} \pi r_{200}^3 \times 200 \rho_{\text{crit}} = \frac{100 r_{200}^3 H^2(t)}{G}, \quad (8.82)$$

而该半径处圆轨道的速度是：

$$V_c^2(r_{200}) = \frac{G \mathcal{M}_{200}}{r_{200}}, \text{ 所以 } \mathcal{M}_{200}(t) = \frac{V_c^3(r_{200})}{10GH(t)}. \quad (8.83)$$

所以，如果我们测量了半径 r_{200} 附近的旋转或随机速度（或者如果它们不随半径有非常大的改变），质量或光度就应当随这些测定的速度陡增。

在盘星系的 Tully—Fisher 关系中（图 5.23），在椭圆星系的基本面中（图 6.13），和星系团内气体温度和 X 射线光度之间的关系中（图 7.12），我们都看到了这种模式。

363 哈勃参数 $H(t)$ 在过去较大，所以我们预期，对于给定的质量和光度，温度和速度较高。图 6.13 显示了这种效应，但在图 7.12 中， $z \sim 1$ 处的星系团却遵循着与局地天体相同的关系。将气体加入图 8.17 那样的模拟所产生的星系模型，的确遵从质量对旋转速度依赖的 Tully—Fisher 关系。但是这些“星系”不能从大距离处收集足够的气体，使得盘的角动量太小，半径也太小。

图 8.17 中 $P(k)$ 的斜率意味着小天体的数目远比大天体多。最小的天体大约具有太阳的质量，因为这是 WIMPs 的随机运动降到近光速以下时视界内的质量 $\mathcal{M}_H(\text{WIMP})$ 。像银河系这样的星系的晕是由成千上万个较小天体并合而成的，其中大多数被扯碎了。那些较晚落入者则成为分立的天体（附属暗晕）存活到今天。在如图 8.16 那样的模型中，银河系尺度的暗晕将有 ~ 300 个附属暗晕质量大到足够有 $V_c > 10 \text{ km s}^{-1}$ 。但真实的银河系却只有十几个亮伴星系。若选择“暖”暗物质（其随机运动直到视界内质量 $\mathcal{M}_H(\text{WIMP}) \geq 10^9 \mathcal{M}_\odot$ 时仍保持相对论性），全部伴星系除最大者外都会被抹去。某些粒子物理理论包括质量 $\sim 1 \text{ keV}$ 的“sterile 中微子”，它们就会具有这种性质。其他的可能性是，多数暗晕内首先形成的少数恒星将所有剩余的气体全部吹出，或者来自首批星系的强烈紫外和 X 射线辐射将气体加热到如此高温以至不能冷却形成新恒星。于是银河系

就有了 10 个亮伴系和 290 个暗伴系。

同一困难的另一方面是,我们看到的大天体在宇宙历史中“太早”。在 9.4 节中我们将发现,在 $z \geq 3$, 即大爆炸后不到 2Gyr, 某些恒星质量大于 $10^{11} M_{\odot}$ (相应的暗物质大于 $10^{12} M_{\odot}$) 的星系已经形成。带冷暗物质的标准宇宙学模型预言,这类早期的“巨无霸”星系应当极为稀罕;还不清楚这个模型是否同观测冲突。

如果暗物质是冷的,那么所有星系都应当有非常致密的核心。图 8.6 显示,在标度 R 上的密度变化 σ_R 在小 R 或大 k 处上升。所以最初塌缩的区域将最小也最密。(8.83)式表明,它们里面的粒子速度也将很低,因为 $H(t)$ 很大。所以这些最初天体的位置和速度是紧密成群的:相空间中的密度很高。像图 8.16 那样的模拟表明,当星系形成时,这类天体一起落入非常致密的中心:WIMPs 的密度遵循 $\rho_w \propto r^{-\alpha}$, 这里 $1 \leq \alpha \leq 1.5$ 。(3.24)式的 Navarro—Frenk—White 模型发展起来就是为了描述这种中心尖峰。星系团中矮星系的普遍性(见图 7.8)表明,它们的确必须结实而致密,以免被潮汐力扯碎。但是我们观测到的恒星绝不会像这个模型要求 WIMPs 那样集中,图 5.21 中旋涡星系的旋转曲线看来也比 ρ_w 应当遵循的这种形式上升得要平缓些。

然而,我们知道星系中心包含的主要是普通的重子物质,而且气体物理学是很复杂的——我们甚至不知道如何预言在我们银河系中局地形成的恒星的质量。所以我们不能用基本物理学来严格计算星系应当如何形成就毫不奇怪了。在下一章我们将转向遥远宇宙的观测,转向我们通过观测星系和原星系气体能够学到什么知识,这些遥远天体是在 8—10 Gyr 之前我们银河系开始形成盘的时候,甚至比我们最老的恒星诞生得更早。

第9章 活动星系核和星系的早期历史

本章开始我们讨论带有活动核的星系,这是一个致密的中心区,我们从那里观测到的主要辐射不是星光,也不是从它们加热的气体发出的。活动核在整个电磁谱辐射都很强,包括射电、X射线,和 γ 射线区,大多数星系在这些谱区几乎不辐射。其中最强有力的类星体很容易使其宿主星系黯然失色。由于超过 $10^{12}L_{\odot}$ 的光度,许多类星体亮得足以在整个可观测宇宙的大部分距离被看到。但是发射区却可能不大于太阳系;其能源可能是落入中央黑洞的气体释放的能量。非常亮的活动核(比如类星体)在宇宙为其目前年龄的20%—40%时比它们在今天要常见得多;核活动似乎是星系早期生命的特征。

在许多亮类星体中,可以看到从核涌出的狭窄孪生喷流;它们可能是由在吸积盘内产生的强磁场发出和准直的。在某些情况下,喷流似乎以超过光的速度向外运动。这是一种错觉:运动慢于但接近光速。在9.2节中,我们将讨论这种现象,以及来自恒星质量天体的类似“超光速”喷流:这些天体包括微类星体(从双星伴侣吸积质量的黑洞和中子星)和 γ 射线暴(非常大质量恒星的最后爆发)。

在9.3节中,我们考虑处于我们和遥远星系或类星体之间的气体,这些气体在其光谱中产生了吸收线。大多数吸收物质离类星体非常远,刚好处于我们到它的视线上。较密的气体可能处于星系的外部,而最稀的物质(只比宇宙平均密几倍)则跟随暗物质的纤维状“宇宙网”。奇怪的是,这种气体并非原初的氢和氦;即使它远离任何星系,它也受到恒星中核燃烧产生的重元素的污染。

在本书最后一章的最后一节,我们将回到今天的星系如何从氢和氦的原初混合物产生出来的问题。大约回溯到大爆炸时间的一半,尽管恒星诞生比今天剧烈,星系看起来还是相当正常的。超过红

移 $z \sim 2$, 它们的恒星形成就十分猛烈, 往往非常多尘, 而且不再能按照图 1.11 的方式分类。能够观测到的最遥远的星系在 $z \sim 6$, 即大爆炸之后不到 10 亿年。新的更灵敏的红外和毫米波望远镜能使我们看到清晰得多的星系诞生图景。

9.1 活动星系核

一闪一闪小星星，
你是什么我知情：
聚变火炉天上挂，
步步燃烧成灰烬。
一闪一闪类星体，
来自远方千古谜；
多么不似平庸者，
亮于太阳一万亿。
一闪一闪类星体，
好想揭开你的谜……

——节自 G. Gamov and N. Calder

许多星系核在光学、紫外和 X 射线波段都非常明亮。另一些星系核在这些谱区比其宿主星系暗得多, 但却是强射电源。它们的共同之处是来自非常小体积的巨大能量输出, 以及相对论性的内部运动, 其速度 $> 0.1c$, 往往还要大得多。

类星体的光学和紫外光谱典型地显示出中等致密气体的强而宽的发射线特征(图 9.1)。谱线宽度相应于以 $\sim 10000 \text{ km s}^{-1}$ 速度运动的发射气体预期的 Doppler 位移。这些发射线云的运动远快于星系中的恒星, 其典型的轨道速度为每秒几百千米。许多活动星系核是变化的, 其光度在数月, 数天甚至数小时内会发生重大改变。发射线也会在数天或数周内增强和减弱。为了容许这样快速的变化, 宽线和连续辐射都必须来自一个尺度不超过数光周的区域。

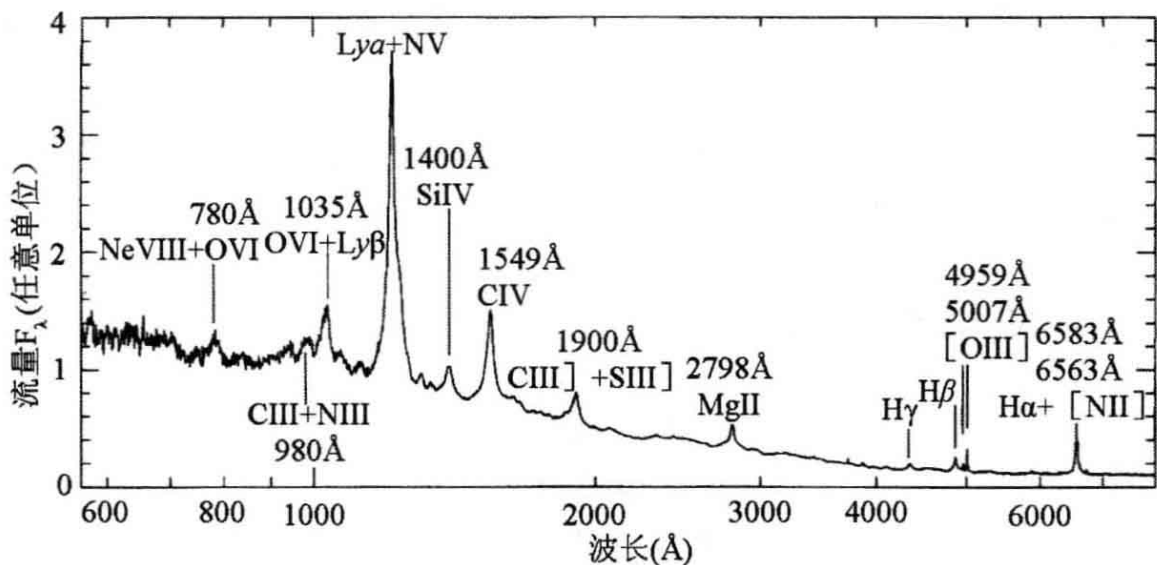


图 9.1 “平均”射电宁静类星体的紫外和光学光谱(R. Telfer et al. 2002 ApJ 565,773)

这种小区域包含着巨大的质量。我们可以用(3.20)式来计算为了阻止产生宽发射线的云逃离核心所需要的引力。对于 $\sim 10^4 \text{ km s}^{-1}$ 的速度, 和 $r=0.01 \text{ pc}$ 或约为 2 光周的半径, 推出的质量为 $\sim 10^8 M_{\odot}$ 。在近邻射电星系 M87 中, 在离中心 10 pc 内, 我们有 $\sim 3 \times 10^9 M_{\odot}$ (问题 6.16)。将 1 亿太阳质量纳入一个稍大于太阳系的区域, 唯一的方式是像黑洞那样。我们预期活动星系核产生其能量是在数倍 Schwarzschild 半径 R_s 之内。对于质量 M_{BH} , 我们有:

$$R_s = \frac{2G M_{\text{BH}}}{c^2} \approx 3 \times \frac{M_{\text{BH}}}{M_{\odot}} \text{ km.} \quad (9.1)$$

问题 9.1 证明, 对于一个地球质量的黑洞, $R_s \approx 1 \text{ cm}$, 而如果 $M_{\text{BH}} = 10^8 M_{\odot}$, $R_s \approx 2 \text{ AU}$ 或 15 光分。对于问题 5.15 中 Seyfert 星系 NGC 4258 中的黑洞, R_s 是多少?

来自星系核的宽发射线首先是在 1907 年报道的, 那时是星系光谱学的早期, 但直到 1943 年才开始系统研究。之后 Carl Seyfert 发布了一个含 12 个星系的表, 这些星系的核心光谱显示出强而宽的离子发射线, 这些离子只能被能量高于电离 HII 区的年轻恒星的光子所激发。这些星系后来被分类为 Seyfert 1 型, 具有图 9.1 中那样非常宽的发射线, 而 Seyfert 2 型光谱的谱线宽度 $\leq 1000 \text{ km s}^{-1}$ 。Sey-

fert 的星系大多数是旋涡星系,但他的表中包括了英仙座星系团中心的巨 cD 星系 NGC 1275,这是一个椭圆星系;见图 7.9。表 9.1 显示,1%~2%的亮星系具有 Seyfert 核。

表 9.1 正常星系和活动星系的密度

类型	局域 (Gpc ⁻³)	在 $z \sim 1$ (* Gpc ⁻³)	$z \sim 2-3$ (* Gpc ⁻³)	$z \sim 4-5$ (* Gpc ⁻³)
亮星系: $L > 0.3L_*$ (图 1.16)	7000000	20000000		
Lyman 跃变星系: $L > 0.3L_*$			1000000	(300000)
LIRGs: $L_{\text{FIR}} > 10^{11} L_{\odot}$	30000	3000000		
LIRGs: $L_{\text{FIR}} > 10^{12} L_{\odot}$	<10000	200000		
大质量星系: $L > 2-3L_*$	400000 ^a	200000 ^b	(10000 ^c)	
Seyfert 星系	100000			
射电星系: $L_r > 2 \times 10^8 L_{\odot}$	1000			
X-射线 AGN: $L_x > 8 \times 10^{10} L_{\odot}$	100		5000	
$L_x > 2.5 \times 10^9 L_{\odot}$	20000	100 000	30000	
类星体: $L > 25L_*$	90			
$L > 100L_*$ (图 8.13)	20		600	50
射电强类星体: $L_r > 5 \times 10^8 L_{\odot}$	4			
$L_r > 3 \times 10^{10} L_{\odot}$ (图 8.13)	0.004		0.6	0.05

* 标准宇宙学模型中每共动 Gpc³ 的密度; $L_* \approx 2 \times 10^{10} L_{\odot}$ 取自图 1.16。() 中的值知道得不好于因子 3~5。

^a 局域星系取自 2dF; ^b “红的死亡”星系在 $z \sim 1.5$; ^c 亚毫米波探测的星系。

在 20 世纪 50 年代,随着射电天文学的崛起,人们发现许多强射电源都与亮椭圆星系成协;它们现在称为射电星系。其中许多具有双射电亮瓣,每个瓣尺度可达 1Mpc,跨于星系两边。射电辐射是非热的,由在磁场中运动的高能粒子产生。在若干年中,射电天文学家曾由于发现了某些星系具有射电亮的致密核,而另一些具有巨瓣感到迷惑不解。更好的射电图揭示了射电星系核中微小的中央核,通过将能量向外带的明亮线状喷流与外瓣连接着。

第一批 quasars(类星射电源)作为“没有星系的射电星系”是在随后十年发现的。它们在光学照片上看起来像点;唯有其巨大的红

移揭示出它们并不是银河系中的恒星。事实上它们远在百万秒差距以外,所以光度极高。后来通过寻找貌似恒星但在红外或紫外波段相对于可见光发射过强的天体,发现了“射电宁静”的 quasars,称为类星体或 QSOs。射电宁静的 QSOs 比射电强的 quasars 至少多 30 倍;人们现在相信两者都是同一类天体的变种,所以我们用类星体这个术语来包括 quasars。在 20 世纪 80 年代,近类星体的深曝光像显示,它们事实上是星系的亮核,由于太亮而使周围的恒星黯然失色了。大多数天文学家现在把类星体看成是 Seyfert 核的较强的品种。类星体覆盖的光度范围非常宽:表 9.1 显示,最强的源也最少。

369

BL Lac 天体是发射线非常弱的类星体;它们可能是活动星系核最极端的形式。它们得到这个名字,是因为其原型原来被认为是一颗变星,按照变星命名规则被命名为 BL Lacertae(蝎虎座 BL)。这些天体的光输出在数日内可以有巨大的涨落;有一个在 3 小时内被发现亮度翻番。射电和光学辐射是强偏振的。具有同样变化模式但有较强发射线的天体称为“光学激变”(OVV)类星体;这类天体和 BL Lac 天体合称耀变体。所有已知的耀变体都是射电强的。耀变体看来是宇宙中最亮的天体:如果它们的光各向同性发射——下面会看到我们为什么不认为如此——它们的总输出会超过 $10^{14} L_{\odot}$ 。

所有的活动星系核以同样方式获得它们的能量:气体在落入黑洞时释放势能。这里,我们将简略地描述那种能量转化为我们观测到的辐射时所涉及的某些物理过程,并解释一个基本模型如何能阐明各种观测到的活动星系。

延伸阅读: B. M. Peterson, 1997, *Active Galactic Nuclei* (Cambridge University Press, Cambridge, UK) 评述了观测。对于射电星系,见 B. F. Burke and F. Graham-Smith, 1977, *An Introduction to Radio Astronomy* (Cambridge University Press, Cambridge, UK)。对于有关的物理学,见 M. S. Longair, *High Energy Astrophysics*, 2nd edition: Volume 1, *Particles, Photons and Their Detection* 1992; Volume 2, *Star, the Galaxy and the Interstellar Medium* 1994 (Cambridge University Press, Cambridge, UK); 研究生水平的教材是 F. H. Shu,

1991, *The Physics of Astrophysics*, Volume 1: *Radiation* (University Science Books, Mill Valley, California)。

9.1.1 Seyfert 星系

图 9.2 显示了 Seyfert 2 星系 NGC 4258。在可见光中,我们看到 Sbc 型星系的旋臂和亮核。射电图像显示了来自旋臂中亮结的发射,但也有两条狭窄喷流从核涌出,弯曲成“S”形,终止于星系两侧的双亮瓣内。核在射电和 X 射线波段都是明亮的类点源。射电辐射是强偏振的,它告诉我们这是接近光速的电子沿磁力线旋进发出的同步辐射。在这个星系中,射电喷流特别强;它们同电离气体细长的螺旋喷流交迭,从那里我们看到了光学和紫外发射线。NGC 4258 显示了 Seyfert 星系共有的两个特点:看来不是源自恒星的辐射,及物质和能量的定向外流。正如我们在 5.5 节中看到的,核被一个我们看上去是侧向的、快速旋转的小气体盘环绕,它可能包裹着一个质量超过 $10^7 M_{\odot}$ 的黑洞。Seyfert 星系和类星体在红外、紫外、X 射线波段和可见光区辐射都很强;但多数不是强射电源。 νL_{ν} 这个量从红外到 X 射线大致恒定;在频率增加 10 倍的每个间隔内发射相等的能量。光度在超过 $\sim 100\text{keV}$ 的 γ 射线能区下降。在从红外到软 X 射线谱区, Seyfert 2 核光度比 Seyfert 1 核低,但在 γ 射线能区有类似的功率。Seyfert 核有 $M_V \geq -22.5$ 或 $L \leq 10^{11} L_{\odot}$;更亮的天体应当称为类星体。X 射线功率的范围从 $\sim 2 \times 10^8 L_{\odot} - 10^{11} L_{\odot}$ 。

370

活动星系核可能由落入中央黑洞的气体供能。因为不可避免具有一些角动量,下落气体将形成一个吸积盘。黏滞使盘内气体慢慢向内旋进,变热并辐射掉其引力势能,直到它到达围绕中心黑洞的最后稳定轨道(见问题 3.20)并落进去。理论上,从落入黑洞的质量 M 中可以抽取高达物质静止能量 Mc^2 的 42%。实际上,天文学家并不指望辐射出来的能量大于 $\sim 0.1 Mc^2$ 。这仍然远大于释放能量小于 $1\% Mc^2$ 的核燃烧的效率。磁场随着炽热电离气体流向里走。在黑洞附近,磁场能够强到足以导向相对论性等离子体的双喷流,以接近光的速度沿自旋轴向外运动。

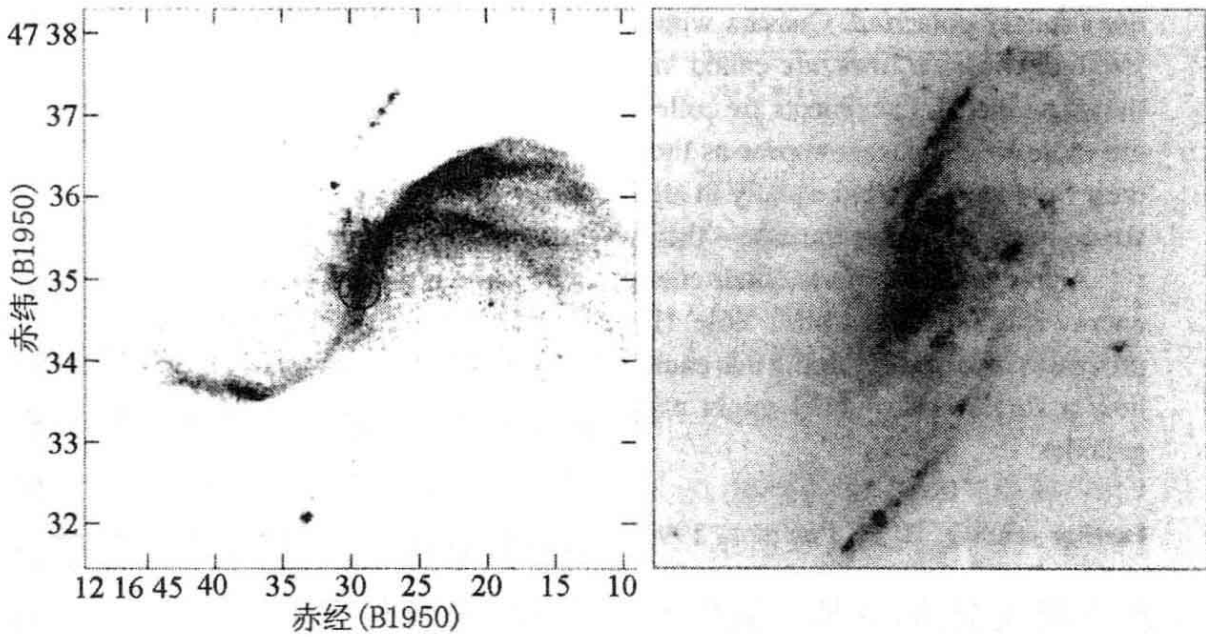


图 9.2 Seyfert 2 星系 NGC 4258(Sbc)。左图, 20 cm 射电图显示出方向相反的双喷流(圆圈以内), 从核到东西两瓣隧穿了射电亮的等离子体和旋臂内的 HII 区。右图, 3700Å 处的 U 波段像显示出明亮的中心, 和旋臂内年轻恒星的亮结。在 $d \approx 7 \text{ Mpc}$ 距离处, $1' = 2 \text{ kpc}$ (G. Cecil)

某些红外流量和全部射电辐射来自喷流中加速到相对论能量的粒子; 看来矛盾的是, 我们能长波长射电波来跟踪极高能的过程。喷流中的电子散射了某些射电或可见光光子, 把它们推动到 γ 射线能区。X 射线和紫外辐射可能来自盘的最内部分, 或者来自喷流; 可见光可能起源于盘或喷流的外区。附加的红外光可能是由被核心辐射加热的周围尘粒发射的。

Seyfert 核的光强到足以对它周围的气体施加相当大的压力。如果向外推的力量太强, 气体就不能落到中心, 核的燃料就会耗尽。所以我们有一个能够维持它的光度极限。对于球对称的天体, 我们可以算出辐射压刚刚能够平衡内向引力的那一点。我们假设核附近的气体是完全电离氢, 并且计算由于电子的 Thomson 散射产生的外向力; 质子的散射由于其质量较大效率要低得多。每个电子的截面 σ_T 是:

$$\sigma_T = \frac{e^4}{6\pi\epsilon_0^2 c^4 m_e^2} (\text{SI}) \text{ 或 } \frac{8\pi e^4}{3c^4 m_e^2} (\text{cgs}) = 6.653 \times 10^{-25} \text{ cm}^2, \quad (9.2)$$

式中 e 是电子的电荷而 m_e 是它的质量。如果中心源发射的光子携带光度 L , 它们有动量 L/c , 所以半径 r 处的一个电子每秒接收的动量为 $\sigma_T L / (4\pi r^2 c)$ 。

除非带着质子一起走, 电子是不能向外运动的; 静电力强到足以阻止正电荷和负电荷分离。所以我们必须把作用于质子和电子上的联合外向力同作用在它们上面的内向引力比较。如果中心天体的质量为 M , 辐射压和引力平衡的条件就是:

$$\frac{G M(m_e + m_p)}{r^2} \approx \frac{G M m_p}{r^2} = \frac{\sigma_T L}{4\pi r^2 c}, \quad (9.3)$$

式中 m_p 是质子的质量。**Eddington 光度** L_E 是仍然容许物质向里落的最大 L 值:

$$L_E = \frac{4\pi G M m_p c}{\sigma_T} \approx 1.3 \times 10^{31} \frac{M}{M_\odot} \text{W} \approx 30000 \times \frac{M}{M_\odot} L_\odot, \quad (9.4)$$

式中 L_\odot 是太阳的热光度 $3.86 \times 10^{26} \text{W}$ 。像太阳这样的恒星绝不会接近 Eddington 光度, 尽管最亮的超巨星接近它。虽然 Seyfert 核的部分辐射是从定向喷流中出去的, 它的总光度不像会比 L_E 大几倍。如果 $L \sim 10^9 L_\odot$, 则(9.4)式表明, 为了避免吹走能够给活动核供能的所有气体, 中心质量必须超过 $10^7 M_\odot$ 。

问题 9.2 当质量为 m 的气体落入黑洞时, 最多只有 $0.1mc^2$ 可能作为辐射出现; 其余的都被黑洞吞食。证明质量为 M 的黑洞的 Eddington 光度等价于 $2 \times 10^{-9} M c^2 \text{yr}^{-1}$ 。解释我们为什么预期黑洞质量每 5×10^7 年至少增长 e 倍。

372

Seyfert 1 核的光谱类似于图 9.1 所示的类星体光谱; 存在广阔范围离子的宽发射线。其中有些, 例如氢的 Balmer 线和一次电离离子(如 MgII)的谱线, 能够被紫外光子所激发; 在热星周围的 HII 区里也看到它们。其他的, 例如多次电离离子 NV 和 OVI, 需要较高的能量。各种谱线如果是来自核的辐射所光致电离的, 则它们的相对强度就可以理解; 高电离谱线由核的软 X 射线激发。

图 9.3 说明了活动星系核的基本模型。在宽线区, 气体形成

$n_{\text{H}} \geq 10^{10}$ 原子 cm^{-3} 的致密云。从大多数 Seyfert 核, 我们看到 Lyman 系短波侧波长 $\lambda < 912 \text{\AA}$ 的连续辐射。如果这些光子必须穿过宽发射线气体, 它们就会被吸收; 所以气体云必定只遮住了中心源的一小部分。我们观测到的发射线是来自靠近核的许多个别云的 Doppler 移动成分之和, 每个云都以每秒数千千米的速度运动。当连续辐射盈亏时, 宽发射线亦如此。高电离谱线以数天的延迟跟随连续辐射。低电离谱线响应较晚(在数周之内), 这显示它们离核较远。

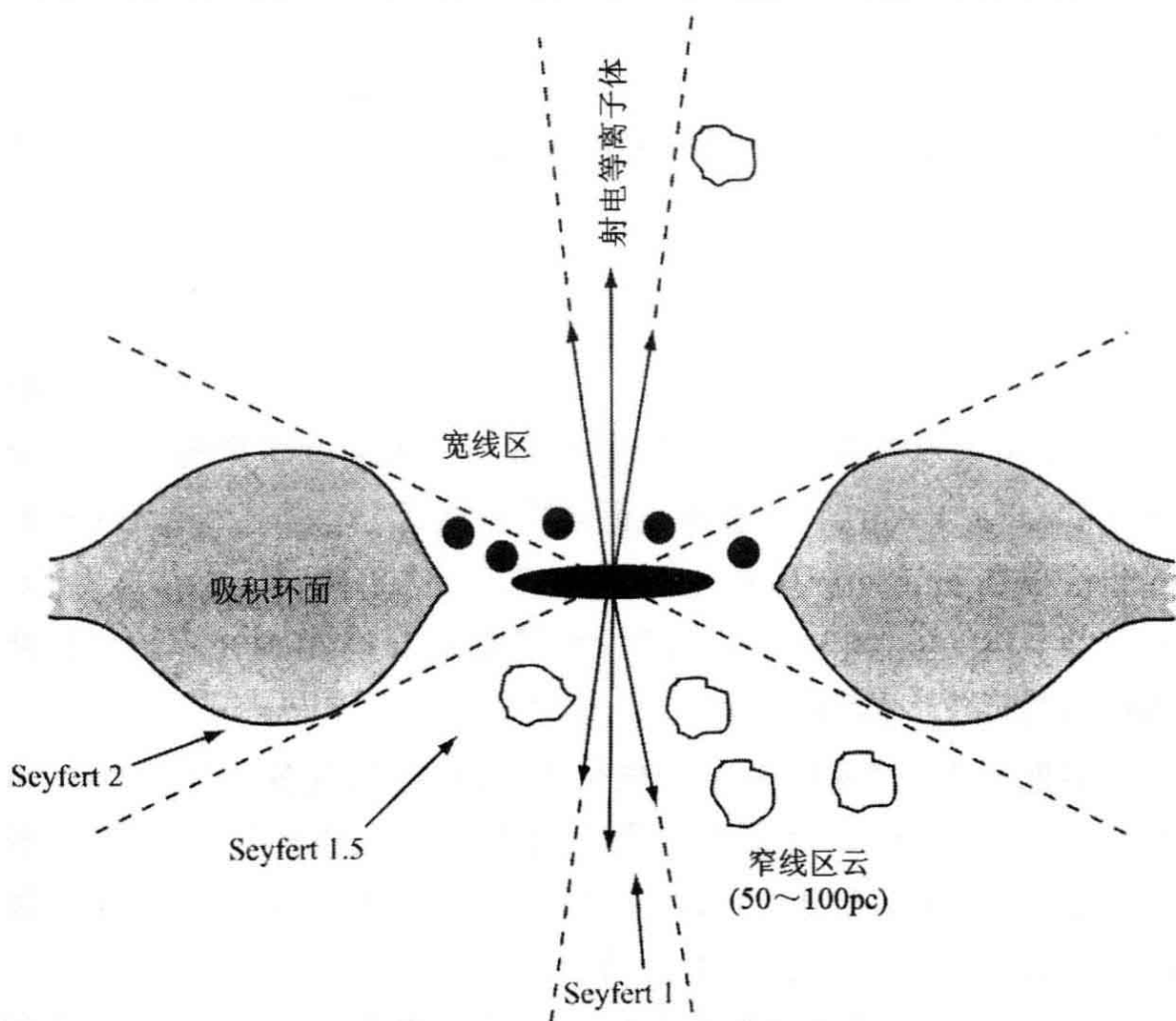


图 9.3 活动星系核的简单模型。沿中心吸积盘旋转轴以近光速涌出高能双喷流。来自盘和喷流的辐射使宽线区的致密快速运动云(尺度通常 $\leq 1 \text{ pc}$)发生光电电离。窄线区的较弥漫和运动较慢的气体处于较大的半径处。对着喷流看的观测者会看见明亮的 Seyfert 1 核; 但从旁边通过不透明的吸积环面看时, 我们有 Seyfert 2 星系

窄发射线,例如 3727\AA 的 $[\text{O II}]$ 和 5007\AA 的 $[\text{O III}]$, 来自禁戒跃迁; 见 1.2 节。禁线仅当密度 $n_{\text{H}} \leq 10^8$ 原子 cm^{-3} 时可以看到。在普通实验室密度下, 在光子能够发射之前, 碰撞就会使离子退出激发态。Seyfert 核和类星体的禁线宽度相应的速度低于 1000 km s^{-1} 。没有观测到禁线随核的亮度变化, 这表明它们的起源地离核比宽线区远。窄线区的尺度一般只有数千秒差距, 尽管在某些天体中, 在离中心数百 kpc 处已经看到电离气体。这可能是由于活动核而发光的气体, 与附近大质量恒星电离的物质之和。

延伸阅读: 关于活动星系核的发射线光谱, 见 D. E. Osterbrock and G. J. Ferland, 2005, *Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei*, 2nd edition (University Science Books, Mill Valley, California)。

在 Seyfert 2 核中, 大多数发射线有大致相同的宽度, $\leq 1000\text{ km s}^{-1}$ 。某些强线(如 $H\alpha$)可以显示出非常弱的宽翼。一些中间类型被用来表征其强度; 具有相当弱宽线翼的星系可以标记为 Seyfert 1.8 或 1.9。某些 Seyfert 2 星系(包括 NGC 4258)已经观测到有偏振光: 其光谱类似于 Seyfert 1, 具有宽发射线。反射光一般是偏振的; 这就是偏振太阳镜能减弱雪或水耀眼反射光的原因。Seyfert 2 星系可能有一个隐藏着的宽线区, 我们只能通过其光在尘埃或气体层内的反射看见它。图 9.3 说明依赖视角星系如何能够显示为 Seyfert 1 或 Seyfert 2。对于正视中央盘的观测者, 这个天体会是 Seyfert 1 核。对于视线接近内盘平面的观测者(正如我们对 NGC 4258 所为), 连续源和宽线区被一个油炸饼圈形的吸积环面遮挡; 他们会看见 Seyfert 2 核。因为来自核的低能 X 射线更容易被气体环面吸收, Seyfert 2 星系的能谱显示出较大比例的高能“硬”X 射线, 其能量比 Seyfert 1 星系能谱中发现的高出几个 keV。

几乎所有的 Seyfert 核都居于旋涡或 S0 星系中。所有 Sa 和 Sb 型旋涡星系的大约 10% 都有 Seyfert 核, 所以要么这些星系一生中有 10% 的时间是 Seyfert 星系, 要么其中的十分之一有长寿的 Seyfert 核。大多数 Seyfert 星系光度都相当高 ($L > 0.3L_*$), 这里 (1.24) 式的 L_* 代

表一个典型星系的光度。但是一个小的 Sd 型星系 NGC 4395 ($M_B = 17.1$ 或 $L_B \sim 10^9 L_\odot \sim 0.05 L_*$) 也具有 Seyfert 1 核。Seyfert 2 核的光谱往往显示出表征炽热大质量恒星的吸收线; 这表明除核活动外还有星暴。

大约 25% 的 Sa 和 Sb 星系有低电离核发射区, 简称 LINERs。它们的光度比 Seyfert 2 核低, 光谱具有 $[\text{O I}] 6300 \text{ \AA}$, $[\text{S II}] 6716 \text{ \AA}$ 和 6731 \AA 等发射线, 为激发它们不需要高的能量。谱线的强度比提示, 气体是在通过激波时电离的。在 LINERs 中, $[\text{N II}] 6548 \text{ \AA}$ 和 6583 \AA 谱线通常比 $\text{H}\alpha$ 强, 与图 5.24 中的星系不同。在恒星形成星系中, 仅当 $[\text{N II}] / \text{H}\alpha$ 弱时 $[\text{O III}] 5007 \text{ \AA}$ 相对于 $\text{H}\beta$ 才强, 而在活动星系核中, 这两个比值通常都 $> 1/3$ 。在 SDSS 和 2dF 这样的大规模巡天中, 我们用这些比值来挑选带 LINER 或 Seyfert 核星系。

星系是怎样将气体馈入中心黑洞的呢? 所需的燃料通常小于典型星系中老化恒星损失的质量。在某些近邻 Seyfert 星系的中心区已经发现大量分子气体(超过 $10^8 M_\odot$)。但是, 若干近邻盘星系, 包括我们银河系, 中心有气体, 并且核心黑洞超过 $10^6 M_\odot$ 却很少或者没有核活动。黑洞附近稀薄气体或恒星的存在并不足以给活动供能。大质量恒星的大量聚集会推动周围的星际气体, 帮助吸积。在 Seyfert 核中经常发现强的恒星形成, 支持了这种想法。但许多射电星系却引人注目地缺乏恒星诞生的任何迹象。

问题 9.3 证明 $10^{12} L_\odot$ 相应于每年 $0.1 M_\odot c^2$ 的能量输出。随着它们的老化, 对于像太阳附近的那些恒星而言, 每 $10^{10} L_\odot$ 的恒星每年抛出约 M_\odot 质量的气体。如果银河系中恒星失去的所有气体都能落入中心, 其质量的 10% 作为能量释放出来, 银河系的核会有多亮?

9.1.2 射电星系

如果我们的眼睛能够看见射电波长, 天空中最亮的天体许多就不会在我们银河系之内; 它们会是跨越宇宙半程的明亮活动星系核。正常恒星和正常星系都不是强射电源。银河系的光学光度超过

$10^{10} L_{\odot}$;但其射电输出只有约 10^{30} W ,或约 $2500 L_{\odot}$ 。(若用太阳的热光度 $L_{\text{bol}, \odot} = 3.86 \times 10^{26} \text{ W}$ 测量)。Seyfert 星系在射电波段要亮 100~1000 倍,而那些射电功率超过约 10^{34} W ,或约 $10^8 L_{\odot}$ 的星系称为射电星系。最强的射电星系或类星体辐射高达 10^{38} W ,或约 $10^{12} L_{\odot}$ 。发射是高度偏振的同步辐射。射电星系比 Seyfert 核稀疏得多:表 9.1 显示,每 10^4 个正常星系只有一个射电星系。

射电星系有独特的结构,在星系的两侧有双射电亮瓣。图 9.4 右下角的星系是一个经典的射电星系,在双瓣的外沿最亮。射电源越强,瓣一般越大;最大的尺度~3 Mpc。为了来得及把物质发射到瓣处,核必须至少在 10-50 Myr 内是活动的。当射电源较弱时,瓣也就比较小;在 Seyfert 星系中,它们常常装在星系的光学像之内,如图 9.2 所示。瓣是光学薄的,在射电低频最亮。其中有尺度~1kpc

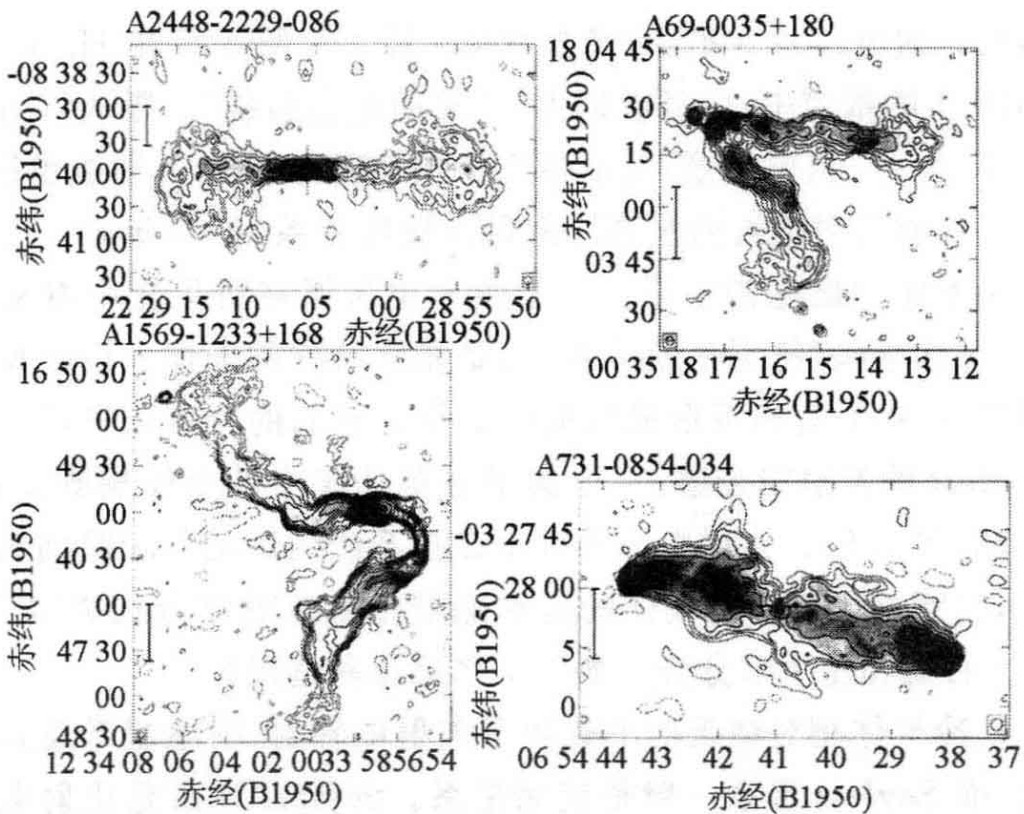


图 9.4 在 20 cm 观测的 4 个射电星系:星系的光度 L 是在 R 波段测量的,在 20 cm 的射电功率 P 以 $10^{25} \text{ W Hz}^{-1}$ 为单位。从上左开始顺时针转动依次为: $L \approx 6L_*$, $P \approx 1$ 的双喷流;窄角尾源 ($L \approx 3L_*$, $P \approx 1$);边亮经典双源 ($L \approx 1.4L_*$, $P \approx 7$);和双角尾 ($L \approx 2L_*$, $P \approx 1.7$)。标度棒表示 50 kpc,假设 $H_0 = 75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ 和 $\Omega_0 = 1$ (M. Ledlow)

的明亮“热斑”。其中有约 10% 发射偏振的可见光,也有同步辐射。我们常常将射电谱近似为:

$$L_{\nu} \propto \nu^{-\alpha}; \quad (9.5)$$

在瓣中,谱指数 α 通常为 $0.7 \leq \alpha \leq 1.2$ 。

活动核被看作是核射电源,尺度只有几秒差距。核具有谱指数 $\alpha \sim 0$;与瓣相反,它们在较高的射电频率最亮。核是光学厚的,低频辐射最难逃离。许多核在一年或较短的时期内有光度变化;所以它们的尺度必定小于一光年。

常常可以看到从中心核内深处涌出狭窄明亮的发射喷流。其中有些是双侧的,而另一些只在星系一侧看见。喷流显示了能量从核心到射电瓣向外穿出的路径;我们在下面将看到,这种物质在靠近星系核时以近光速运动。某些喷流也发出光学和 X 射线波长的同步辐射。射电星系 M87 的光学喷流(图 9.5 所示),在 H. D. Curtis 1918 年的报道中,已经被记为“罕见的笔直射线”。很久以后才发现 M87 是一个射电星系;射电喷流和光学喷流重合,X 射线也很亮。

具有大射电瓣的星系原来是巨椭圆星系和 cD 星系。它们通常是星系团中最亮的星系。大多数射电星系在可见光中看来相当正常,虽然某些(特别是最强者)却是非常特殊的天体。许多具有蓝的颜色,在中心有新近形成恒星的证据。它们的核可以显示出类似于 Seyfert 的发射线光谱:一个例子是英仙座中的奇怪椭圆星系 NGC 1275(图 7.9)。当射电源出现于在星系团内运动的较暗椭圆星系中时,它穿过炽热团内气体的运动能够把横着的喷流扫成“C”形。图 9.4 右上和左下部分分别显示了窄尾源和宽尾源。

冷气体相对缺乏似乎有利于强射电辐射:射电星系总是椭圆星系,而 Seyfert 星系一般是旋涡星系。Seyfert 星系是比射电星系弱的射电源。核产生了其辐射的较大份额,即使有双瓣,它们的尺度也只有几千秒差距,如图 9.2 所示。就好像是射电瓣被 Seyfert 核周围的致密气体“抹平”了。

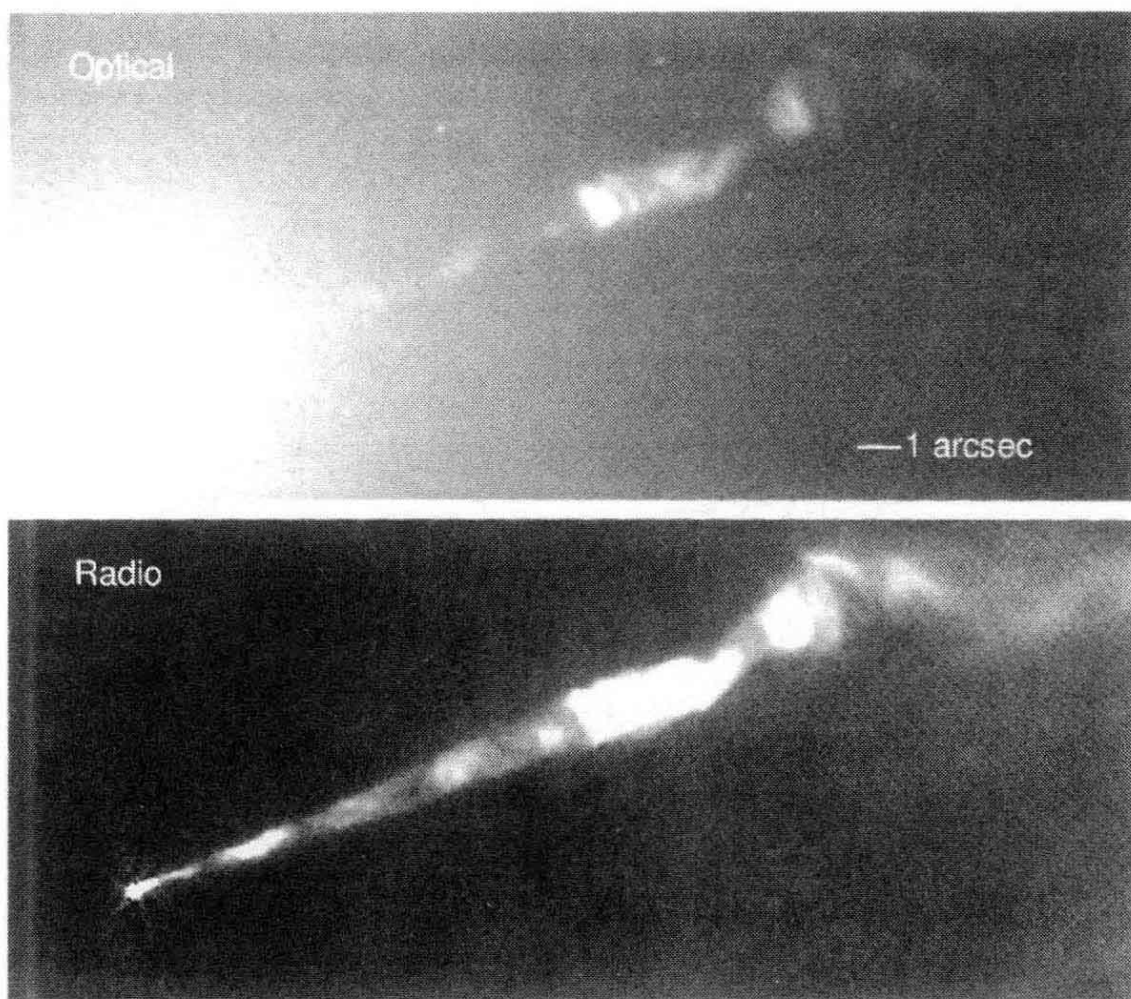


图 9.5 椭圆星系 M87 中的单侧喷流. 上图, 8000\AA 附近的可见光像, 取自哈勃空间望远镜, 喷流从星系中心的眩目强光中涌出; 圆的白斑是球状星团. 下图, 2 cm 的像显示射电亮等离子体; $1'' \approx 80\text{pc}$ (J. Biretta)

9.1.3 来自射电星系的同步辐射

储藏在巨射电星系瓣中的能量是极大的。为了对它进行估计，我们利用 Longair 和 Shu 书中的结果，更详细的情形读者应查阅原著。Longair 用的是 SI 单位，Shu 用的是 cgs 制，后者在天文学文献中仍很流行。一个加速的电荷 q 以速率：

$$-\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{q^2 |\mathbf{a}|^2}{6\pi\epsilon_0 c^3} (\text{SI}) \text{ 或 } \frac{2q^2 |\mathbf{a}|^2}{3c^3} (\text{cgs}), \quad (9.6)$$

辐射掉它的能量 ε ，式中 \mathbf{a} 是在电荷瞬时静止参考系中的加速度（见 Longair 书中的 3.9 式或 Shu 书中的第 16 章）。这种辐射是偏振的，其电矢量与加速度的方向垂直：我们可以想象电荷运动时拖着它

的电场线走,如图 9.6 所示。在均匀磁场 \mathbf{B} 中,电子围绕场线旋进,其频率为:

$$\nu_L = \frac{eB}{2\pi m_e} \text{ (SI) 或 } \frac{eB}{2\pi m_e c} \text{ (cgs)}. \quad (9.7)$$

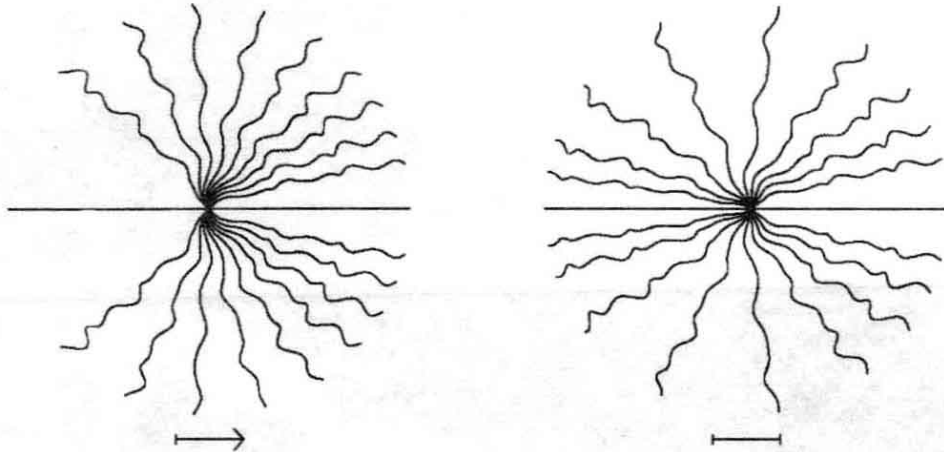


图 9.6 一个在水平方向移动并以角频率 ω 做谐运动的点电荷周围电场 E 的力线。左图,电荷在中心并以 $c/2$ 的速度向右运动,它的辐射向前成束。右图,电荷在其最右边的位置静止。箭头和棒长为频率为 ω 的光的波长 $2\pi c/\omega$;场线的扭折大致具有这个标度

378 以速度 V 与场线成角 θ 运动电子的加速度就是 $a = 2\pi\nu_L V \sin\theta$, 所以我们能用 9.6 式来计算通过频率 ν_L 的回旋辐射失去的能量。这种辐射是以偶极模式发出的,所以其强度在电子运动垂直于场的分量方向最高。因为质子质量较大,加速度小,它们的辐射要弱 $(m_p/m_e)^2 \approx 3 \times 10^6$ 。

379 当电子的速度 $V \rightarrow c$ 时,电子的惯性增加。其轨道频率降到 ν_L/γ , 这里 $\gamma \equiv 1/\sqrt{1-V^2/c^2}$, 但其辐射的频率增加 γ^2 倍。当电子做相对论性运动时, $\gamma \gg 1$, 它发出同步辐射; 几乎所有向前传播的辐射都被压入一个狭窄的锥内, 与前进方向夹角为 $1/\gamma$ 。在图 9.7 中, 只是当电子处于 A 和 B 点之间的一个很小间隔 $\Delta t \sim 2/\nu_L$ 内, 辐射才朝我们成束。该能量的到达时间被压缩得更短。来自 B 点的光子比来自 A 点的发射晚一段时间 Δt , 但它们的到达只延迟:

$$\Delta t(1 - V/c) \approx \Delta t/(2\gamma^2) \sim 1/(\gamma^2 \nu_L). \quad (9.8)$$

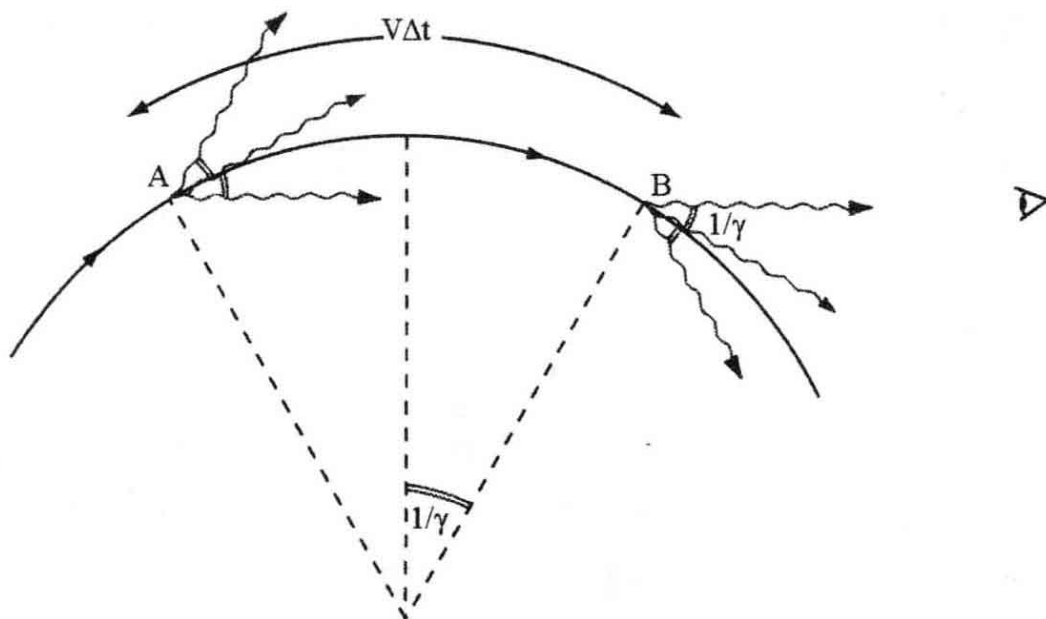


图 9.7 电子围绕指向页面的磁场以速度 $V \approx c$ 旋进；其辐射朝运动方向成束

因此接收到的光频率不是 ν_L/γ ，而大约是 γ^2/ν_L 。更精确的计算（见 Longair 书和 Shu 书中的第 18 章）表明，发射的大部分功率接近频率：

$$\nu_c = \frac{3}{2}\gamma^2\nu_L = 4.2\gamma^2\left(\frac{B}{1\text{G 或 }10^{-4}\text{T}}\right)\text{MHz}. \quad (9.9)$$

问题 9.4 证明，在 $B \approx 10\mu\text{G}$ 的射电瓣中，在 5GHz 辐射的电子必定有 $\gamma \sim 10^4$ 。

(9.6) 式告诉我们电子失去其能量有多快。我们首先计算其四维速度 \vec{u} 和四矢加速度 $\vec{a} = d\vec{u}/d\tau$ ，这里 τ 是 (8.9) 式的固有时。在旋进电子的瞬时静止系中， $\vec{a} = (0, \mathbf{a})$ ，所以 (9.6) 式的 $|\mathbf{a}|^2 = |\vec{a} \cdot \vec{a}|$ 。但 $\vec{a} \cdot \vec{a}$ 是 Lorentz 不变的，对所有匀速运动的观测者都相同；我们可以在观测者坐标系计算它。在那里， $dt/d\tau = \gamma$ ；除辐射损失外，当电子绕场线做圆周运动时 γ 保持不变，所以我们有：

$$\vec{u} \equiv \frac{d\vec{x}}{d\tau} = \frac{d\vec{x}}{dt} \frac{dt}{d\tau} = \gamma \begin{pmatrix} 1 \\ \mathbf{v} \end{pmatrix} \text{ 和 } \frac{d\vec{u}}{d\tau} = \gamma^2 \begin{pmatrix} 0 \\ d\mathbf{v}/dt \end{pmatrix} = \vec{a}. \quad (9.10)$$

因为 $|d\mathbf{v}/dt| = 2\pi(\nu_L/\gamma)V\sin\theta$ ，乘积 $|\vec{a} \cdot \vec{a}| = (2\pi\gamma\nu_L V\sin\theta)^2$ ；辐射能 $-d\varepsilon/dt \propto \gamma^2$ （将此与 Longair 对 (18.5) 式的推导进行比较）。

为了计算一个平均电子的能量衰变有多快,我们假设它在随机方向上运动,所以 $\sin^2\theta$ 平均为 $2/3$ 。当 $\gamma \gg 1$ 时,能量损失为:

$$-\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{4}{3}\sigma_{\text{T}}cU_{\text{mag}}\gamma^2, \text{ 式中 } U_{\text{mag}} = \frac{B^2}{2\mu_0} \text{ (SI), 或者 } \frac{B^2}{8\pi} \text{ (cgs).} \quad (9.11)$$

在一段时间:

$$t_{1/2} = \frac{\varepsilon}{2} \left| \frac{dt}{d\varepsilon} \right| \approx 170 \left(\frac{10^{-5} \text{ G 或 } 1 \text{ nT}}{B} \right)^2 \left(\frac{1000}{\gamma} \right) \text{ Myr.} \quad (9.12)$$

380 之后,电子能量 $\varepsilon = \gamma m_e c^2$ 大约有一半失去了。对于以固定频率 ν 辐射的电子,能量 $\varepsilon = \gamma m_e c^2$ 正比于 $B^{-1/2}$,所以我们记:

$$t_{1/2} \approx 34 \left(\frac{10^{-5} \text{ G 或 } 1 \text{ nT}}{B} \right)^{3/2} \left(\frac{10^9 \text{ Hz}}{\nu} \right)^{1/2} \text{ Myr.} \quad (9.13)$$

对于在射电瓣中被认为是典型的场 10^{-5} G ,在 5 GHz 发射的电子的寿命约为 10 Myr 。但对于那些产生喷流和热斑的较高频光学和 X 射线同步辐射的电子,失去其能量就快得多。在 10^{-4} G 的周围磁场中,辐射 10^{15} Hz 可见光的电子在 $10^3 - 10^4$ 年内失去其能量的一半,那些产生 X 射线的电子持续不到 100 年。因为发射区离星系中心许多千秒差距,电子必须被推到很高的能量才能远离核区。它们可能在通过喷流中的激波时被加速,然后被纠缠在一起的磁场散射。另外的 X 射线和 γ 射线辐射可能由同步自 Compton 过程产生。当射频光子受到相对论性电子散射时,光子的能量将增加 $\sim \gamma^2$ 倍。

(9.11)式把来自体积 \mathcal{V} (其中充满数密度为 n 的辐射频率为 ν 的电子)的功率输出 L_ν 同发射电子的总能量 U_e 关联起来。我们有:

$$L_\nu \propto n \mathcal{V} \varepsilon^2 B^2, \text{ 而 } U_e = n \mathcal{V} \varepsilon \propto L_\nu B^{-3/2}. \quad (9.14)$$

为产生观测到的辐射所需要的能量,是电子能量 U_e (在较强的磁场中较低)与磁能 $U_{\text{mag}} \propto \mathcal{V} B^2$ (变得较大)之和。当接近均分即 $U_{\text{mag}} \approx U_e$ 时,源的总能量降至最小。对于巨射电星系的瓣,该量达 $10^{59} - 10^{61} \text{ erg}$; 10^{60} erg 代表 10 亿年间维持 1 百亿倍太阳的光度,或者一个强射电源辐射 1 千万年。在致密核和喷流中储藏的能量要小得多,只有 $10^{52} - 10^{58} \text{ erg}$ 。

我们几乎没有关于射电源中场强和电子密度的任何其他信息,我们一般假设它们接近这些均分值。对于巨射电瓣,典型的 $B=1-10\mu\text{G}$ 或 $0.1-1\text{nT}$,与银河系盘中太阳位置附近的场强大致相同。射电喷流中的场大约高十倍。在非常致密的核中,均分磁场约为 0.1G 。所以在 5GHz 发射的电子有 $\gamma\sim 100$,只能辐射约 100 年。

9.1.4 类星体

类星体是亮得使它们的宿主星系失去光辉的活动核:除最近者外全都具有类似恒星的光学像。它们的光学光度是 $L_v\geq 5L_*$ 或 $10^{11}L_\odot$ 。较暗可以称为 Seyfert 1 核。类星体是已知最亮的天体,在红移 $z>6$ 已经被观测到,那时宇宙还没有目前大小的七分之一。奇怪的是,类星体的光谱在所有红移看来都非常相似。很难估计宽线云的成分,但谱线的相对强度显示,它们至少具有太阳的重元素丰度。刚刚小于大爆炸后十亿年,某些星系的中心部分已经形成,第一代恒星就用金属污染了气体。

381

类星体的光谱能量分布与正常星系非常不同,在从射电到 γ 射线的整个谱区辐射都相当强。只有百分之几的类星体是强射电源(见表 9.1)。在其余的射电宁静类星体中,图 9.8 显示,射电功率 \leq 射电强类星体的 1%。射电强类星体的中心核和喷流总是比射电星系中的强 10-100 倍;同延伸的瓣相比,核发射占了较大的部分。显示出最高光学偏振的类星体,和某些耀变体(见下)在 γ 射线波段发射其大部分能量。图 9.9 显示, γ 射线波段的 νF_ν 能够大到能谱中射电、毫米波、光学或 X 射线部分的 10 倍。

以 Seyfert 2 核同样的方式,图 9.3 中显示的吸积环面的致密气体能够遮挡我们观测类星体的视线,让我们看不到产生宽发射线的云。在这些 2 型类星体中,我们看不到发出大部分光学和紫外光的内环面,发射线宽度小于 2000km s^{-1} 。我们只是从它们强的 X 射线发射和非常强的 $[\text{OIII}]\lambda 5007\text{\AA}$ 谱线找到一些最亮的 2 型类星体。在 Seyfert 2 星系和 2 型类星体中,通过环面致密气体的强辐射,能够为朝我们成束并以 22.2GHz 辐射的水脉泽供能,像 NGC 4258 中那样。

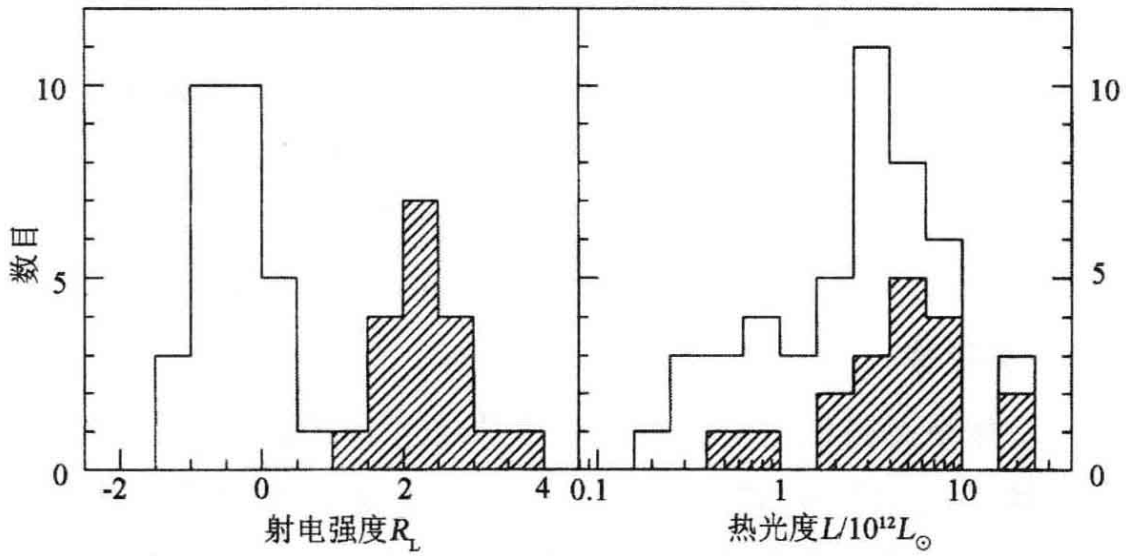


图 9.8 左图,对于由 137 个类星体的样本,射电强度 $R_L = \log_{10} [L_\nu(5\text{GHz})/L_\nu(B)]$ 。右图,射电强天体 ($R_L > 1$ 的阴影区) 在 $L < 10^{12} L_\odot$ 的较暗类星体中很少发现 (J. McDowell)

382

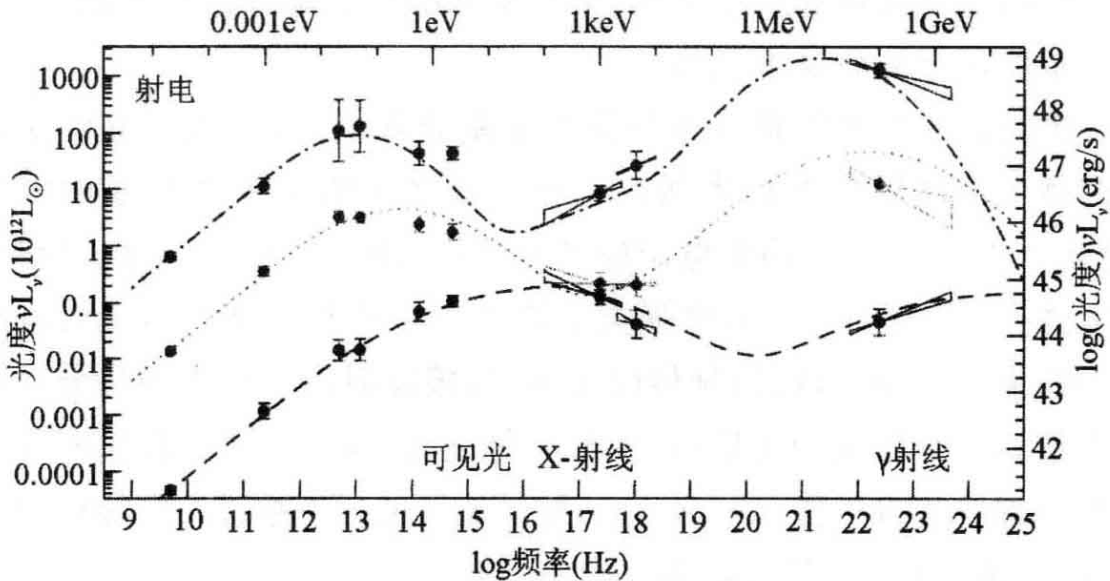


图 9.9 按射电功率分组的耀变体的平均光谱能量分布:射电最亮者 γ 射线也最亮。紫外和 X 射线区能量较低的峰代表来自喷流中电子的同步辐射;从同样旋进电子散射的这些光子产生了 γ 射线峰。当电子能量更高时,两个峰都移向更高的频率 (G. Fossati)

图 8.13 显示,各种最亮的活动核在 $z \sim 2$, 即大爆炸后约 3Gyr 最多。在那里我们看到的类星体比局地宇宙多 30—100 倍,而在

$z \sim 5$ 处密度只是比目前大几倍。较暗的活动核行为更像恒星形成星系(见后面的图 9.17),最多的地方接近 $z \sim 1$ 。

核活动是星系年轻的特征,今天星系中黑洞的质量告诉我们,这必定是一个已经过去了的阶段。(9.4)式告诉我们,在以 $10^{12} L_{\odot}$ 发光的类星体中,中心黑洞的质量有 $M_{\text{BH}} \geq 3 \times 10^7 M_{\odot}$,同时必须以每年 $\geq M_{\odot}$ 的增重来维持这样的功率。所以,如果活动持续至少 100 Myr,就至少应有 $10^9 M_{\odot}$ 的质量留下来。没有一个近邻星系的黑洞具有 $10^{10} M_{\odot}$ 那么大的质量(图 6.23):所以类星体可能不会在长于 $\sim 1 \text{ Gyr}$ 的时间内保持 $10^{12} L_{\odot}$ 那样大的光度。但正如射电星系一样,活动大概会继续至少 100 Myr。

活动核是如何“知道”其宿主星系的情况,使黑洞能增大到足以产生我们在图 6.23 中看到的质量和恒星随机速度之间的关系呢?它们可能是通过恒星形成联系起来的。尽管辐射很强,类星体还是包含着致密的分子气体。在几十个红移 $z > 2$ 的天体中,已经发现了来自 CO 分子的射电发射;其中一半是类星体,以及若干射电星系。在 $z = 6.4$ 的高红移类星体 J1148 中,约有 $10^{10} M_{\odot}$ 的分子气体在离中心 2.5 kpc 的轨道上以差不多 300 km s^{-1} 的速度运动。平均说来,在 CO 中探测到的类星体含有 $\sim (10^{10} - 10^{11}) M_{\odot}$ 的分子气体。J1148 在远红外的发射功率为 $10^{13} L_{\odot}$ 。(7.11)式表明,如果它完全来自被年轻恒星加热的尘埃,这个系统就得形成 $600 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ 的恒星,在 $\sim 20 \text{ Myr}$ 之内耗尽可用的气体;但活动核可能提供了部分能量。

383

问题 9.5 证明, J1148 做轨道运动的分子气体的质量是 $M_{\text{orbit}} \sim 5 \times 10^9 M_{\odot}$ 。类星体的热光度大约为 $L_{\text{bol}} = 4 \times 10^{40} \text{ W}$;用(9.4)式证明,中心质量 $M_{\text{BH}} \geq 3 \times 10^9 M_{\odot}$ 。黑洞和分子气体说明了几乎所有的 M_{orbit} ;这个星系可能缺乏基于图 6.23 我们会预期的大质量核球。

某些类星体显示出非常宽的吸收线,其宽度高达 10000 km s^{-1} ,其红移意味着吸收物质朝向我们的运动速度 $\sim 0.1c$ 。最显著的谱线是像 SiV, CIV, NV 和 OVI 这类离子的谱线,激发这些谱线需要高的能量。吸收气体是致密的,具有 $10^{19} - 10^{21} \text{ 原子 cm}^{-2}$ 。很少有射

电强的类星体显示出宽吸收线：它们可能缺乏所需形式的气体。我们不知道是 15% 有宽吸收线的类星体不同于没有者呢，还是每个有致密气体云的类星体对着所有可能观测者中 15% 的视线？

我们不完全知道类星体怎样将这种吸收气体以如此高的速度向外抛出。例如，如果我们的视线偶然穿过一个宽线发射云，就可以产生宽吸收。另一种可能性是吸收发生在超新星遗迹中，在类星体周围的致密星团中；这能解释类星体为什么是富金属的。或者吸收物质也可能是被类星体的辐射压向外推的。

9.2 活动星系核中的快速喷流，微类星体和 γ 射线暴

类星体和射电星系中心致密射电核的尺度只有数秒差距，但它们可以用甚长基线干涉仪成图（见 5.2 节）以揭示出小于毫角秒尺度的特征。大多数显示出具有拉长特征的明亮内核，或一系列从它延伸 10—50 pc 的小圆块。在那以外，千秒差距尺度的喷流是单侧的，中心拉长的特征总是处于喷流同侧。图 9.10 显示了 BL Lac 的喷流。靠近内核处，圆块的喷流常常弯曲数十度，但它的外部是同大尺度喷流准直的。所以，外喷流的物质（可长达数百 kpc）必定曾聚集于星系中心一秒差距内的窄束中。

几乎所有的致密核都是变化的，在数天，数周或数月内改变它们的光度。峰值亮度的时间与新圆块的出现重合，它们在沿螺旋轨道走出的同时变暗，如图 9.10 所示。在大约一半仔细研究过的核中，运动是视超光速的：圆块看起来在以 $(3-50)c$ 的横向速度离开核心运动。发射的气体以接近光的速度朝我们运动，是产生如此高的表观速度的原因。秒差距尺度喷流的单侧性只是表观的现象；趋近的一侧被相对论性成束极大地增亮了。

在 20 世纪 90 年代天文学家们获知，恒星的致密遗迹也可以射出接近光速的狭窄物质喷流。在微类星体中，喷流的出现是因为从双星伴星俘获的物质形成了围绕黑洞或中子星的吸积盘。表征特大质量恒星暴亡的超新星能产生那些被看作 γ 射线暴的双相对论性

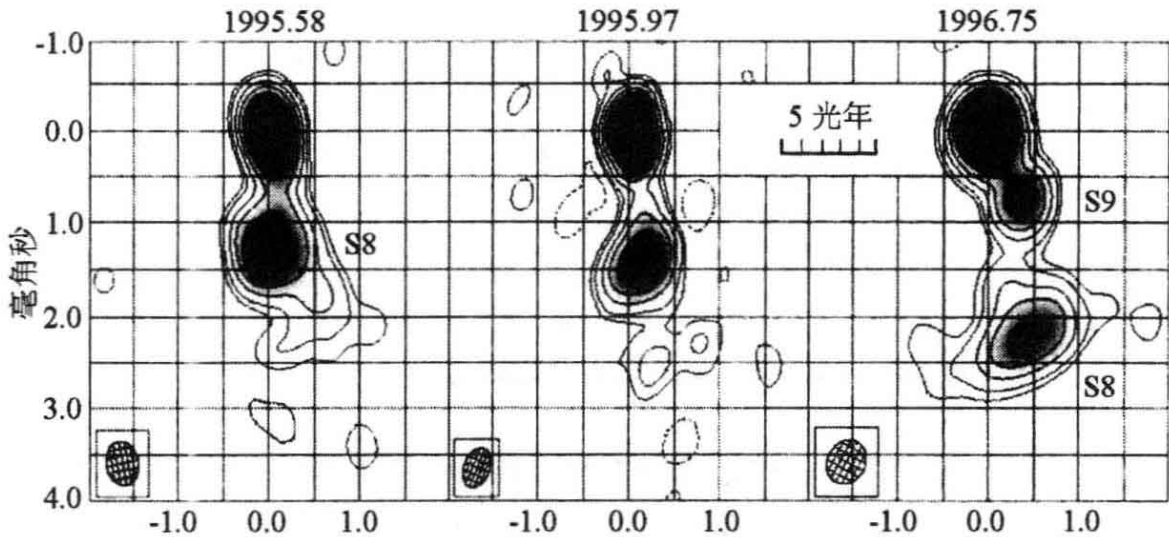


图 9.10 耀变体 BL Lac 在 22GHz 的射电图; 标度棒长 5 光年, 假设 $H_0 = 67 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ 。圆块 S8 沿瓶塞钻的途径以视速度 $\sim 3c$ 离开核心。标有影线的椭圆表示望远镜的束宽; 点状源会大致显示这样的大小和形状 (G. Denn)

喷流。

9.2.1 视超光速运动和相对论性束流

为了理解这些表观的超光速现象, 考虑一个观测者, 他看到一个方向与视线成 θ 角以速度 V 趋近的喷流物质的圆块 (图 9.11)。这个圆块在时刻 $t=0$ 经过点 S , 时间 Δt 之后经过点 T 。在 T 点发出的辐射到达我们的观测者晚于来自 S 点的辐射; 但是, 因为 T 比较近, 两次到达之间的间隔只有:

$$\Delta t_{\text{obs}} = \Delta t (1 - V \cos \theta / c). \quad (9.15)$$

在这个时间中, 圆块在天球上走过了极大距离是 $V \Delta t \sin \theta$, 所以它的表观横向速度是:

$$V_{\text{obs}} = \frac{V \sin \theta}{1 - V \cos \theta / c}. \quad (9.16)$$

当 $V \rightarrow c$ 时, 圆块的运动看起来比光速快。

问题 9.6 定义 $\gamma = 1 / \sqrt{1 - V^2 / c^2}$, 证明 $V_{\text{obs}} \leq \gamma V$, 当 $\cos \theta = V / c$ 时等式成立, 并且仅当 $V > c / \sqrt{2}$ 时 V_{obs} 能够超过 c 。

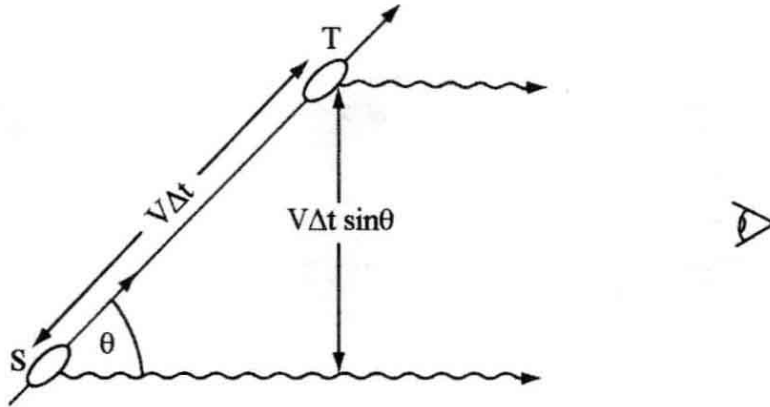


图 9.11 与视线成 θ 角抛出的明亮圆斑, 如果其速度 $V \approx c$, 看起来可以在天球上做超光速运动

耀变体中的扩展速度最常在 $(5-10)c$; 因此圆块必须以 $\gamma \geq 5-10$ 向外运动, 这充分低于(9.9)式对于辐射的电子给出的平均能量。只有在与视线夹角小于 $1/\gamma$ 的喷流中我们才能观测到视超光速运动, 在多数情况下这小于 10° 。但是, 因为辐射在喷流运动的方向上成束, 那些喷流指向我们的核看起来将亮得多。

为了计算这种增亮, 我们记起, 对于静止的观测者, 载于发射圆块上的原子钟显得慢 γ 倍。但是, 根据(9.15)式, 其向前运动使观测到的时间间隔增加 $(1 - V \cos\theta/c)$ 倍。所以在圆块静止系中在时间 Δt_{blob} 内以频率 ν_e 发出的辐射, 在时间 Δt_{obs} 内以频率 ν_{obs} 到达, 式中:

$$\Delta t_{\text{obs}} = \Delta t_{\text{blob}} [\gamma(1 - V \cos\theta/c)], \text{ 和 } \nu_{\text{obs}} = \nu_e [\gamma(1 - V \cos\theta/c)]^{-1}. \quad (9.17)$$

因此, 当 $\gamma \gg 1$ 并且喷流朝向我们使得 $\theta \approx 0$ 时, 我们有 $\Delta t_{\text{obs}} \sim \Delta t_{\text{blob}} / (2\gamma)$ 。正如我们对同步辐射的讨论那样, 观测者看到所有辐射挤压进一个狭窄锥中, 与运动方向的夹角小于 $1/\gamma$ 。如果辐射在圆块静止系中是各向同性的, 这将使趋近的圆块增亮 $\sim (2\gamma)^2$ 倍。光子按照(9.17)式蓝移, 也扩展了其频率范围。

将所有因子集中起来, 我们发现, 从一个在其静止系中发射功率为 $L_\nu \propto \nu^{-\alpha}$ 的圆块在频率 ν 收到的流量 $F_\nu(\nu)$, 当运动直接指向观测者时, 将被放大 $\sim (2\gamma)^{3+\alpha}$ 倍。圆块在退行时看起来要变暗相同的倍数。如果反向的双喷流是由一系列相同的圆块组成, 并且每一个都

辐射在其静止系中测量的固定时间,则(9.17)式表明,趋近圆块观测到的寿命缩短了。所以直接指向我们的喷流只增亮 $(2\gamma)^{2+\alpha}$ 倍,同时退行喷流变暗相同的倍数。对于致密核, $\alpha \sim 0$;因此,当 $\gamma \sim 5-10$ 时,向着观测者运动的喷流显得要比退行的亮 $(2\gamma)^4 \sim 10^4-10^6$ 倍。通常我们只看见朝向我们运动的物质,就是单侧喷流;退行的一半几乎不可见。那些喷流几乎指向我们的天体作为光源,有好得多的机会被我们探测到,这就解释了为什么观测到的亮射电核大约有一半显示出视超光速运动。

耀变体总是有来自致密核的强射电辐射。它们一般是在椭圆星系中发现的;它们可能是喷流正对我们的射电星系。其相对论性的运动使得喷流趋向我们的一半显得非常亮,以至让吸积盘和发射线区黯然失色。耀变体是剧烈变化的;有的在数天中光学和射电亮度就翻一番。这种快速变化是自然的,因为按照(9.17)式,喷流光度变化的时间缩短了 $\gamma(1-V \cos\theta/c)$ 倍。大多数类星体的可见光在百分之几的水平上是偏振的,这表明它的一部分可能是来自喷流的同步辐射。但在耀变体中,偏振可以高达20%;来自喷流的辐射要多得多。每一千个类星体只有一个耀变体;但是,因为它们借助向前束流增强,这些天体说明了观测到的亮类星体的百分之几。

9.2.2 微类星体:双星中的相对论性喷流

在20世纪90年代,天文学家们吃惊地发现,射电喷流以接近光的速度从恒星质量的黑洞涌出。在**微类星体**中,大质量恒星把质量转移到围绕黑洞或中子星伴侣的吸积盘上。这些系统早就知道是X射线源,其中大约10%也有很强的射电辐射;所以出现快速喷流不应当感到奇怪。这些喷流非常狭窄,张角小于 10° ,射电辐射是同步辐射,正如活动星系核一样。在十几个已知的微类星体中,至少有两个显示出视超光速运动。

因为中心质量只有几个 M_\odot ,微类星体周围的吸积盘要比活动星系核中的热,其能量大部分是以X射线而不是紫外光发射。为了计算它的温度,我们来看看围绕质量 M_{BH} 做圆轨道运动的质量为 m 的气体云从半径 r 移到 $r-\Delta r$ 损失的能量。它的初始能量是:

$$\varepsilon = -\frac{Gm}{2r} \frac{\mathcal{M}_{\text{BH}}}{r}, \text{ 所以 } \Delta\varepsilon = -\frac{Gm}{2r^2} \mathcal{M}_{\text{BH}} \Delta r. \quad (9.18)$$

这个能量转移到盘在 r 和 $r + \Delta r$ 之间的部分, 必须从那里释放出来。如果是通过温度 T 的黑体辐射, 其单位面积的光度是 $\sigma_{\text{SB}} T^4$ 。回忆盘有两面, 当单位时间向内流的质量为 \dot{M} 时我们有:

$$\frac{G \dot{M} \mathcal{M}_{\text{BH}}}{2r^2} \Delta r = \sigma_{\text{SB}} T^4 \times 4\pi r \Delta r, \text{ 所以 } T^4(r) = \frac{G \dot{M} \mathcal{M}_{\text{BH}}}{8\pi r^3 \sigma_{\text{SB}}}. \quad (9.19)$$

如果流入质量转换为能量的效率 $\varepsilon \approx 10\%$, 我们可以用以 (9.4) 式的 Eddington 光度辐射所需要的质量 $L_{\text{E}}/(\varepsilon c^2)$ 作单位来测量。将 r 以 Schwarzschild 半径 $R_{\text{s}} = 2G \mathcal{M}_{\text{BH}}/c^2$ 作单位写出, 我们有:

$$T^4(r) = \frac{1}{G \mathcal{M}_{\text{BH}}} \left(\frac{r}{R_{\text{s}}}\right)^{-3} \left(\frac{\dot{M}}{L_{\text{E}}/(\varepsilon c^2)}\right) \frac{c^5 m_{\text{p}}}{16\varepsilon \sigma_{\text{T}} \sigma_{\text{SB}}}. \quad (9.20)$$

所以在其 Eddington 极限附近的吸积盘内缘附近的温度随黑洞质量按 $\mathcal{M}_{\text{BH}}^{-1/4}$ 减小。

这些论证并不完全正确, 因为我们忽略了如下事实, 即仅当角动量能够从盘中带出时, 物质才能下落。因为能量是同角动量一起运输的, 所以在 $r \gg R_{\text{s}}$ 处, 盘辐射的能量是 (9.19) 式给出的 3 倍那么多, 而内盘辐射较少。

问题 9.7 回忆问题 3.20, 非旋转黑洞周围的最后稳定轨道在 $3R_{\text{s}}$ 处。证明当 $\mathcal{M}_{\text{BH}} = \mathcal{M}_{\odot}$ 且 $d\mathcal{M}/dt$ 接近 Eddington 极限时, 盘的内边缘是在 $T \approx 3 \times 10^7 \text{ K}$, 对应的光子能量为 2.6 keV 。假设那里物质的轨道速度由 (3.20) 式给出, 证明轨道周期 $P \approx 3 \times 10^{-4} \text{ s}$ 。

物质已经被准直到离中心源 10 AU 以内的狭窄喷流中, 喷流的路程只有数秒差距而不是数百万秒差距。我们可以看到明亮的团块从核涌出, 并在一两个月, 而不是像活动星系核那样在数十年或数百年内变暗。这些团块似乎是在源进入 X 射线亮态时抛出的——也许是由于吸积盘内的物质快速向内旋进并落到中心天体上。喷流可以加速, 所以当较快的物质碰到它前面较慢的等离子体时, 我们会看见射电辐射的亮结。微类星体提供了最有力的论据, 说明引力和电

磁力在所有空间尺度上都能起作用。

延伸阅读: M. S. Longair 书, *High Energy Astrophysics*, 2nd edition (Cambridge University Press, Cambridge, UK) 的第 16 章。

9.2.3 来自爆炸恒星的快速喷流: γ 射线暴

γ 射线暴 (GRBs) 是在 20 世纪 60 年代通过侦察核弹实验的卫星发现的。它们是短暂而强烈的 γ 射线爆发, 峰值能量约 1 MeV, 并具有低能 X 射线尾。它们典型的持续时间为 500 秒或小一些, 看起来是从天空的随机方向到达的。因为 γ 射线望远镜指向源的误差通常不能小于 1° , 直到 1997 年 Beppo-SAX 卫星开始观测以前, 没有一个源被证认为光学可见天体。一旦探测到一个暴, Beppo-SAX 就能立即以 $3'$ 的分辨率拍摄一幅 X 射线像, 好得足以告诉光学天文学家往哪里看。持续 2 秒以上的“长”暴一般是在恒星形成星系中发现的。我们现在已经证认出约 100 个 GRBs, 红移直到 6.3。

388

长暴平均持续 50 秒, 但多数由许多在 1-100 毫秒内达到峰值然后下降的短亚脉冲组成。所以发射区必须小于 1 光毫秒或 300 千米, 即 $100 M_\odot$ 黑洞的 Schwarzschild 半径。这种暴必定是由恒星质量的天体, 而不是在星系中心发现的大黑洞产生的。我们从未在一点发现重复的 GRBs, 这提示它们起源于某种灾变事件: 即大质量恒星的爆炸, 或者也许是黑洞同另一个黑洞, 或同中子星并合。

每 100000 个超新星我们可以看到大约一个 GRB, 但这可能只是总数的一个很小部分。像耀变体一样, GRBs 把它们的发光物质约束在狭窄的喷流中。如果它们的辐射是各向同性的, 一个典型暴的能量会是惊人的 $10^{52} - 10^{54}$ erg, 或近于 $M_\odot c^2$ 。一个普通超新星的辐射和它抛出外层的动能只有 $\sim 10^{51}$ erg。喷流的典型张角 θ 为 $1^\circ - 20^\circ$, 所以每个暴所需的能量可以减小 θ^2 倍, 只有 $10^{50} - 10^{51}$ erg, 这就在超新星的能量额度之内了。但我们未能探测到大多数暴, 因为喷流没有指向我们的方向。

辐射的物质以接近光的速度膨胀。否则, γ 射线会被包裹得太紧以至不能逃逸, 但会产生粒子-反粒子对而失去它们的能量。为

为了避免这种命运,“火球”必须以 Lorentz 因子 $\gamma \equiv \sqrt{1-V^2/c^2} > 100$ 膨胀。直接朝我们而来的物质的辐射将增强 $(2\gamma)^4$ 倍,所以我们收到的几乎所有能量都来自一个很小的锥,向外运动的方向同我们视线的夹角在 $1/\gamma$ 之内。随着外流物质的变慢和 γ 的下降,这个锥展宽到包括大部分辐射区。(9.17)式表明,同随外流气体运动的观测者相比,暴的时间压缩到 $1/(2\gamma)$ 。 γ 射线可能是同步辐射,由在外流相对论性物质中的激波加速的快速电子产生。

同 X 射线一起,我们常常在光学和射电波段看到余辉。可见波段的吸收线让我们测量宿主星系的红移。这种光通常是偏振的,表明它来自喷流碰到周围气体时在激波中加速的电子。可见光的余辉在 1—100 天后开始较快地变暗,可能表征着外流物质已经慢到使 $1/\gamma \sim \theta$, 所以我们收到的辐射来自整个趋近的喷流。喷流也开始向两边扩展(因为张角现在可同 Mach 数 $M \sim 1/\gamma$ 相比),导致其密度和发射度下降。射电余辉只是在暴后 1 天左右变强,并且能在 1 年多的时间内保持相当亮。在这段时间里,向外运动慢到远低于 c 且膨胀变为球形,所以我们能够可靠地估计向外运动物质的总能量。许多暴在相对论性外流中似乎具有大致相同的能量,约有 10^{51} erg 分配在即时辐射和余辉之间。

在某些长暴过后,可见光的下降曲线显示出一个隆起,在 $\sim 20(1+z)$ 天后升到最大然后变暗。在一些观测得很好的个案中,宽发射线将这个隆起证认为与 γ 暴同时爆发的 Ic 型超新星的光。这样的爆炸被认为是旋转恒星生命结束的标志,这些恒星在主序上时质量为 $(20-40)M_{\odot}$ 。当恒星的铁核塌缩时,可以有足够多的其他物质参加进来,使这个核不能变为稳定的中子星,而是形成一个黑洞。其余的恒星物质角动量太大,不能直接落入黑洞。大部分被排进爆炸中,但据认为有 $\sim 0.1 M_{\odot}$ 形成了一个围绕黑洞的短寿命吸积盘,导向了图 9.3 所示的双外向喷流。

短 GRBs(持续时间小于 2 秒)有弱得多的余辉。首次证认只是在 2005 年;GRB 050724 相当近,在一个 $z=0.26$ 的椭圆星系中。这个暴本身要比典型的长暴至少暗 10 倍,余辉至少要暗 100 倍。这可

能是两个中子星(预期要比超新星稀罕 10000 倍)之间,或者甚至是一个中子星和一个黑洞之间的并合。这些暴会比来自塌缩大质量恒星的暴短,是因为两个伙伴都已经非常致密。

γ 射线暴在早期宇宙中可能相当频繁,因为气体中没有金属时容易形成非常大质量的恒星。(如果这些第一代恒星全是大质量的,而且现在都已经死亡,这就可以解释为什么我们今天在银河系中一个都没有看到。) γ 射线既不会被尘埃散射,也不容易被星际气体吸收,所以它们能帮助我们探测最遥远星系中的恒星诞生。我们目前的 γ 射线望远镜探测到的某些暴可能处于红移 $z \sim 10$ 或更高,远得让我们看不到较长波段的余晖。如果有更好的办法容许我们从 X 射线和 γ 射线辐射来估计红移,我们就能用 GRBs 来追踪最早的大质量恒星。

延伸阅读: J. I. Katz, 2002, *The Biggest Bangs: The Mystery of Gamma Ray Bursts* (Oxford University Press, Oxford, UK) 是为一般读者写的。

9.3 星系际气体

390

在大多数类星体的光谱中,我们看到一些多重吸收线系统,其红移显著低于发射线。大多数谱线是窄线;其宽度相应的内部运动慢于 100 km s^{-1} , 尽管它们的红移意味着,气体正在以接近光的速度离开类星体朝向我们运动。事实上,这种气体根本不是在类星体附近,而只是拦截了它的光。今天星系和星系团中的重子计数表明,它们的形成并不是非常有效:回忆表 7.2。大多数重子留在弥漫云中,仅当它们拦截远源的光时才被我们看到。这是一个储藏所,气体从其中流入新生的星系,并不断供给它们直到今天。

吸收线通常证认为显示出简单式样的群,例如氢的 Lyman 线系,或镁和碳的双重线。小的波长差使证认较为容易,因为单次测量的光谱可能把一对中的两条线都显示出来。当吸收云的红移 $0.2 \leq z_{\text{abs}} \leq 1.5$ 时,在 2796.3 \AA 和 2803.5 \AA 的 MgII 线落入可见窗口,对

于 $1.1 \leq z_{\text{abs}} \leq 3.5$, 在 1548.2 \AA 和 1550.8 \AA 的 CIV 线亦落入可见窗口。在 1031.9 \AA 和 1037.6 \AA 的 OVI 线难于观测, 因为它们可能丢失在 Lyman- α 森林中(见下)。一旦知道吸收线红移, 常常就能找到其他元素的孤立谱线了。

星系际气体的范围从主要是中性物质的云(像今天的星系盘那么密), 到中性原子的比例为 10^{-3} 或更少的弥漫气体。吸收线数 N 和沿视线的氢原子 $N(\text{HI})$ 近似遵从 $N \propto N(\text{HI})^{-1.5}$; 非常弥漫的云最常见, 但最致密者含有几乎所有的中性气体。吸收物质并不是原初的, 而是已经含有恒星中核燃烧产生的重元素。

9.3.1 中性气体: 阻尼 Lyman- α 云

如果中性气体的柱密度超过 $N(\text{HI}) \approx 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$, 则 Lyman- α ($\text{Ly}\alpha$) 线就是光厚的, 具有明显的阻尼翼: 它们称为阻尼 $\text{Ly}\alpha$ 云。这种气体的密度相应于 $1.5 M_{\odot} \text{ pc}^{-2}$, 这对于今天星系的外 HI 盘是典型的: 见 5.2 节。Lyman 系限云有 $N(\text{HI}) \geq 2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$; 它吸收了有足够能量电离氢原子的几乎所有光子, 所以类星体的测量流量在刚刚短于 $912(1+z_{\text{abs}}) \text{ \AA}$ 处几乎下降到零。阻尼 $\text{Ly}\alpha$ 云基本上是中性的, 但 Lyman 系限云中大多数氢是电离的。图 9.12 的光谱显示了 $z_{\text{abs}} = 2.827$ 的阻尼 $\text{Ly}\alpha$ 线; 柱密度接近 $2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ 。射电强类星体前面的阻尼 $\text{Ly}\alpha$ 云也能够借助它们的 HI21 厘米线吸收探测到。计数典型类星体光谱中的云数告诉我们, 它们含有足够致密的气体来形成今天旋涡星系和不规则星系的盘。

391

问题 9.8 假设在红移 z 处每立方兆秒差距有 $n(z) = n_0(1+z)^3$ 个阻尼 $\text{Ly}\alpha$ 云, 每个具有截面面积 σ 。解释为什么沿到类星体的路程长度 l 我们预期能看到的数目为 $n(z)\sigma l$ 。用(8.47)式证明, 在 z 和 $z+\Delta z$ 之间的路程 $\Delta l = c\Delta z/[H(z)(1+z)]$, 所以每单位红移的数目是:

$$\frac{d}{dz} \Delta z = \frac{n(z)\sigma\Delta z}{H(z)(1+z)} \equiv \frac{n_0\sigma}{H_0} \Delta z \frac{dX(z)}{dz}, \quad (9.21)$$

式中(对第二个等式用 8.26 式):

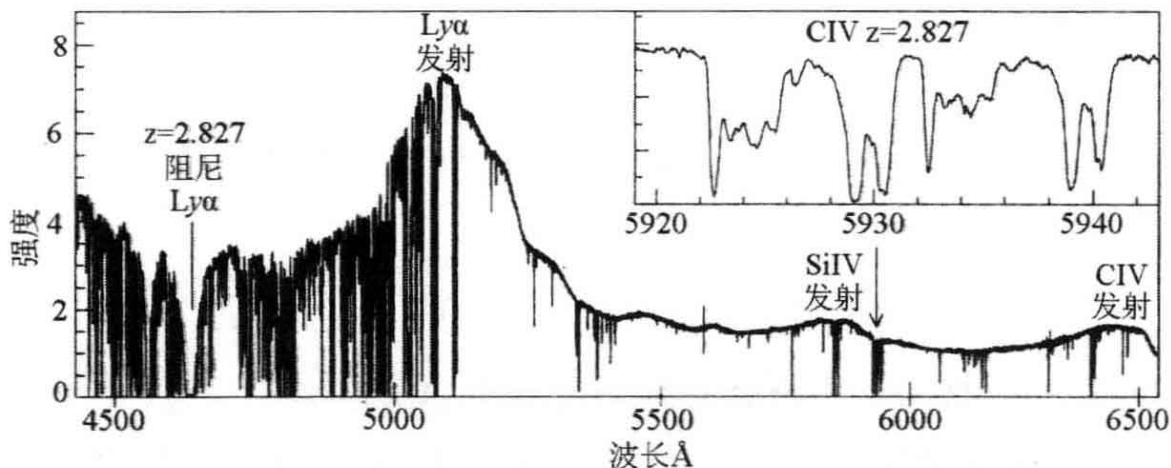


图 9.12 $z_{em} = 3.173$ 的类星体 1425+6039 的光谱:1216Å 处的 Ly α 辐射红移到了可见区。在较短的波长处, Ly α 森林的窄吸收线很密。4650Å 处的方形轮廓是 $z_{abs} = 2.827$ 的阻尼 Ly α 线。箭头显示相同红移的静止波长接近 1550Å 的 CIV 双线:内插小图揭示出来自多重气体云的清晰吸收成分 (L. Lu and M. Rauch)

$$\frac{dX(z)}{dz} = \frac{H_0(1+z)^2}{H(z)} = \frac{(1+z)^2}{\sqrt{\Omega_m(1+z)^3 + (1-\Omega_{tot})(1+z)^2 + \Omega_\Lambda}}$$

证明,如果宇宙是平坦的并且 $\Omega_{tot} = 1$,则在早期:

$$X(z) = \frac{2}{3\sqrt{\Omega_m}} [(1+z)^{3/2} - 1] \text{ 当 } (1+z)^3 \gg \Omega_\Lambda/\Omega_m. \quad (9.22)$$

我们在局地发现 $d\tau/dz \approx 0.045$; 如果截面 σ 不变,证明,我们预期在 $z=3$ 时 $d\tau/dz \approx 0.16$ 。在 $z=5$ 时我们观测到 $d\tau/dz \approx 0.4$ 。证明这大约是 σ 为常数时我们预期的两倍:这个结果表明,有更多的吸收云,或者每个较大。

问题 9.9 假设问题 9.8 中的云是半径为 r 的均匀球,密度为每立方厘米有 n_H 个氢原子。它们的质量为 $M = (4/3)\pi r^3 n_H \mu m_H$, 式中每个氢原子的平均质量是 μm_H (对于按重量计含 75% 的氢和 25% 的氦的气体 $\mu \approx 1.3$), 平均柱密度 $N(\text{HI}) \approx r n_H$ 。证明,对于中性云, $M \approx \sigma \mu m_H N(\text{HI})$, 式中 $\sigma = \pi r^2$ 是云的截面, $N(\text{HI})$ 是氢原子的柱密度。用(9.21)式证明,红移 z 处的气体密度 ρ_g 是:

392

$$\rho_g(z) \equiv n(z) \mathcal{M} = \frac{\mu m_H}{c} N(\text{HI}) \frac{d\lambda}{dz} H(z) (1+z).$$

如果这个气体不变地存活到今天,解释它为什么现在能代表 8.21 式临界密度的分数 Ω_g , 这里:

$$\Omega_g \equiv \frac{n_0 \mathcal{M}}{\rho_{\text{crit}}(t_0)} = \left[\frac{\mu m_H H_0}{\rho_{\text{crit}}(t_0) c} \right] N(\text{HI}) \frac{d\lambda/dz}{dX/dz}. \quad (9.23)$$

这个分数同今天哈勃常数的关系为 $\Omega_g(z) \propto h^{-1}$, 为什么? 证明, 方括号中的项是 $1.2 \times 10^{-23} h^{-1} \text{cm}^2$. 取 $d\lambda/dz = 0.2$, 在 $z \sim 2$ 处平均 $N(\text{HI}) = 10^{21} \text{cm}^{-2}$, 证明对于标准宇宙学, $dX/dz = 3.0$ 和 $\Omega_g(z=2) \approx 10^{-3}$.

我们在表 7.2 中看到, 星系盘中现在的中性原子和分子气体相当于 $\Omega_g \sim 8 \times 10^{-4}$, 而星系盘中的恒星现在构成的 $\Omega_* \sim 6 \times 10^{-4}$. 所以在 $z \sim 2$ 的阻尼 Ly α 云中大约有足够的中性气体来形成我们今天看到的星系盘。但是, 如果标准宇宙学是正确的, 在红移 $0.7 \leq z \leq 5$ 之间的 6Gyr 内 Ω_g 已经保持在这个水平, 那时像银河系这样的盘中诞生了一半的恒星。所以我们认为, 阻尼 Ly α 云一直在得到补充, 因为更稀薄的电离气体流进来并变得密到足以复合。

阻尼 Ly α 云只是星系盘中的气体吗? 我们并不确切知道。近邻星系的 HI 盘大和多到足以说明 $z \leq 1$ 的吸收特征。其中至少一半是由 $L \leq 0.2 L_*$ 的较暗星系产生的, 因为这些星系具有相当大的 HI 盘。当 $z_{\text{abs}} < 1.5$ 时, 在天球上离类星体约 1 角秒以内, 与阻尼 Ly α 云相同的红移处, 我们常常能看到恒星亮斑。这些系统是有恒星形成的盘星系、不规则星系与致密恒星形成结点的混合, 光度范围是 $0.02 L_* < L < 3 L_*$ 。在较高的红移处, 问题 9.8 表明, 为了产生足够的吸收线, 星系必须比它们今天更大更多。在 $2 \leq z \leq 3$ 的 Lyman 跃变星系(因为它们 在紫外很亮而被挑选出来), 如果它们处于到类星体视线的 300kpc 以内, 通常会产生 Ly α 吸收。一般说来, 类星体的光穿过星系越近, 吸收气体就越密。奇怪的是, 1/3 的 Lyman 跃变星系似乎根本就没有产生 Ly α 吸收。

问题 9.10 在目前, L_* 星系的密度大约是(1.24)式的 n_* , 或 $0.02h^3 \text{Mpc}^{-3}$ 。图 1.16 表明, 其中约一半是盘星系, 所以, 取 $h = 0.7$, 我们有 $n_0 \approx 0.003 \text{Mpc}^{-3}$ 个亮旋涡星系。在 $z \sim 3$, 我们看到 $dN/dz \approx 0.25$ 。如果那时星系已经形成了它们的盘, 我们会预期密度 $n(z) \approx n_0 (1+z)^3$ 。对于标准宇宙学, 证明 $dX/dz = 3.6$, 并用(9.21)式证明, 我们必定有 $\sigma = 2500 \text{kpc}^2$, 所以吸收物质延伸到半径 $\sim 30 \text{kpc}$ 。图 5.15 显示, 像银河系这样星系的 HI 盘, $M(\text{HI}) = 10^{10} M_\odot$ 延伸到几乎这个半径。

9.3.2 星系际气体中的金属

阻尼 $\text{Ly}\alpha$ 云包含氢和氦, 也包含金属和尘埃: 我们看到诸如 MgII , ZnII 和 CrII 这样的低电离谱线, 以及 CIV 和 SiIV 这类高电离谱线。在图 9.12 中, 在 5920\AA 附近, 有一团 $z_{\text{abs}} = 2.83$ 的 CIV 线; 它们来自产生阻尼 $\text{Ly}\alpha$ 吸收的同一气体。在密度较低 ($N(\text{HI}) \geq 10^{16} \text{cm}^{-2}$) 的云中, 最强的金属线是诸如 MgII , SiII 和 OI 这类低电离品种的, 它们同盘内的中性氢一起存在于今天的星系中。 CIV 和 SiIV 线(它们是今天星系晕中弥漫炽热气体的特征)当 $N(\text{HI})$ 较低时变得更常见。金属线的这类混合体一般宽度为 $300 - 500 \text{km s}^{-1}$, 但个别成分的宽度可以低到 10km s^{-1} , 相当于 $T \leq 10^5 \text{K}$ 。在这个温度下处于热平衡中的等离子体会含有非常少的 CIV 离子; 所以吸收气体可能是由来自类星体的星系际辐射, 或其中燃烧的热星电离的。

所有阻尼 $\text{Ly}\alpha$ 云产生了 MgII 的吸收, 但反过来并不对。在给定红移处, MgII 线大约比阻尼 $\text{Ly}\alpha$ 系统常见 10 倍, 而 CIV 线还要更常见。所以引起 MgII 吸收的气体必定比产生阻尼 $\text{Ly}\alpha$ 特征者覆盖更大的区域。强的 MgII 吸收一般出现在离星系 $40h^{-1} \text{Mpc}$ 之内, 较弱的吸收直到 $80h^{-1} \text{Mpc}$ 。产生 CIV 吸收的气体一般延伸到 $50 - 100 \text{kpc}$, 但有时在 200kpc 以外看到。在引力透镜产生的类星体多重像在天空相隔 ~ 1 角秒处, 两条光路在穿过吸收体时相距 $\sim 10 \text{kpc}$ 。当到像的路程相隔超过 $20 - 50 \text{kpc}$ 时, 两个类星体光谱中的

CIV 强线会不一样,从而给出了这些吸收云复合体的大致尺度。

394 正如在星系晕中一样,OVI 吸收主要来自吸收 CIV 和 MgII 的部分电离暖云周围的薄层。有时 OVI 线如当 $T \geq 3 \times 10^5 \text{ K}$ 时所预期的那样宽,而 OVI 是在密度 $n \geq 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$,超过宇宙平均 100 倍。这种气体可能是由来自恒星形成星系外流风中的激波加热的。

在我们也能测量吸收云中氢柱密度 N_{H} 的地方,我们就能用金属线的强度来估计气体中重元素的比例。图 9.13 显示,阻尼 Ly α 云中平均的金属丰度随时间慢慢增加。但在 8—10Gyr 之前它仍小于太阳值的十分之一,那时银河系的盘已形成它的许多恒星。图 9.13 的气体不可能是形成银河系盘的气体:表 2.1 和图 4.14 显示几乎所有的恒星都有 $Z > 0.1 Z_{\odot}$ 。但是我们在图 4.15 中看到,星系盘朝其中心重元素较丰富,而图 9.13 中的点更可能代表类星体的光穿过的是星系盘的贫金属外围。

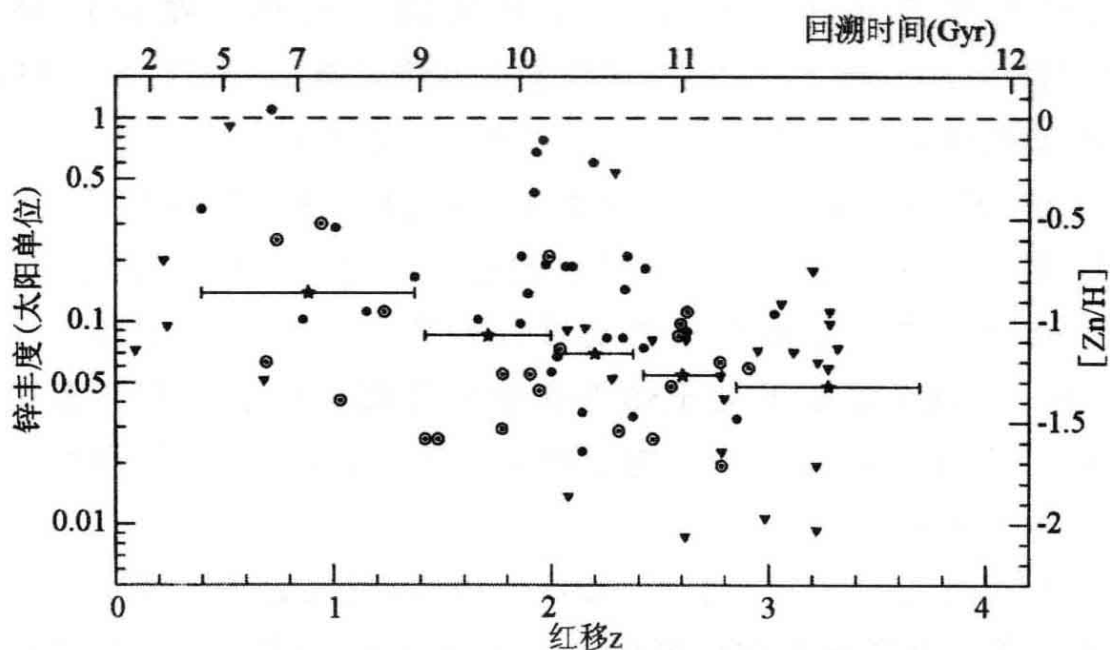


图 9.13 产生阻尼 Ly α 吸收的气体云中锌相对于氢的丰度:圈点表示 $N(\text{HI}) \geq 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ 的最致密的云;实点表示不那么致密的云;朝下的三角表示上限。水平棒表示按 $N(\text{HI})$ 加权的平均丰度;回溯时间是基于标准模型。锌不易纳入尘粒,所以它在气体中的丰度标志总金属丰度 (取自 Kulkarni et al. 2005 ApJ 618,68)

我们在 2.4 节提过,银河系中任何比 $N(\text{HI}) = 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ 密的云主要是分子。阻尼 $\text{Ly}\alpha$ 云中的氢分子容易被看到是因为它们吸收类星体的紫外辐射;但事实上 H_2 很少。可能是因为这种气体含尘埃太少以至不容易形成分子。在某些阻尼 $\text{Ly}\alpha$ 云中,像铁这类容易纳入尘埃的元素相对于像锌和硅那样不容易纳入尘埃的元素较少。这些云必定已经开始产生一点尘埃,但尘埃和气体之比要比(1.22)式对银河系给出的值小 ~ 30 倍。

395

在 1335.7\AA 的 C II^* (被激发的 C^+) 吸收线表明,正如在银河系中那样,远紫外光子正在加热尘粒。热传到周围的气体,大部分被激发到 C II^* 的碳在 $158\mu\text{m}$ 再辐射掉(见表 2.5)。从 C II^* 吸收的强度我们可以估计有多少热被再辐射;它远比星系际辐射场能够供应的多。这些阻尼 $\text{Ly}\alpha$ 云必须有自己的紫外光子源,它们就是形成中的恒星。在少数个案中,我们甚至已经看到这些恒星的 $\text{Ly}\alpha$ 发射。在红移 $z \sim 2-4$ 处推出的恒星诞生速率,快得足以在 $\sim 2\text{Gyr}$ 内耗尽阻尼 $\text{Ly}\alpha$ 云的所有气体,这就提供了进一步的证据,表明这些云从更弥漫的气体库中得到了补充。

如果这些金属线的确示踪了现在处于星系或星系群中的气体,它们的红移就应当以和星系非常一致的方式成团。如所预期,如果探测到一条 C IV 吸收线,就很可能在附近速度处找到第二条,但间隔超过 500 km s^{-1} ,这个效应就会消失。对于间隔小于 750 km s^{-1} 的 O VI 线同样为真。这些速度比星系的旋转速度或星系群内的速度弥散要高。但这大约是图 8.4 中速度峰的厚度,相应于视线穿过星系壁或纤维的情形。

9.3.3 Lyman- α 森林

在柱密度低于 $N(\text{HI}) \sim 2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ 的地方,紫外光子可以穿透气体云,故大部分氢被电离。当 $N(\text{HI}) \leq 3 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ 时,我们通常只能测到氢的 $\text{Ly}\alpha$ 线,尽管深曝光的光谱能揭示弱的 C IV 和 O VI 线。在刚短于类星体 $\text{Ly}\alpha$ 发射波长的密集而丰富的氢吸收线称为 **Lyman- α 森林**。我们探测到 Lyman- α 森林是通过中性氢,而几

乎所有的气体都是电离的；HI 只构成很小的一部分，通常小于总量的 0.1%。但这些云可能是宇宙中子和质子的主要仓库。

在图 9.12 中我们看到，森林似的云能够去掉类星体 Ly α 发射线短波侧相当大部分的光，平均后的强度低于发射线的长波侧：即 **Gunn—Peterson 效应**。在图 9.12 中 Ly α 森林的谱线之间，光强在发射线两侧相同。Ly α 线饱和于 $N(\text{HI}) \sim 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ ，所以吸收云之间必定几乎没有 HI 气体。对于红移 $z \leq 5.8$ 的类星体，这是典型的情况。但在很多红移 $z \geq 6$ 的天体中，我们看到 **Gunn—Peterson 槽**：波长刚短于 Ly α 发射线的所有光，都因 $z \geq 5.8$ 的弥漫中性气体吸收而失去。

396

最早的一类星体和恒星形成星系照耀着在 $z_{\text{rec}} \approx 1100$ 的复合时期已变为中性的气体。它们形成 H II 区，就像银河系中炽热大质量恒星周围那些电离气体“岛”一样。随着宇宙的膨胀，最密的气体团聚成云，同时有更多的恒星和类星体诞生出来把留下的少量弥漫气体电离。Gunn—Peterson 槽的消失告诉我们，在 $z \sim 6$ 处那些完全电离的区域已同周围较密中性气体的小岛连接起来。相当突然地，在 $\sim 100 \text{ Myr}$ 的时间内，宇宙变得对紫外辐射透明；它被再电离了。在那以后，类星体的紫外光只是在它碰到中性气体云的地方才被吸收。

使气体再电离的紫外光子源是什么呢？不是明亮的类星体：图 8.13 告诉我们，在 $z \sim 6$ 以前它们非常少，因此贡献甚微。恒星形成星系能够为之吗？这取决于它们的紫外光有多少能够逃逸到星系际空间，以及它们周围的气体比宇宙平均密多少。问题 2.24 表明，随着环境密度的下降，一个给定的星系或类星体能够电离较大质量的气体。图 9.17 中紫外亮天体那样的大星系形成于致密区（见图 7.11）。不利的是，它们的恒星不适合完成这个任务。但是，暗星系比亮星系要多得多（回忆图 1.16），并且在星系密度低的地方占主导地位；所以它们周围的气体密度较小。如果所有星系形成恒星同其暗物质成比例，个别来说大多数暗得我们看不见，但它们合在一起能够把气体再电离。然而，我们在 8.5 节论证过，大多数小暗物质团块不应形成恒星，否则银河系的伴星系就会比我们观测到的多得多。另

一个建议是,大量暗类星体的 X 射线和紫外光提供了再电离的能量。

我们可以通过观察类星体发射线红移附近 Ly α 森林如何变稀来估计星系之间电离辐射的水平。红移 $z_{\text{abs}} \approx z_{\text{em}}$ 的云近得足以受到类星体辐射的影响,这种辐射会增强电离使得 HI 很难存留。森林线稀疏的红移段显示辐射在哪里显著增加普遍星系际背景。测量这种邻近效应表明,在 $1.6 < z < 4$ 的范围内,能够电离氢原子的接近 912Å 的光子数量 $\sim 3 \times 10^{-22} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ Hz}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ 。这对应于 $\nu I_{\nu} \sim 2n \text{ W m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$,比今天稍高一些(见图 1.19)。

因为有如此之多的电离光子, Ly α 森林的弥漫气体的 10^3 或 10^4 个氢原子中只有一个能保持中性。我们观测到的大多数弥漫云只比宇宙平均值密几倍。它们的气体太稀薄以至不能辐射能量使之冷却和变密;它仍然相当均匀地与暗物质混合在图 8.16 的宇宙网络的纤维中。在天球上彼此靠近并有相同红移吸收线的类星体的观测表明,在 $z \sim 2$ 处 Ly α 森林气体的纤维能够延伸到 $\geq 0.5 h^{-1} \text{ Mpc}$ 。

大部分弥漫电离气体看来包含有重于氢和氦的元素。一项最新的研究发现了约千分之一太阳丰度的碳和氧,尽管约 30% 的云甚至更贫金属 ($Z \sim Z_{\odot} / 3000$)。如果许多恒星是在小星系中早先形成的,它们核合成的产物会散布到整个 Ly α 森林中。它们应当产生多少重元素呢?若相信紫外光来自这些星系(图 9.17),我们发现,到 $z \sim 2.5$ 它们独自就会产生足够的金属使平均丰度 $\sim Z_{\odot} / 30$ (在重子均匀混合的条件下)。所以为什么在包含了大多数重子的 Ly α 森林中我们只看到 $0.001 Z_{\odot}$ 呢?这就称为失踪金属问题。因为缺乏确切信息,我们得出结论,失踪金属是以高度电离的状态隐匿在弥漫得不能冷却的炽热气体中了。

397

9.4 第一批星系

图 9.14 显示了哈勃超深场的一部分,它是用哈勃空间望远镜以 4 个颜色(大约为表 1.2 和 1.3 的 U, B, i 和 z 带通)拍摄了深度曝光

像的天区。这个场中有些星系是小的近邻天体,但其余的现已知道红移高达 $z \sim 5$ 。它们看来比今天的星系不规则和不对称些。但我们看到它们的光是由它们年轻的大质量恒星在紫外发出的,而图 5.10 显示,近邻正常星系的紫外像看起来能与可见光中的非常不同。局地的恒星形成星系在紫外也容易显得参差不齐。

即使我们为了描绘在可见波长发射的光而在红外进行观测时,在 $z \sim 1$ 的星系中只有最亮者能够按图 1.11 分类。到红移 $z \geq 2$,图 9.14 中几乎没有任何亮斑类似于我们近邻宇宙中的旋涡和椭圆星系。它们具有不规则的形状,非常高的面亮度,和星暴的鲜亮蓝色。它们要比目前的星系小得多,角尺度只有 $0.1'' - 0.2''$ 。这些可能只是将来会并合为星系的原星系片断,或者是还没有发育完全的星系的中心。

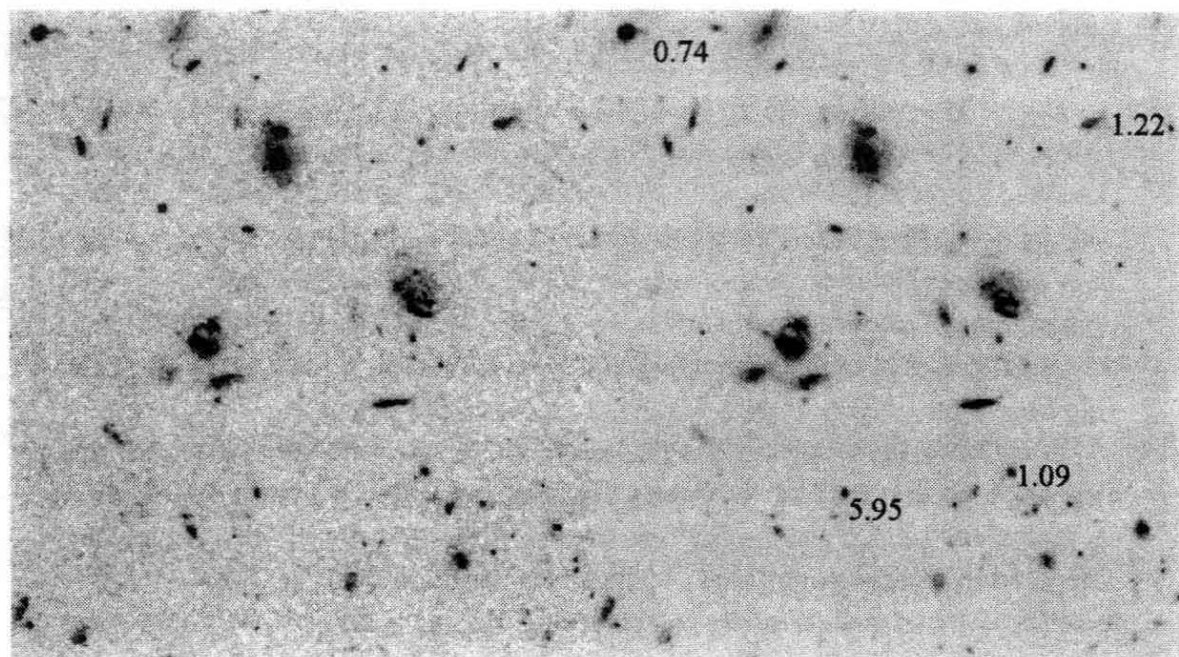


图 9.14 蓝(*B*,左)和红(*i*,右)波段的部分哈勃超深场。标出了几个星系的红移。注意中心右边的看来正常的旋涡星系,和左边正在并合的群(空间望远镜科学研究所)

随着新恒星的诞生和老化,星系的光输出将随时间改变,同时影响着它的颜色和光度。尽管我们通常不能检验个别星系是否过去比现在较亮还是较暗,但我们可以将今天平均的星系族同较高红移的进

行比较。我们可以通过规定恒星形成史来建立模型,并应用我们的恒星演化知识来计算它的光谱应当如何随时间改变。这就等于求出(8.46)式中的演化项 $e(z)$ 。然后我们通过计算能找到多少给定类型的星系来检验这个模型。例如,如果星系盘以恒定的速率形成恒星,那么它们就应当总是有数目大致相同的年轻蓝星,而红星数目则随时间增加。如果椭圆星系在红移 $z \geq 3$ 形成它们的恒星,我们就可以从图 6.18 的星暴模型看到,它们的恒星在过去应当较蓝和较亮。

图 9.15 代表对至少一半宇宙历史的回溯,显示了每个共动体积内每种光度的星系数。红星系(光谱只显示出老星)的数目大约同今天一样多。我们知道构成 $z \sim 1$ 的每个星系的星族到今天将已变暗,如图 6.18 所示。所以这些星系必须形成新的恒星,或者如我们在 7.1 节中讨论过的那样,通过吞食它们的伴星系增长;要不然就是新的亮红星系一直在产生。例如,那些停止形成恒星的蓝星系将变为红的。

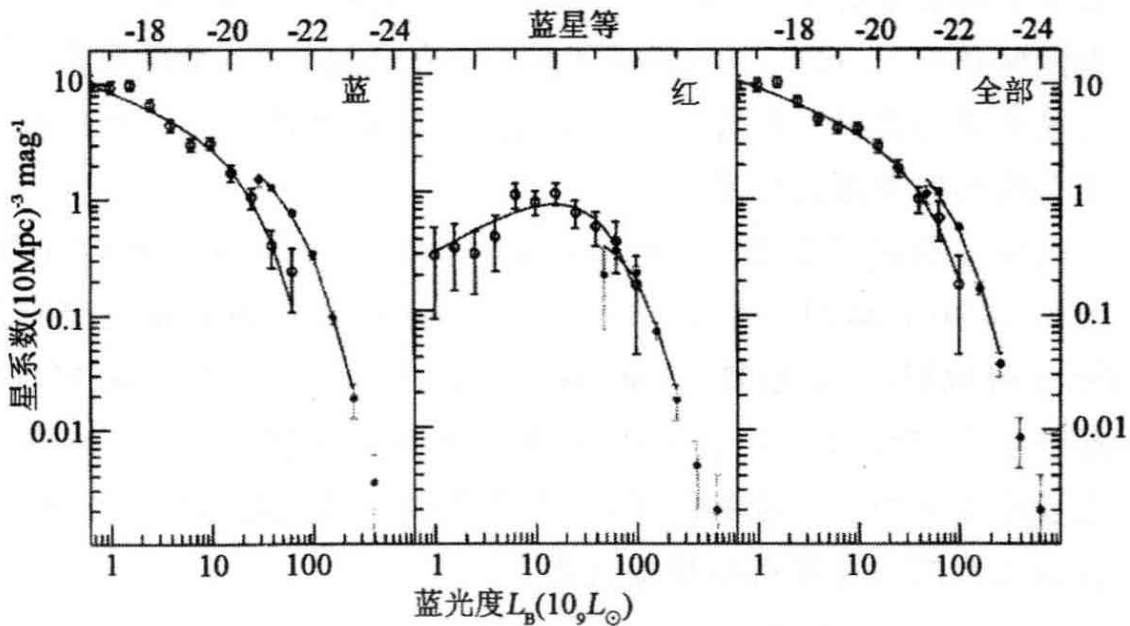


图 9.15 绝对星等在 $M(B)$ 和 $M(B)+1$ 之间每共动边长为 10Mpc 的立方体中的星系数:空圈为 $0.2 < z < 0.4$ 的近邻星系,实点者在 $1 < z < 1.2$ 。各光度的红星系数变化不大,但蓝星系在 $z \approx 1$ 要多得多。如图 1.16 中一样,非常亮的星系主要是红的,而大多数暗星系是蓝的 (DEEP2; S. Faber *et al.*, *astro-ph/0506044*)

在 $z \sim 1$ 处,正在活跃形成新恒星的蓝星系数目在每个光度都大

于今天。每个大约亮 3 倍,或者在过去有更多的蓝星系。我们不能归咎于恒星变暗:今天的蓝星系在过去十亿年中已经形成新的恒星,要不然它们现在就会是红的而不是蓝的。额外的恒星诞生不是由星系并合中的星暴引起;对图 9.15 有贡献的星系中正在并合者不到 10%。作为代替的是,像银河系这样的正常星系已经比今天更快地形成了恒星。这些星系应当随时间红化,因为老星构成了它们较多的质量;恒星形成星系的平均颜色现在确实要比 $z \sim 1$ 时红。

399

我们可以把在星系中观测到的恒星诞生率,同宇宙在一生中形成我们看到的恒星所需要的值进行比较;星暴星系就是形成恒星远快于这个平均速率的星系。我们在 2.1 节中看到,银河系的盘在过去数十亿年中以稳定的速率形成恒星,而小星系形成它们的恒星更通常是取暴发的形式(4.4 节)。图 6.20 显示,最大的星系($L_r > 8 \times 10^{10} L_\odot$, 或银河星光度的 2 倍)现在形成恒星的速率只有它们在宇宙历史中平均速率的 1%—10%。今天,恒星质量大于 $2 \times 10^{10} M_\odot$ (大约为银河系的三分之一)的星系不到 1% 有全局星暴,虽然局限于中心的星暴更为常见。但在 $z \sim 0.7$, 这样的星系足有 40% 正在以显著快于平均的速率形成恒星。

以暴发形式形成其恒星的星系光谱,除一些来自老星的红光外,与图 6.18 中的类似。在 $z \sim 0.7$, 几乎一半的大星系显示出带有深 Balmer 吸收线的“后星暴”光谱;它们必定在约 0.5—2 Gyr 前相当突然地停止形成恒星。对于那些间隔十亿多年宁静期,在 ~ 100 Myr 的迸发中发生恒星形成的星系,我们预期的光谱就是这样。今天,只有百分之几的大星系有后星暴光谱。

9.4.1 Lyman 跃变星系

为了研究高红移星系,我们必须首先找到把它们从图像中挑选出来的好方法。所有富气星系都显示出光谱中 912 \AA 处的跃变:恒星周围和星系内的中性气体把波长更短的大部分光吸收了。在 $z \geq 4$ 的天体中, $\text{Ly}\alpha$ 森林的星系际气体去掉了 1216 \AA 以下的光。Lyman 跃变星系就是通过搜寻这种光谱特征找到的遥远恒星形成系

统。在 $z \sim 3$, 912\AA 处的跃变移到波长 $\lambda \approx 3650\text{\AA}$, 处于近紫外的 U 波段。所以这个红移处的星系几乎从 U 波段像上消失, 而可见光的颜色 $B-V$ 仍然是蓝的或中性的。在红移 $z \sim 4-5$, 恒星形成星系在 B 波段不可见而在 V 波段仍很亮。在 $z \sim 6$ 它在 8000\AA 的 I 波段变暗, 因为 1216\AA 处的跃变移进了那个区域。

图 9.16 显示了一个红移 $z = 2.7$ (相当于大爆炸后 2.4 Gyr) 的 Lyman 跃变星系 cB58。紫外谱线与图 5.24 中的近邻星暴星系类似, 但这个星系更蓝。没有强的 $\text{Ly}\alpha$ 发射线。虽然这里热星的辐射很强, $\text{Ly}\alpha$ 光子要经氢原子反复散射才能离开星系; 在其漫长的旅途中它们很容易被哪怕是很少量的尘埃所吸收。红端的 CIV 吸收线有一个突降的边缘, 但平滑地向蓝侧融合。这种 P Cygni 轮廓是大质量热星膨胀大气的特征。

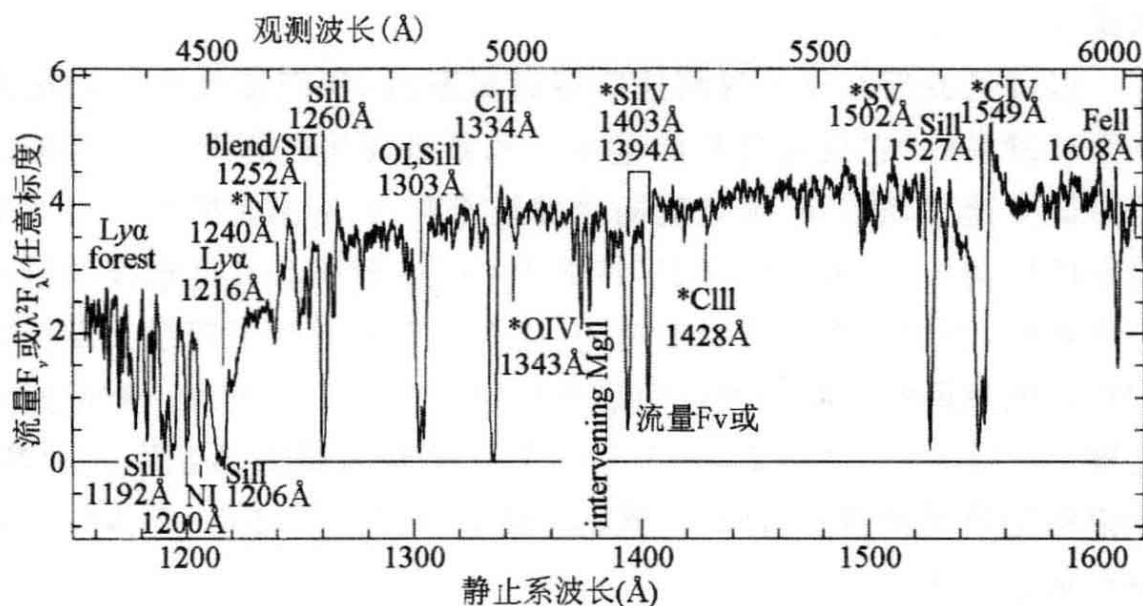


图 9.16 红移 $z = 2.723$ 的 Lyman 跃变星系 cB58 的光谱。用 * 号标出了热恒星光球的特征谱线; 在 5100\AA 附近, 我们看到较低红移气体的 MgII 吸收。谱线类似于图 5.24 中的星暴, 但这个星系较蓝, F_v 近似为常数; 星暴近似有 $F_\lambda \propto \lambda^{-1}$ 或 $F_v \propto \nu^{-1}$ (C. Steidel)

金属线告诉我们, 年轻恒星的金属丰度 $0.4Z_\odot \leq Z \leq Z_\odot$; 这些重元素是由以前的若干代恒星产生的。在气体中我们能测量几种元素的丰度; 氧是太阳丰度的 40%, 而铁只达到 $\sim 10\%$, 尽管更多的可能隐藏在尘粒中。这正是我们在图 4.17 银河系老星中看到的同样

情景。氧是在短寿命大质量恒星爆发的 II 型超新星中产生的,而铁则从涉及小质量长寿恒星的 Ia 型超新星释放出来。所以氧在首次显著的恒星形成后 $\sim 10\text{Myr}$ 加进气体里,而铁将只在 $\sim 1\text{Gyr}$ 后释放出来。连同也是在小质量恒星中形成的低丰度的氮(见 4.2 节),这个比例提示,cB58 在过去 250Myr 中形成了其大多数恒星。

我们看到蓝移的吸收线表明气体正在向外流动;这是 Lyman 跃变星系的典型情况。在 cB58 中,向外运动的风速为 250 km s^{-1} ,带走的质量大约同星系转变为新恒星的那么多。这些含有金属的物质至少有某些将逃逸进星系际空间。恒星由致密气体形成,所以探测到 CO 之类分子的射频频谱线并不奇怪。在 cB58 中我们发现了 $\sim 10^9 M_{\odot}$ 的分子气体,以它目前的速率形成恒星只够维持 50Myr 。这种气体密到足以吸收年轻恒星 80% 的紫外光,在远红外再辐射的能量 $\sim 10^{11} L_{\odot}$ 。

以可见或近红外光观测这些遥远星系时,我们接收到的能量是在紫外发射的,它只来自其质量最大和新近诞生的恒星。为了推出恒星诞生速率,我们必须猜测初始质量函数,它给出大质量和小质量恒星的比例。在 cB58 中,CIV 线的 P Cygni 轮廓和其他谱线的形状告诉我们,至少在其大质量恒星中,这个星系具有和银河系大致相同的初始质量函数。我们可以用混合单位 $3.86 \times 10^{26} \text{ W } \text{\AA}^{-1}$ 测量紫外光度 $L_{\lambda}(1500\text{\AA})$;回忆 $L_{\odot} = 3.86 \times 10^{26} \text{ W}$ 是太阳的热光度。于是,如果初始质量函数具有(2.5)式的 Salpeter 形式($M \geq 0.1 M_{\odot}$),恒星形成速率为:

$$\dot{M}_{*} \sim (3-5) \times 10^{-7} L_{\lambda}(1500\text{\AA}) M_{\odot} \text{ yr}^{-1}. \quad (9.24)$$

形成 $M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ 的恒星相当于 $L_{\lambda}(1500\text{\AA}) \sim 3 \times 10^6 L_{\odot} \text{ A}^{-1}$,或光度 $\lambda L_{\lambda} \sim 4 \times 10^9 L_{\odot}$ 。对于包括较少小质量恒星的较现实的初始质量函数,与给定紫外光度相当的 只有一半大。

恒星诞生的最佳估计应当是把(9.24)式给出的速率同(7.11)式给出的速率相加,后者量度尘埃拦截的星光在远红外的再辐射。一般说来,恒星诞生越活跃,尘埃拦截年轻星光的比例就越大。大多数研究过的 $z \sim 3$ 的 Lyman 跃变星系形成 $(10-50) M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ 的新恒

星;cB58产生 $\sim 40 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ 。同近邻极亮红外星系 Arp220 或亚毫米波星系(见下面)的 $200 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ 相比,这是不算大的。今天在如银河系这样的大旋涡星系中恒星诞生速率 $\sim 5 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$,而典型局地星暴的速率达 $30 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ 。

Lyman 跃变星系非常亮是因为它们的短寿命大质量恒星:在可见光中它们一般要比图 1.16 定义的 L_* 星系亮几倍。图 6.18 显示,星暴后大约 50 Myr 和 1Gyr 之间,4000 Å 附近的 Balmer 跳跃强度增加。用它来定新近恒星诞生的年代,我们发现最快速的恒星形成星系制造恒星只有 30—100 Myr,而较宁静的星系已经持续了 $\geq 1\text{Gyr}$ 。在可见波长发射的光的颜色给出较老恒星(它们拥有大部分质量)的信息。我们发现 Lyman 跃变星系并不是大质量的:少数已聚集 $5 \times 10^{10} M_{\odot}$ 的恒星(大致与今天的银河系相同),但多数是像 cB58 这样的小系统, $M_* \sim 10^{10} M_{\odot}$ 。

402

因为光必定按波长分散,这些暗星系的分光研究是相当费事的。某些观测得最好的高红移星系由于引力透镜效应显得亮了许多倍:它们的光在其到达我们的路上穿过星系团时发生偏折(见 7.4 节)。来自 cB58 的光以这种方式被放大了 30 倍。否则,最远星系的分光研究就是 8—10m 大望远镜的任务了。

非常亮的 Lyman 跃变星系已在 $z \geq 6$ 看到; $z = 5.515$ 的 BD38 就是一个例子。其光谱看来很像图 9.16 中的 cB58,尽管我们看到的它是在大爆炸后刚刚 1Gyr。那时它在已持续 ~ 200 Myr 的爆发中正在形成 $140 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ 的新恒星。这些并不是该星系的首批恒星;其谱线强度显示它们的金属丰度已经有太阳的一半。用 Spitzer 空间望远镜在 $4.5 \mu\text{m}$ 的观测显示出了年龄 600—700 Myr 的 $(1-6) \times 10^{10} M_{\odot}$ 恒星的红光。这些星系相当小:BD38 是最大者之一,但半径只有 1.6kpc。与我们在下面要讨论的非常富气的天体相反,任何种类的活动核都很稀少;我们只是在百分之几的 Lyman 跃变星系中看到它们。

问题 9.11 在光学和近红外波长,来自夜天每平方角秒的流量 F_λ 大致随 $F_\lambda \propto \lambda^{2.5}$ 增加。为了测量星系在 1216 \AA 的 $\text{Ly}\alpha$ 线附近发射的能量,我们必须在 $1216(1+z) \text{ \AA}$ 附近观测。解释为什么来自星系像每平方角秒的测量流量 F_λ 按 $(1+z)^5$ 减小,所以 $F_\lambda(\text{星系})/F_\lambda(\text{天空}) \propto (1+z)^{-7.5}$ 。来自 $z \sim 5$ 的原星系的 $\text{Ly}\alpha$ 辐射不用 $8 \sim 10$ 米望远镜是很难看到的。

9.4.2 隐匿的恒星:亚毫米波星系和分子气体

即使在局地,具有强恒星形成的星系在多尘气体后面也隐藏了其年轻恒星的大部分蓝光和紫外光。正如我们在 7.1 节看到的,这种光只有百分之几能逃离像 M82 或 Arp220 这样的星暴星系。平均说来,大约有 $2/3$ 的紫外光逃离局地星系;其余被暖尘粒吸收,并在红外再辐射。在 $z \sim 1$,大多数恒星是在多尘的地方形成的:星光的能量主要显现为 $L_{\text{FIR}} > 10^{11} L_\odot$,新恒星形成 $\geq 50 M_\odot \text{ yr}^{-1}$ 的亮红外星系(LIRGs)的红外光(见 7.11 式)。在较高的红移处,多尘的星暴甚至更常见。正如某些类星体中心周围有大量分子气体一样,许多最明亮的恒星形成星系也有核活动。活动核在 X 射线波段是显而易见的,它能穿透多尘气体,但恒星形成仍然贡献了它们的大部分能量输出。

403

我们在 7.1 节中看到,星系的并合能够触发星暴。这种现象在今天是稀罕的,对总的恒星形成贡献甚微。在局地,银河系大小的星系不到 1% 显示出近距作用并且可能很快就会同一个相当大的星系并合。甚至在 $z \sim 1$,大约有 $1/3$ 的 LIRGs 看起来也是正常的旋涡星系; $1/4$ 是不规则星系;另外 $1/4$,光集中在致密的中心。只有 20% 显然经历着主并合,虽然它们是最强的源。但是,在红移 $z = 2 - 3$,远红外光主要来自极亮红外星系(ULIRGs),其光度 $L_{\text{FIR}} > 10^{12} L_\odot$,形成的新恒星多于 $200 M_\odot \text{ yr}^{-1}$ 。许多 ULIRGs 显示出新近或正在并合的迹象。这不只是我们的望远镜能力不足以看到较暗的天体:在这些波长,把 ULIRGs 的光加起来就几乎说明了图 1.19 所示的所有背景辐射。

在观测多尘星系时,(8.46)式对我们有帮助: $k(z)$ 项非常大而且

是负的,使得星系在 $\lambda \sim 1\text{mm}$ 的观测流量在 $1 \leq z \leq 10$ 范围内几乎不变。某些最活跃的恒星形成星系是在搜寻 $850\mu\text{m}$ 处暖尘埃红移了的辐射时首先发现的。在光学像中,这些亚毫米波星系很暗,具有不规则和复杂的形状,往往似乎在与近邻的星系并合。在这些红移处,来自CO分子 $3 \rightarrow 2$ 和 $4 \rightarrow 3$ 跃迁的谱线(见表1.8)移到了约 3mm ,可以从地面观测到它们。

用这种办法研究了一个天体,即在 $z=2.8$ 的J02399,它处于一个星系团后面,引力透镜效应使它显得要亮2.5倍。因 $L_{\text{FIR}} \sim 10^{13} L_{\odot}$, (7.11)式表明它形成新恒星的速率为 $600 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ 。以这个速率,它 $6 \times 10^{10} M_{\odot}$ 的分子气体供应将只能维持100 Myr。气体处于一个半径8kpc的环内,以 420km s^{-1} 的速度旋转,所以里面的质量是 $3 \times 10^{11} M_{\odot}$ 。回忆2.3节和问题6.6,星系中心数千秒差距的大部分质量是恒星和气体,不是暗物质。如果J02399与此类似,这个星系已形成 $\sim 2 \times 10^{11} M_{\odot}$ 的恒星,对于当前的星暴就太多了,除非碰巧我们看见它是在耗尽其气体的时刻。

在 $850\mu\text{m}$ 发现的最亮的星系具有红移 $1.5 < z < 3.5$ 。像图8.13的最强的类星体,但不像明亮的恒星形成星系(见图9.17),它们的数目峰值在 $z \sim 2$ 。大多数含有 $\sim 2 \times 10^{10} M_{\odot}$ 的分子气体,远多于Lyman跃变星系,十倍于银河系。但这只够供应它们的星暴20—40 Myr。气体通常处于离中心2kpc以 $400-500 \text{km s}^{-1}$ 速度旋转的环或盘内,包含质量 $\geq 10^{11} M_{\odot}$ 。它们含有 $\sim 3 \times 10^{10} M_{\odot}$ 年轻恒星,可能还有许多更老的恒星。仅气体和年轻恒星的质量达 $5 \times 10^{10} M_{\odot}$,这大约是今天银河系中普通(重子)物质的质量。但较暗的天体对总的亚毫米辐射也贡献良多,它们大多处于 $z \leq 1.5$,行为更像图9.17。在 $0.4-4 \text{mm}$ 观测的ALMA(Atacama大毫米波阵)射电望远镜将制作 $3 \leq z \leq 12$ 的多尘星暴星系灵敏而详细的图像。

问题 9.12 星暴星系中的尘粒被加热到温度 $T \sim 50\text{K}$ 。对温度为 T 的黑体,光度 $L_{\nu} \propto \nu n(\nu)$,式中 $n(\nu)$ 由(1.35)式给出。但由于颗粒很小(尺度 $\leq 1\mu\text{m}$),它们在较长的波长辐射效率低:尘埃辐射遵循 $L_{\nu} \propto \nu^3 n(\nu)$ 。证明,对于 $\lambda \gg 300\mu\text{m}$,我们有 $L_{\nu} \propto \nu^4$ 。

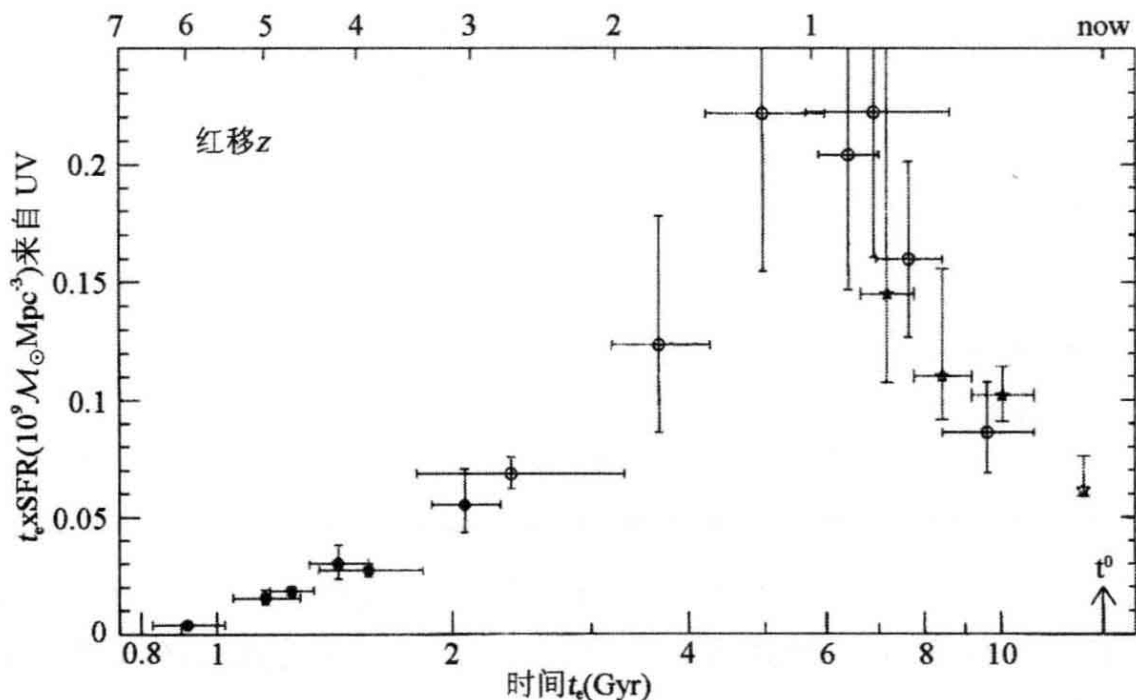


图 9.17 按标准宇宙学计算,由紫外波段的发光推出每共动 Mpc^3 的恒星形成。星符表示由 Galex 在紫外测量的点,实圈来自 Lyman 跃变星系。在任何时段形成的恒星质量与点子下面的面积成正比 (E. Stanway and A. Barger)

如果我们在 100GHz 或 3mm 观测,我们在 ν 和 $\nu + \Delta\nu$ 之间接收到的功率 $F_\nu(\nu)\Delta\nu$ 是在 $\nu(1+z)$ 和 $(\nu + \Delta\nu)(1+z)$ 之间发射的。(8.37) 式告诉我们,红移会减小从每平方角秒收到的能量 $(1+z)^4$ 倍。证明,在这个频率附近,来自星暴星系每平方角秒的流量对于红移 $5 \leq z \leq 20$ 几乎不变。一旦我们拥有在这个谱区配备灵敏探测器的大望远镜,我们就应当能够看到极远的恒星形成星系。

9.4.3 老的、红的和死的?

图 6.20 显示,今天大多数光学亮的星系几乎不再形成新恒星。最早的星系是何时结束其恒星形成过程的呢? 在局地,几乎所有红星系之所以红都是因为它们缺乏年轻的蓝星;只有少数星系(如星暴星系 M82)颜色红是因为尘埃隐藏了那些蓝星。最近的空间观测(那里红外天空很暗)显示,在 $z=2-3$ 处情况反了过来。在一个新样本里,13 个 $z \sim 2.5$ 的红星系中只有 3 个看来是真的“死”了:在红外的 $8\mu\text{m}$ 观测它们很暗,而多尘星系靠再辐射星光却很亮。将它们

的光谱同图 6.18 那样的模型比较表明,这是一些 $M_* > 3 \times 10^{10} M_\odot$ 的大质量星系,那里在过去 ~ 2 Gyr 内几乎没有恒星诞生。它们正在形成新恒星的速率小于在大爆炸后 2.6 Gyr 内构建星系所需平均速率的 0.1%

最早的“红色死”星系在 $z \sim 6$ 还能观测到。它们暗得使我们难于拍摄其光谱,但我们可以宽波段观测它们。其中有些显示在长于 $3 \mu\text{m}$ 波长处光增强。图 6.17 的 4000 \AA 跃变如此之大,以至大多数恒星必须有 200—600 Myr 老——它们在 $z \sim 7-13$ 已经诞生! 这些星系有 $M_* \sim (1-4) \times 10^{10} M_\odot$ ——它们已形成的恒星等价于银河系的 20%—50%。

到 $z \sim 1.5$ 或大爆炸后 4.2 Gyr, 恒星质量大致与银河系相同 ($M_* > 5 \times 10^{10} M_\odot$) 的红星系可能含有的恒星多于这些星系的一半。在 $z \approx 1.5$, 少数真正的庞然大物甚至有 $M_* > 10^{11} M_\odot$ 。因为宇宙中有比重子物质大致多 6 倍的暗物质, 这些天体必定具有 $\sim 10^{12} M_\odot$ 的暗晕。根据 8.5 节的冷暗物质模型, 这样的大质量晕在早期应当非常罕见。它们的恒星大约像太阳那样富金属, 年龄约为 2 Gyr, 所以上次恒星诞生是在 $z \sim 3$ 。以 $(300-500) M_\odot \text{ yr}^{-1}$ 形成新恒星, 只需 300 Myr (星暴的典型时标) 就能使上一小节的“隐匿星系”形成这样的质量。在 $850 \mu\text{m}$ 发现的最亮的多尘星暴可能已首先发展为这些“红色死”星系, 然后再发展为今天的亮椭圆星系。

405

9.4.4 宇宙的恒星形成史

用(9.24)式的变形, 我们可以估计紫外亮星系形成它们的恒星有多快。根据图 9.17, 宇宙中的大多数恒星是在 $z \sim 1$, 即大爆炸后 5—8 Gyr 之间诞生的。恒星形成星系的繁荣时期看来比图 8.13 的活动星系核晚, 后者在 $z \sim 2$ 达到其峰值。它也显示出不那么极端的变化: 今天星暴的活跃程度只比其峰值小 5 倍, 而在 $z \sim 4$ 它大约是峰值水平的一半。

在 $z \geq 0.7$, 年轻恒星的大量紫外辐射被尘埃吸收, 图 9.17 包含了基于紫外光颜色的改正。但实际上没有紫外光能逃离像亚毫米波星系这样的多尘系统, 所以它们将从图上遗漏。我们也遗漏了较暗

406 的恒星形成星系,即使它们包含着大量的恒星诞生。但是形成恒星的数目不应小于图 9.17 给出的值。

产生金属的那些恒星的形成速率同大质量恒星的紫外光度有关。我们必须把每种质量恒星产生的超新星的重元素产额(在因子 2 之内已知)加起来。以与(9.24)式同样的单位 $L_{\odot} \text{Å}^{-1}$ 测量紫外流量,我们发现比氦重元素产生的速率为

$$dM_z/dt \sim 8 \times 10^{-9} L_{\lambda}(1500 \text{Å}) M_{\odot} \text{yr}^{-1}. \quad (9.25)$$

我们在这里也必须假设, $M \geq 6 M_{\odot}$ 的大质量恒星形成时的相对比例由(2.5)式的 Salpeter 函数规定。幸运的是,所有这样的恒星将其大致相同比例的气体燃烧成金属,所以(9.25)式对所取的初始质量函数并不是非常敏感。

根据图 9.17,到 $z=2$ 所有恒星大约有 1/4 已经形成,它们释放的金属(如果重子处处均匀混合的话)该已经足以得到 $\sim Z_{\odot}/30$ 的平均丰度。在前一节结束时我们看到,这个水平已经高于我们的观测值。如果许多小的恒星形成星系对再电离有贡献,那就有更多的“遗漏”金属必定隐匿在弥漫气体中。

我们关于遥远星系的生命图景是否与我们在本群中看到的一致呢?我们可以拍摄本群中个别亮星的光谱来重建恒星形成史。其恒星质量大约一半是在 M31 和银河系的核球中,并且在第 4 章中我们看到,这些恒星大多数老得足以断定年代到 $z \sim 1.5$ 。银河系的盘在过去数十亿年来一直在稳定地形成恒星。M31 的盘较亮但年轻恒星较少,提示恒星诞生速率在那个时期已经下降。若对本群取平均,恒星诞生最活跃的时期似乎在过去 8—13 Gyr,也许比图 9.17 中的峰值稍早。然而,我们在局地看到的恒星大气全都含有重于氦的元素;小于太阳金属丰度 10^{-3} 者非常少。我们没有找到来自仅由氢和氦形成的最早一代恒星的“化石”。因此为了了解图 9.17 是否很好地代表了宇宙的恒星形成史,还需要对近邻和遥远星系进行进一步研究。能在较长的波长进行观测的设备,例如 ALMA 和计划中的 James Webb 空间望远镜,将帮助我们穿过尘埃去探索星系的诞生。

附录 A 单位和转换

表 A.1 单位和字首

星等	见 1.1 节
角秒	$1'' = (1/60) \times 1'$; $1/206265$ 弧度
角分	$1' = (1/60) \times 1^\circ$
埃	$\text{\AA} = 10^{-10} \text{ m} = 0.1 \text{ nm}$
纳米	$\text{nm} = 10^{-9} \text{ m}$
微米	$\mu\text{m} = 10^{-6} \text{ m} = 10^{-4} \text{ cm}$
厘米	$\text{cm} = 10^{-2} \text{ m}$
央斯基	$\text{Jy} = 10^{-26} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$
焦耳	$\text{J} = 10^7 \text{ erg}$ or $10^7 \text{ g cm}^2 \text{ s}^{-2}$
瓦特	$\text{W} = 10^7 \text{ erg s}^{-1}$
微	μ $1\mu\text{s} = 10^{-6} \text{ s}$: 微秒
毫	m $1 \text{ mJy} = 10^{-3} \text{ Jy}$: 毫央
千	k $1 \text{ km} = 10^3$ 米: 千米
兆	M $1 \text{ Mpc} = 10^6 \text{ pc}$: 兆秒差距
京	G $1 \text{ Gyr} = 10^9 \text{ yr}$: 京年

表 A.2 转换因子

原子氢中的声速	$c_s = \sqrt{k_B T / m_p} = 9 \text{ km s}^{-1} \times \sqrt{T/10^4 \text{ K}}$
面密度	$\mathcal{M}_\odot \text{ pc}^{-2} = 1.25 \times 10^{20} \text{ H 原子 cm}^{-2}$
体密度	$\mathcal{M}_\odot \text{ pc}^{-3} = 6.7 \times 10^{-23} \text{ g cm}^{-3}$ 或 44 H 原子 cm^{-3}
面亮度	$L_\odot \text{ pc}^{-2} = 27 \text{ mag arcsec}^{-2}$ 在 B 波段
光度	$M_B = -20, L_B = 1.6 \times 10^{10} L_\odot$ $M_B = -18, L_B = 2.5 \times 10^9 L_\odot$ $M_B = -16, L_B = 3.9 \times 10^8 L_\odot$
速度	$1 \text{ km s}^{-1} = 1.023 \text{ pc Myr}^{-1}$
引力常数	$G = 4.5 \times 10^{-3}$ 如果质量单位为 \mathcal{M}_\odot ,

距离单位为 pc, 时间单位为 Myr

矢积	$\mathbf{A} \times (\mathbf{B} \times \mathbf{C}) = (\mathbf{A} \cdot \mathbf{C})\mathbf{B} - (\mathbf{A} \cdot \mathbf{B})\mathbf{C}$ $(\mathbf{A} \times \mathbf{B}) \cdot (\mathbf{C} \times \mathbf{D}) = (\mathbf{A} \cdot \mathbf{C})(\mathbf{B} \cdot \mathbf{D}) - (\mathbf{A} \cdot \mathbf{D})(\mathbf{B} \cdot \mathbf{C})$
----	---

表 A.3 物理常数

引力常数	$G = 6.67 \times 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-2} \text{ g}^{-1}$ 或 $6.67 \times 10^{-11} \text{ N m}^2 \text{ kg}^{-2}$
光速	$c = 2.99792458 \times 10^{10} \text{ cm s}^{-1}$ 或 $2.99792458 \times 10^8 \text{ m s}^{-1}$
Planck 常数	$h_P = 6.626 \times 10^{-27} \text{ erg s}$ 或 $6.626 \times 10^{-34} \text{ Js}$
光子能量	$\nu h_P = 4.136 \times (\nu/10^{15} \text{ Hz}) \text{ eV}$ 或 $1.240 \times (1 \mu\text{m}/\lambda) \text{ eV}$
Boltzmann 常数	$k_B = 1.381 \times 10^{-16} \text{ erg K}^{-1}$ 或 $1.381 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$ 或 $0.862 \text{ MeV}/10^{10} \text{ K}$
Blackbody 常数	$a_B = 8\pi^5 k_B^4 / (15c^2 h_P^3) = 7.566 \times 10^{-15} \text{ erg cm}^{-3} \text{ K}^{-4}$ 或 $7.566 \times 10^{-16} \text{ J m}^{-3} \text{ K}^{-4}$
Stefan-Boltzmann 常数	$\sigma_{SB} = ca_B/4 = 2\pi^5 k_B^4 / (15c^2 h_P^3) = 5.671 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$ 或 $5.671 \times 10^{-5} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ K}^{-4}$
电子电荷	$e = 1.602 \times 10^{-19} \text{ coulomb}$ 或 $4.803 \times 10^{-10} \text{ esu}$
电子伏特	$\text{eV} = 1.602 \times 10^{-12} \text{ erg}$ 或 $1.602 \times 10^{-19} \text{ J}$
电子质量	$m_e = 9.11 \times 10^{-28} \text{ g}$ 或 $9.11 \times 10^{-31} \text{ kg}$ $m_e c^2 = 0.511 \text{ MeV}$
质子质量	$m_p = 1.673 \times 10^{-24} \text{ g}$ 或 $1.673 \times 10^{-27} \text{ kg}$ $m_p c^2 = 938.3 \text{ MeV}$
中子质量	$(m_n - m_p)c^2 = 1.293 \text{ MeV}$ 故 $m_n c^2 = 939.593 \text{ MeV}$
Thomson 截面	$\sigma_T = (8\pi/3)[e^2/m_e c^2]^2 (\text{cgs})$ 或 $(8\pi/3)[e^2/(4\pi\epsilon_0 m_e c^2)]^2 (\text{SI})$ $6.652 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$ 或 $6.652 \times 10^{-29} \text{ m}^2$
精细结构常数	$\alpha = 2\pi e^2 / (ch_P) (\text{cgs})$ 或 $e^2 / (2\epsilon_0 ch_P) (\text{SI})$ 7.297×10^{-3} 或 $1/137.04$
SI 电磁常数	$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ Hm}^{-1}$ $\epsilon_0 = 1/(\mu_0 c^2) = 8.854 \times 10^{-12} \text{ C}^2 \text{ m}^{-2} \text{ N}^{-1}$

表 A.4 天文常数

回归年(1900)	$\text{yr} = 3.155693 \times 10^7 \text{ s}$
天文单位	$\text{AU} = 1.496 \times 10^{13} \text{ cm}$ 或 $1.496 \times 10^8 \text{ km}$
光年	$\text{ly} = 9.46 \times 10^{17} \text{ cm}$ 或 $9.46 \times 10^{12} \text{ km}$
秒差距	$\text{pc} = (648000/\pi) \text{ AU}$ 或 206265 AU , $3.09 \times 10^{18} \text{ cm}$ 或 3.26 光年
太阳半径	$R_{\odot} = 6.96 \times 10^{10} \text{ cm}$ 或 $6.96 \times 10^5 \text{ km}$
太阳质量	$\mathcal{M}_{\odot} = 1.99 \times 10^{33} \text{ g}$ 或 $1.99 \times 10^{30} \text{ kg}$
太阳光度	$L_{\odot} = 3.86 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$ 或 $3.86 \times 10^{26} \text{ W}$
太阳有效温度	$T_{\text{eff}} = 5780 \text{ K}$
太阳表面引力	$g_{\odot} = 2.74 \times 10^4 \text{ cm s}^{-2}$ 或 274 m s^{-2}
太阳绝对星等	$M_{B,\odot} = +5.48$ $M_{V,\odot} = +4.83$ $M_{K,\odot} = +3.31$ $M_{\text{bol},\odot} = +4.75$
地球质量	$\mathcal{M}_{\text{E}} = 5.98 \times 10^{27} \text{ g}$ 或 $5.98 \times 10^{24} \text{ kg}$
地球半径	$R_{\text{E}} = 6.38 \times 10^8 \text{ cm}$ 或 $6.38 \times 10^3 \text{ km}$
地球表面引力	$g_{\text{E}} = 980.7 \text{ cm s}^{-2}$ 或 9.807 m s^{-2}
地球轨道(恒星年)	$3.155815 \times 10^7 \text{ s}$
平均地月距离	$3.84 \times 10^5 \text{ km}$
Hubble“常数”	$H_0 = 100h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}; 0.4 \leq h \leq 0.8$ $t_{\text{H}} = 1/H_0 = 9.78h^{-1} \text{ Gyr}$ $c/H_0 = 2.99h^{-1} \text{ Gpc}$
临界密度	$\rho_{\text{crit}} = 1.9 \times 10^{-26} h^2 \text{ kg m}^{-3}$ 或 $2.8 \times 10^{11} h^2 \mathcal{M}_{\odot} \text{ Mpc}^{-3}$

表 A.5 常用符号

γ	Lorentz 因子 $1/\sqrt{1-V^2/c^2}$
λ	波长
ν	频率
ρ	质量体密度
σ	速度弥散, 标准差, 或 共动径向坐标(宇宙学)
Σ	质量面密度

$\Phi(\mathbf{x}, t)$	单位质量的引力势能
$\Phi(L)$	光度函数
$\Omega(R)$	半径 R 处圆轨道角速度
$\Omega(t)$	宇宙密度同临界密度之比 ρ_{crit} ; 现在值 Ω_0
Ω_m, Ω_B	今天物质或重子密度与临界密度之比
Ω_Λ	今天“暗能星”密度与临界密度之比
$a(t)$	$\mathcal{R}(t)/\mathcal{R}(t_0)$ 宇宙膨胀无量纲标度因子
ε	能量
E	单位质量的能量
F_λ, F_ν	单位波长或频率的能流
$f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$	分布函数: 相空间中 \mathbf{x}, \mathbf{v} 处的粒子密度
H_0	哈勃“常数”: 参数 $H(t) = \dot{\mathcal{R}}(t)/\mathcal{R}(t)$ 的现在值
h	H_0 值以 $100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ 为单位
H I	原子氢
H II	电离氢
H_2	分子氢
$I(\mathbf{x})$	面亮度(单位为 mag arcsec^{-2} 或 $L_\odot \text{ pc}^{-2}$)
L	光度: L_\odot 为太阳的光度
L_*	$2 \times 10^{10} L_\odot$, 亮星系的典型光度: 见(1.24)式
ℓ	角动量
L	单位质量的角动量(矢量)
M	绝对星等
m	视星等, 或质量
\mathcal{M}	质量: \mathcal{M}_\odot 为太阳质量
\mathcal{M}/L	质光比: 单位为 $\mathcal{M}_\odot/L_\odot$
N	面密度: 恒星或原子数
n	体密度: 恒星或原子数
r	半径(三维空间中)
R	半径(2维)或从盘内点到银心的距离
R_0	从太阳到银心的距离
$\mathcal{R}(t)$	大爆炸后时刻 t 的宇宙标长
t	时间

续表

T	温度
V_r	视向速度:离开或朝向观测者的运动
$V(R)$	半径 R 处圆轨道内线速度
V_{\max}	峰值旋转速度
Z	金属(重于氢和氦的元素)丰度
z	红移或很河系中平面以上的距离

表 A.6 天文学常用术语

早型星	热:在光谱序列 OBAFGKM 中较早
晚型星	冷:在光谱序列 OBAFGKM 中较晚
矮星	主序星(白矮星除外)
早型星系	E 或 S0:在哈勃序列中“较早”
晚型星系	旋涡星系和不规则星系:在哈勃序列中“较晚”
矮星系	光度 $L \leq 10^9 L_{\odot}$
金属	重于氦的元素
红移 z	多普勒移动 $(\lambda_{\text{obs}} - \lambda_e) / \lambda_e$
视向速度 V_r	离开或朝向观测者的运动
切向速度 V_t	垂直于观测者的运动
标长或标高	密度下降因子 e 的距离

附录 B

本书的表述参考了下列研究生教材：

J. Binney & S. Tremaine, 1987, *Galactic Dynamics* (Princeton University Press, Princeton, New Jersey), 是论述星系和星团动力学的专著；F. Combes, P. Boissé, A. Mazure, & A. Blanchard, *Galaxies and Cosmology*, 2nd edition (英译本, 2002; Springer, Heidelberg, Germany), 涵盖了与本书类似的基础知识；J. Binney & M. Merrifield, 1998, *Galactic Astronomy*, 3rd edition (Princeton University Press, Princeton, New Jersey), 提供了银河系和其他星系观测的综合评述。

与本书程度相当的著作可参见 S. Phillipps, 2005, *The Structure and Evolution of Galaxies* (Wiley, Chichester, UK) 和 P. Schneider, *Extragalactic Astronomy and Cosmology: An Introduction* (英译本, 2006; Springer, Heidelberg/Berlin, Germany)。

较初等程度的书, 见 M. H. Jones & R. J. Lambourne (eds.), 2003, *An Introduction to Galaxies and Cosmology* (Cambridge University Press and the Open University, Cambridge, UK)。

更专门的参考书分章列举如下。

第 1 章

大学本科水平的恒星结构导论包括 D. A. Ostlie & B. W. Carroll, 1996, *An Introduction to Modern Stellar Astrophysics* (Addison-Wesley, Reading, Massachusetts); A. C. Phillips, 1994, *The Physics of Stars* (Wiley, Chichester, UK); 和 D. Pringle, 2000, *An Introduction to the Theory of Stellar Structure and Evolution* (Cambridge University Press, Cambridge, UK)。

研究生教材包括 C. J. Hansen & S. D. Kawaler, 1994, *Stellar Interiors: Physical Principles, Structure, and Evolution* (Springer, New York); 主序后的恒星演化见 D. Arnett, 1996, *Supernovae and Nucleosynthesis* (Princeton University Press, Princeton, New Jersey); 还有 M. Salaris and S. Cassisi, 2005, *Evolution of Stars and Stellar Populations* (Wiley, Chichester, UK)。

哈勃原来对星系分类的说明见 E. Hubble, 1936, *The Realm of the Nebulae* (Yale University Press; 重印由 Dover, New York); 插图说明见 A. Sandage, 1961, *The Hubble Atlas of Galaxies* (Carnegie Institute of Washington, Washington, DC)。现代的讨论包括 S. van den Bergh, 1998, *Galaxy Morphology and Classification* (Cambridge University Press, Cambridge, UK)。

第 2 章

两本关于星际气体和尘埃的本科教材是 J. E. Dyson & D. A. Williams, 1997, *The Physics of the Interstellar Medium*, 2nd edition, 和 D. C. B. Whittet, 1992, *Dust in the Galactic Environment* (both from Institute of Physics Publishing, London and Bristol, UK)。研究生水平的教材见 J. Lequeux, 2004, *The Interstellar Medium* (English translation, 2004; Springer, Berlin and Heidelberg, Germany)。

第 3 章

标准的研究生教材是 J. Binney & S. Tremaine, 1987, *Galactic Dynamics* (Princeton University Press, Princeton, New Jersey)。

第 4 章

S. van den Bergh, 2000, *The Galaxies of the Local Group*

(Cambridge University Press, Cambridge, UK); 关于大爆炸中和以后的元素产生, 见 B. E. Pagel, 1997, *Nucleosynthesis and Chemical Evolution of Galaxies* (Cambridge University Press, Cambridge, UK)。

第 5 章

天文用阵列探测器的著作包括 G. H. Rieke, 1994, *Detection of Light: from the Ultraviolet to the Submillimeter* (Cambridge University Press, Cambridge, UK); 对较宽的波长范围, 见 P. Léna, F. Lebrun, & F. Mignard, *Observational Astrophysics*, 2nd edition (English translation, 1998; Springer, Berlin, Germany)。

关于光谱学, 见 C. R. Kitchin, 1995; *Optical Astronomical Spectroscopy* (Institute of Physics Publishing, Bristol, UK); D. F. Gray, 2005, *The Observation and Analysis of Stellar Photospheres*, 3rd edition (Cambridge University Press, Cambridge, UK)是一本研究生水平的教材。

关于统计和观测误差, 见 P. R. Bevington & D. K. Robinson, 1992, *Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences*, 2nd edition (McGrawHill, New York); 以及 R. Lupton, 1993, *Statistics in Theory and Practice* (Princeton University Press, Princeton, New Jersey)。

关于射电天文学, 见 B. Burke & F. Graham-Smith, 2002, *An Introduction to Radio Astronomy*, 2nd edition (Cambridge University Press, Cambridge, UK); 和 G. L. Verschuur & K. I. Kellermann, eds., 1988, *Galactic and Extragalactic Radio Astronomy*, 2nd edition (Springer, New York)。

第 6 章

I. Stewart, 1990, *Does God Play Dice? The Mathematics of*

Chaos (Blackwell, Cambridge, Massachusetts)清楚地讨论了混沌的数学问题,是为一般读者写的。

第 7 章

关于引力透镜,研究生水平的著作见 P. Schneider, J. Ehlers, & E. E. Falco, 1992, *Gravitational Lenses* (Springer, New York)。

第 8 章

对于宇宙学的描述性介绍,见 T. Padmanabhan, 1998, *After the First Three Minutes* (Cambridge University Press, Cambridge, UK)。

B. Ryden, 2003, *Introduction to Cosmology* (Addison—Wesley, San Francisco) 是一本非常清楚的本科生教材。也见 A. Liddle, 2003, *An Introduction to Modern Cosmology*, 2nd edition (John Wiley & Sons, Chichester, UK); 和 M. Lachièze—Rey, *Cosmology: A First Course* (英译本, 1995; Cambridge University Press, Cambridge, UK)。

新近的综合性研究生教材是 J. A. Peacock, 1999, *Cosmological Physics* (Cambridge University Press, Cambridge, UK); 和 M. S. Longair, 1998, *Galaxy Formation* (Springer, Berlin, Germany)。

第 9 章

关于活动星系核的综合性评述,见 B. M. Peterson, 1997, *Active Galactic Nuclei* (Cambridge University Press, Cambridge, UK); 和 A. J. Kembhavi & J. V. Narlikar, 1999, *Quasars and Active Galactic Nuclei* (Cambridge University Press, Cambridge, UK)。

关于所涉及的物理学,使用 SI 单位制的本科教材是 M. S.

Longair, *High Energy Astrophysics*, 2nd edition (Cambridge University Press, Cambridge, UK): 1992, Volume 1, *Particles, Photons and their Detection*; 1994, Volume 2, *Stars, the Galaxy and the Interstellar Medium*.

使用 cgs 单位制的研究生教材是 F. H. Shu, 1991, *The Physics of Astrophysics*, Volume 1, *Radiation* (University Science Books, Mill Valley, California); 和 J. H. Krolik, 1999, *Active Galactic Nuclei* (Princeton University Press, Princeton, New Jersey)。

附录 C

问题提示

问题 1.14 见表 1.4 太阳的绝对星等 M_V 并回忆 $M_B = M_V + (B - V)$, 而 $M_I = M_V - (V - I)$ 。

问题 1.20 背景辐射中的能量是 $10^{54} \text{ J Mpc}^{-3}$ 。太阳的辐射为 $4 \times 10^{26} \text{ W}$ 或 $10^{43} \text{ J Gyr}^{-1}$; 所以, 从 (1.25) 式, 星系辐射 $2 \times 10^{51} \text{ J Mpc}^{-3} \text{ Gyr}^{-1}$ 。即便星系在过去较亮, 自大爆炸以来辐射的星光仍远低于宇宙背景辐射中的能量。

问题 2.4 如果时刻 t 的恒星诞生率是 $\mathcal{B}(t)$, 那么, 对于主序寿命 $\tau_{\text{MS}} < \tau_{\text{gal}}$ 的恒星, 初始光度函数 $\Psi(M_V)$ 同目前光度函数 Φ_{MS} 的关系为:

$$\Psi(M_V) = \Phi_{\text{MS}}(M_V) \times \int_0^{\tau_{\text{gal}}} \mathcal{B}(t) dt / \int_{\tau_{\text{gal}} - \tau_{\text{MS}}}^{\tau_{\text{gal}}} \mathcal{B}(t) dt.$$

$\mathcal{B}(t)$ 随时间下降越快, 这些短寿命恒星就必须诞生越多以便获得我们今天看到的数目。

问题 2.5 对每颗星取 $L \propto M^{3.5}$, 恒星的数目 N 和它们的总光度是:

$$N = \xi_0 \int_{\mathcal{M}_l}^{\mathcal{M}_u} \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{-2.35} \frac{dM}{M_\odot}, \quad L = L_\odot \xi_0 \int_{\mathcal{M}_l}^{\mathcal{M}_u} \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{-2.35+3.5} \frac{dM}{M_\odot}.$$

N 的积分和总质量的积分都随下限 $\mathcal{M}_l \rightarrow 0$ 而发散, 而 L 的积分随 \mathcal{M}_u 的增加而变大。年轻星团几乎所有的光都来自少数最大质量的恒星。在超过 2-3 Gyr 的年龄, 光主要来自红巨星, 无论恒星的初始质量如何, 它们达到大致相同的光度。

问题 2.11 由于 Malmquist 偏袒, 你样本中的恒星亮于全天平均值。如果你不改正这种偏袒, 而是简单假设你的样本中恒星是在天上随机选择的, 你将高估它们的距离。你对任何同光度有关的其

他特性推出的平均值也将是错误的。

问题 2.12 $m_V = 20$ 的蓝星必定远离中平面,那里的盘星很少。红星是暗的近邻矮星;在这个视星等,红巨星应是在 M31 一半距离处!

问题 2.13 $L_{eye} = 0.08L_{\odot}$, 通过(1.6)式对应于 $M_{eye} \approx 0.6 M_{\odot}$ 。3Gyr 以后,只有低于 $M_u \approx 1.5 M_{\odot}$ 的恒星仍然在主序上。在 $M_l = 0.2 M_{\odot}$ 和 M_u 之间,有 $6.08\xi_0$ 颗形成;它们的总质量是 $2.54\xi_0 M_{\odot}$,所以 $\xi_0 = 3.95 \times 10^6$ 。 $M_{eye} \leq M \leq M_u$ 的主序星有 $N_{eye} = 1.05\xi_0 \approx 4 \times 10^6$ 。

表 1.1 显示,对于小质量星,红巨星阶段约为主序寿命的 1/3 长。在主序上 ($1.5 M_{\odot} \leq M \leq 1.8 M_{\odot}$) 有 $0.1\xi_0$ 的恒星寿命在 2.25 和 3 Gyr 之间;加上它们对 N_{eye} 也不会造成多大差别。一颗 $L < L_{eye}$ 的恒星能够被看见的条件是, $r_{max} = 3pc(L/L_{eye})^{0.5} \approx 3pc(M/M_{eye})^{2.5}$ 。 $r_{max}(M)$ 的球内 M 和 $M + \Delta M$ 之间的星数正比于 $(M/M_{eye})^{7.5-2.35}$ 。随 $M < M_{eye}$ 迅速下降。

问题 2.15 见图 C.1。在 ($l = 120^\circ, V > 0$) 我们看到太阳附近气体的局地运动,而不是银河系旋转。

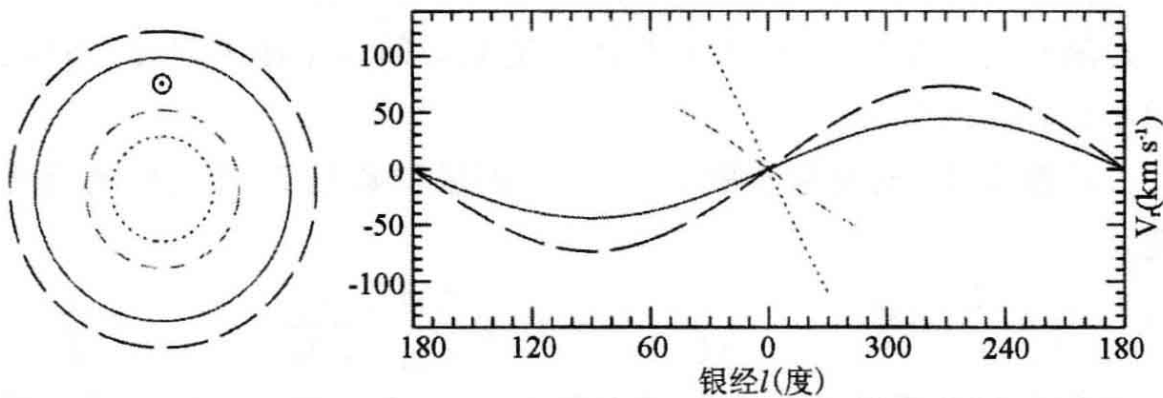


图 C.1 在半径 $R=4, 6, 10$ 和 12kpc 的四个环上气体的视向速度 V_r , 圆周速度 $V(R) = 220\text{km s}^{-1}$ 。太阳 \odot 在 $R_0 = 8\text{ kpc}$

问题 2.20 在密度接近 $\rho_H(0)$ 的中心附近,式(2.19)给出 $V(r) \rightarrow rV_H/(\sqrt{3}a_H)$ 。在大半径处 $V(R) \rightarrow V_H$;见图 5.19。在远超过 a_H 的地方,质量 $M(r)$ 随半径线性增加。在真实星系中,暗晕并不永远

延伸;在某个半径处,其密度一定会开始降到式(2.19)以下。但式(2.18)告诉我们,在球形晕中,半径 r 处的轨道速度只依赖于 r 内的质量。只要半径 r 以内密度接近(2.19)式的结果,我们就可以用式(2.20)来计算 $V(r)$ 。

问题 3.2 令 $s^2 = z^2 / (R^2 + a_p^2)$ 我们有:

$$\sum_P(R) = \frac{3 \mathcal{M} a_p^2}{2\pi(R^2 + a_p^2)} \int_0^\infty \frac{ds}{(1 + s^2)^{5/2}}.$$

令 $s = \tan\phi$ 证明这个积分是 $2/3$ 。

问题 3.10 $\mathcal{E} = m\Phi(1 - \alpha/2)$, $L = m \sqrt{\alpha K} r^{1-\alpha/2}$. 当 $\Delta r_2 = -\Delta r_1$ (m_1/m_2) $(r_1/r_2)^{-\alpha/2}$ 有 $\Delta L_{\text{tot}} = 0$; 则能量改变为:

$$\Delta \mathcal{E}_{\text{tot}} = \alpha K (1 - \alpha/2) m_1 \Delta r_1 r_1^{-\alpha-1} [1 - (r_1/r_2)^{1+\alpha/2}].$$

问题 3.12 做替换 $s = \tan\phi$ 证明积分:

$$\int_0^\infty \frac{s^2 ds}{(1 + s^2)^3} = \frac{\pi}{16}.$$

问题 3.20 微分有效势给出:

$$r^4 \frac{d\Phi_{\text{eff}}}{dr} = L^2 \left(\frac{3G \mathcal{M}_{\text{BH}}}{c^2} - r \right) + G \mathcal{M}_{\text{BH}} r^2,$$

在圆轨道上这是零: $L^2 > 0$ 所以 $r > 3G \mathcal{M}/c^2$ 。为了稳定性,

$$r^5 \frac{d^2 \Phi_{\text{eff}}}{dr^2} = L^2 \left(r - \frac{6G \mathcal{M}_{\text{BH}}}{c^2} \right) > 0.$$

问题 3.22 见图 C.2。从式(3.71),

$$\kappa^2(R) = \Omega^2(R) + \frac{V_H^2}{a_H^2} \frac{1}{1 + R^2/a_H^2}.$$

问题 2.20 给出,在中心 $\Omega^2(R) \rightarrow V_H^2/(3a_H^2)$, 所以 $\kappa \rightarrow 2\Omega$, 正如密度为常数时所预期的那样。在大半径处 $\Omega \rightarrow V_H/R$ 和 $\kappa^2 \rightarrow 2\Omega^2$ 。

问题 3.25 注意到 $2d^2\phi/dy^2 \cdot d\phi/dy = d(d\phi/dy)^2/dy$, 所以将方程乘 $d\phi/dy$ 并积分求得 $(d\phi/dy)^2$ 。然后回忆我们在 $y=0$ 令 $\phi=0$ 和 $d\phi/dy=0$, 所以:

$$y(\phi) = \int_0^\phi \frac{d\Psi}{\sqrt{1 - e^{-\Psi}}}.$$

令 $u = e^{-\psi/2}$, 然后令 $t = \text{sech } u$, 积分得 $e^{-\psi/2} = \text{sech}(y/2)$ 。

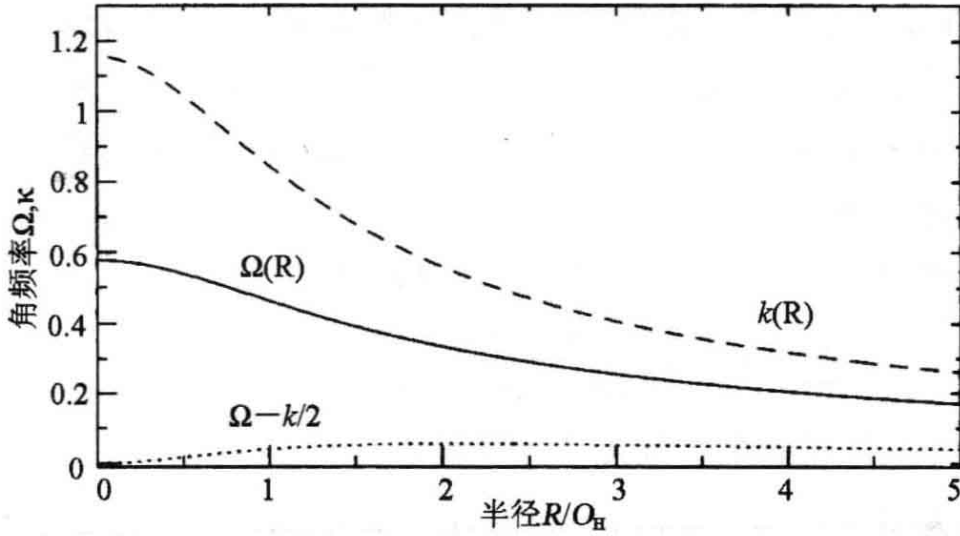


图 C.2 对于“暗晕”势中半径 R 处的圆轨道,角速度 Ω (实线),本轮频率 κ (长画线),和 $\Omega - \kappa/2$ (点线)单位为 V_H/a_H

在大 z 处, $n(z) = n_0 e^{-\varphi} \rightarrow 4n_0 e^{-|z|/z_0}$; 中平面密度要比按指数内推低 4 倍。

问题 4.1 在这个区域最亮的蓝星有 $V - I \approx 0 \approx M_V$; 它们是 B 或早 A 型主序星。最亮的红星是 K 型巨星,不是超巨星。正如我们在图 2.2 的太阳附近恒星中几乎找不到超巨星一样,在 LMC 盘的这个小区域也看不见这样稀少的极亮恒星。

问题 4.4 Jacobi 半径 $r_J = 0.01 \text{ AU}$, 而地月之间的平均距离 $r_{EM} = 0.0026 \text{ AU}$ 。地球和太阳的引力比是 $(m/M)(1 \text{ AU}/r_{EM})^2 \approx 0.5$ 。

问题 4.5 因为 $m \ll M$, 质心 C 在晕的中心。你必须选择怎样的旋转速率 Ω 才能跟随在其圆轨道上的 m ? 在式(4.7)中,你可以从 $\mathcal{M}(<r)$ 求得 $\partial\Phi_H/\partial x$ 。

问题 4.10 我们还有另一个理由认为气体正在进入银河系。银河系的盘每年产生 $(3-5)M_\odot$ 的新恒星(2.1 节),这将在 $1-3 \text{ Gyr}$ 内耗尽 $(5-10) \times 10^9 M_\odot$ 的盘气体。死亡的恒星每年返回 $(1-2)M_\odot$ 的气体,这不足以避免耗尽供应。如果气体从外面流入盘内,我们就可以避免令人不安的结论,即我们看见银河系和其他旋涡星系处于其恒星形成阶段的真正终结。

问题 5.1 在 0.6m 的望远镜上:像元为 $1.1''$;视场为 $37'$ 。在 4m 主焦:像元为 $0.54''$;视场为 $18'$ 。对于 4m f/7.5:像元为 $0.167''$;视场为 $5.7'$ 。如果视宁度为 $0.8''$,在 f/7.5 的像没有在主焦清晰;只有在 0.6m 的望远镜上整个星系才能进入视场。

问题 5.2 回头看问题 1.14。

问题 5.3 NGC 7331 是一个比银河系更大更亮的星系。对于 $d=13.7\text{Mpc}$, $R_{25}\approx 22\text{kpc}$ 。在 8 kpc 半径处面亮度是 $40 L_{I,\odot}\text{pc}^{-2}$, 大约是太阳附近的两倍:问题 2.8。对于这个问题,为什么我们选择 $H_0=60\text{km s}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$,而不是通常的值 75 呢? 对于那些 $V_r\leq 2000\text{km s}^{-1}$ 的近邻星系,本动(见 1.4 节)同宇宙膨胀相比可能较大。观测这些星系,我们会得到较高或较低的哈勃常数值。用造父变星(见 4.1 节; Hughes et al. 1998 ApJ 501, 32)把 NGC 7331 置于 15.5 Mpc; Tully-Fisher 关系(见问题 5.11)给出类似的距离,对应的“等效 H_0 ”接近 $55\text{km s}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$ 。8.4 节讨论成团星系不均匀的引力吸引如何产生本动。

问题 5.4 见图 C.3。中心亮度为 $140 L_{B,\odot}\text{pc}^{-2}$, 且 $M_B=-20.5$ 等价于 $2.5\times 10^{10} L_{B,\odot}$ 。

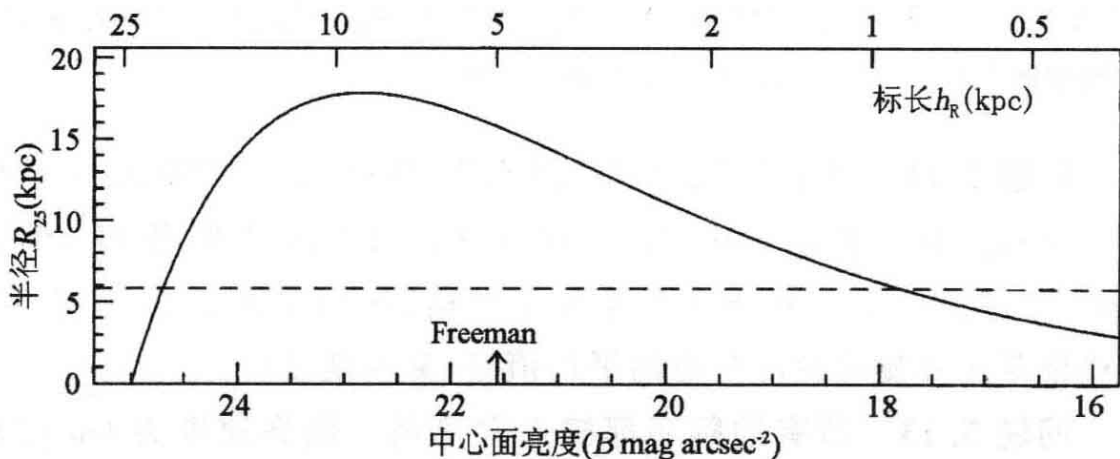


图 C.3 对于光度为 $2.5\times 10^{10} L_{B,\odot}$ 的指数盘,面亮度 $I(B)=25\text{mag arcsec}^{-2}$ 处的半径 R_{25} 与标长 h_R 或中心面亮度 $I_B(0)$ 之间的函数关系

问题 5.5 根据式(1.35),从温度为 T 的黑体每球面度在波长 λ 和 $\lambda+\Delta\lambda$ 之间收到的能量是:

$$F_\lambda \Delta\lambda = \frac{2h_p^2 c^2}{\lambda^5} \frac{\Delta\lambda}{e^{h_p c / (\lambda k_B T)} - 1} \text{Wm}^{-2}.$$

当 $T=300\text{K}$ 时, F_λ 峰值在 $10\mu\text{m}$; 见式(1.5)。当 $\lambda=10\mu\text{m}$ 时, 在 $T=100\text{K}$, 因子 $e^{h_p c / (\lambda k_B T)} - 1$ 比在 300K 要大 $\sim 1.5 \times 10^4$ 倍, 所以 F_λ 要减小同样的倍数。

问题 5.6 $\lambda/D=21\text{cm}/73\text{m}$ 对应约 $10'$, 但大于这个尺度约一半的结构已经从干涉图中显著地“分辨出来”了。

问题 5.8 $V^2(R)=GM R^2/(R^2+a_p^2)^{3/2}$ 。在 $V(R)$ 开始随半径下降处, 我们看到图 C.4 网架图中的闭环。

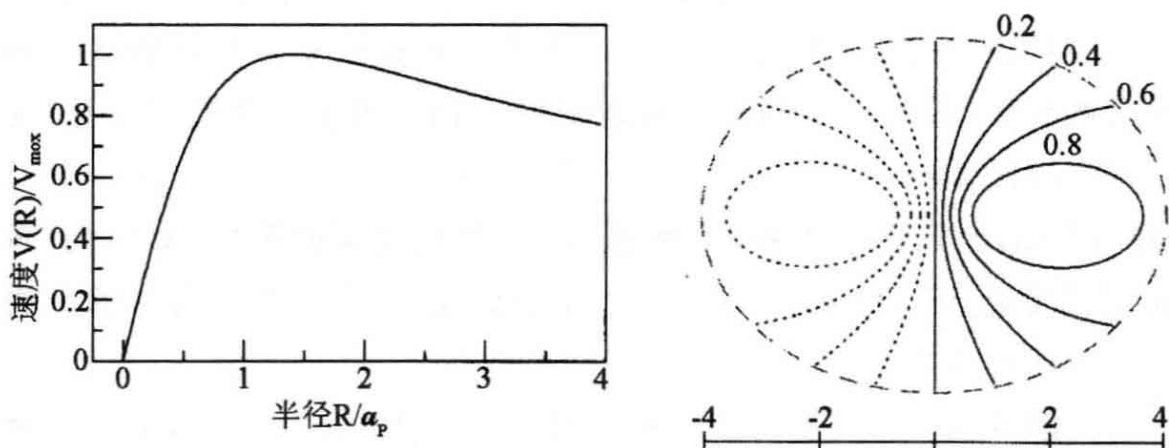


图 C.4 左, Plummer 势中的旋转曲线; $V(R)$ 以 V_{\max} 为单位, 半径 R 以 a_p 为单位。右, 对于与正向倾角 $i=30^\circ$ 盘中的气体, 视向速度 $V_l - V_{\text{sys}}$ 轮廓的“网架图”, 以 $\sin i V_{\max}$ 为单位; 负轮廓用点线表示

问题 5.11 对于 NGC 7331, 图 5.20 显示 $V_{\max}=250\text{km s}^{-1}$; 按式(5.6), 这对应于 $L_I \approx 10^{11} L_\odot$ 。这意味着对于该星系, 距离 $d \approx 16$ Mpc。但是, Tully—Fisher 关系并不严格; 我们在图 5.23 中看到, 某些星系比其旋转速度对应的平均值亮, 某些则较暗。

问题 5.13 所有的频率都按 $1/R$ 下降。图案速度为 Ω_p 的双臂旋涡能在半径 R_+ 和 R_- 之间存活, 那里分别有 $\Omega_p = \Omega \pm \kappa/2$; $\kappa = \sqrt{2}\Omega$, 所以 $R_+/R_- = (\sqrt{2}+1)/(\sqrt{2}-1) \approx 5.8$ 。在 $\Omega_p = \Omega \pm \kappa/4$ 的半径处, 该比值为 $(2\sqrt{2}+1)/(2\sqrt{2}-1) \approx 1.6$ 。

问题 5.14 从问题 3.2, M33 核的 Plummer 半径是 $a_p \leq 0.6\text{pc}$, 约为问题 3.13 中球状星团相应值的 $1/17$ 。速度弥散为两倍大, 所

以核星团质量不多于 $2.42/16.6 \approx 1/4$ 倍, 或约 $5 \times 10^5 M_\odot$ 。

问题 7.19 遵循问题 3.2 的方法, 令 $s = \tan\phi$ 以证明 $\int_0^\infty (1 + s^2)^{-1} ds = \pi/2$ 。

问题 7.21 对于 Plummer 和暗晕模型我们有:

$$\theta_E(P) = \frac{a_P}{d_{\text{Lens}}} \sqrt{\frac{\Sigma(0)}{\Sigma_{\text{crit}}} - 1};$$

$$\theta_E(DH) = \frac{2a_H}{d_{\text{Lens}}} \sqrt{\frac{\Sigma(0)}{\Sigma_{\text{crit}}}} \sqrt{\frac{\Sigma(0)}{\Sigma_{\text{crit}}} - 1}.$$

问题 8.6 如果 $\xi(r) = \xi_0 r^{-(3+n)}$ 则有

$$P(k) = 4\pi\xi_0 \int_0^\infty \frac{\sin(kr)}{kr} r^{-(1+n)} dr = 4\pi\xi_0 k^n \int_0^\infty t^{-(2+n)} \sin t dt.$$

问题 8.7 我们可以将势 $\Phi(\mathbf{x})$ 和密度的涨落 $\bar{\rho}\delta(\mathbf{x})$ 用它们的 Fourier 变换写为:

$$\Phi(\mathbf{x}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \Phi_{\mathbf{k}} e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} d^3\mathbf{k} \quad \text{和} \quad \delta(\mathbf{x}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \delta_{\mathbf{k}} e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} d^3\mathbf{k}.$$

在随机位相近似中, $\delta_{\mathbf{k}}$ 是独立随机变量。因为 δ 是实数, $\delta_{-\mathbf{k}} = \delta_{\mathbf{k}}^*$ 复共轭。对每个 \mathbf{k} 分量用 Poisson 方程得到 $-k^2 \Phi_{\mathbf{k}} = 4\pi G \bar{\rho} \delta_{\mathbf{k}}$ 。

现在我们必须将 $\delta_{\mathbf{k}}$ 同 $P(k)$ 联系起来。相关函数 $\xi(\mathbf{r})$ 是 $\delta(\mathbf{x})\delta(\mathbf{x}+\mathbf{r})$ 在所有可能点 \mathbf{x} 的平均; 当计数星系时, 我们认为 $\delta(\mathbf{x})$ 只在非常接近一个星系处不等于零。如果宇宙是各向同性的, 这将与从初始点 \mathbf{x} 朝哪个方向离开 \mathbf{r} 没有关系。所以我们可以写出:

$$\xi(r) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int |\delta_{\mathbf{k}}^2| e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} d^3\mathbf{k};$$

同式(8.3)比较时我们看到 $P(k) = |\delta_{\mathbf{k}}^2|$ 。

用 Parseval 定理, 并回忆 $\delta_{\mathbf{k}}$ 只依赖于 k 的量值, 密度涨落 $\bar{\rho}\delta(\mathbf{x})$ 遵从:

$$\delta^2 = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \delta_{\mathbf{k}} \delta_{\mathbf{k}}^* d^3\mathbf{k} = \frac{1}{(2\pi)^3} \int |\delta_{\mathbf{k}}^2| 4\pi k^2 dk = \int \frac{k^3 P(k)}{2\pi^2} \frac{dk}{k}.$$

所以, 正如式(8.4)所说, k 附近的波数对密度涨落 $\langle \delta^2 \rangle$ 贡献的量为 $\Delta_k^2 = k^3 P(k)/(2\pi^2)$ 。根据类似的推理, 同样范围的波数产生势

Φ 的涨落量为 $\Delta_{\Phi}^2 = k^3 |\Phi_k^2| / (2\pi^2)$ 。Poisson 方程告诉我们， $k^4 |\Delta_{\Phi}^2| \propto |\Delta_k^2| \propto k^3 P(k)$ 。如果 $P(k) \propto k$ ，则 $|\Delta_{\Phi}^2|$ 不随 k 变化，所以在所有空间尺度上 Φ 的涨落相等。

索引

(注:索引为原版页码,可通过中译本的边码找到)

A

- AGN: 见活动星系核
- 暗能量(dark energy), 48, 295, 329, 347
- 暗物质(dark matter), 27, 48, 54
- 星系之间的~(between galaxies), 188-190, 283, 297, 299, 310, 312
- 冷~(cold), 176, 358, 359, 362, 363, 405
- 星系(galaxies), 164, 176, 217-221, 256, 258, 273-275, 283
- 热~(hot), 358
- 大尺度结构(large-scale structure), 358
- 银河系(Milky Way), 94, 95, 123, 145
- 弱作用大质量粒子(weakly interacting massive particles), 49, 176, 357, 358

B

- Balmer 跳跃(Balmer jump): 见恒星大气
- 白矮星(white dwarf): 见恒星, 死亡半径(radii) R_e , R_{25} , 和 Holmberg 半径: 见测光, 星系
- 棒(bars): 见星系盘
- 暴胀(inflation): 见宇宙膨胀

- 背景辐射(background radiation), 56
- 宇宙(cosmic): 见宇宙膨胀
- 夜天(night sky), 19, 43, 44, 244, 245, 255, 402
- 本动速度(peculiar velocities), 48, 50, 314, 319, 347ff, 418
- 增长(growth), 349, 351, 353
- 本星系群(Local Group), 56
- 本轮(epicycles): 见恒星的轨道
- 本星系群(Local Group), 48, 151ff, 318, 406
- 碰撞与并合(collisions and mergers), 159, 164, 170, 176
- 增长与未来(growth and future), 188
- 成员(membership), 152
- 本动速度(peculiar velocity), 56
- 闭区模型(closed-box model): 见重元素
- 闭宇宙(closed Universe), 325
- 标长(scale length) $R(t)$, 326
- 标度因子(scale factor) $a(t)$, 331
- 标准宇宙学(benchmark cosmology): 见宇宙膨胀
- 不透明度(opacity), 33

C

- Chandrasekhar 极限(Chandrasekhar limit), 17, 182

测光(photometry)

阵列探测器(array detectors): 见分立条

热改正(bolometric correction), 24, 25

颜色(colors), 定义, 22

宇宙膨胀的效应(effects of cosmic expansion), 335

星系(galaxies), 42ff, 192ff, 242, 337

有效半径(effective radius) R_e , 237, 243

Holmberg 半径(Holmberg radius) $R_{25.5}$, 43

等照度线 isophotes, 43, 197, 243, 253

测光红移(photometric redshifts), 340—342

半径(radius) R_{25} , 43, 337

总星等 total magnitude, 199

星等系统(magnitude system), 18ff

绝对星等(absolute magnitude), 23

视星等(apparent magnitude), 18

定义(definition), 18

基于流量的~(flux-based), 21

Jahson, Cousins, 18, 21

斯隆数字巡天(Sloan Digital Sky Survey), 21, 22

视宁度(seeing) (地球大气), 42, 244

信噪比(signal-to-noise ratio), 195

天空亮度(sky brightness), 19, 42—44

恒星(stars), 18

测光红移(photometric redshift): 见红移

超精细跃迁(hyperfine transitions), 30

超新星(supernovae), 15, 69, 99, 101, 106, 158, 171, 172, 174, 182, 186, 270

Ia 型(Type Ia), 17, 18, 182, 270, 400

Ic 型(Type Ic), 16, 389

II 型(Type II), 16, 182, 270

也见伽马射线暴

超银道坐标(supergalactic coordinates): 见坐标

潮汐效应(tidal effects), 172 ff, 175, 287, 288, 290, 292

扭矩(torques), 173, 354

尘埃(dust), 6, 33, 34, 56, 78, 182

活动核(active nuclei), 371

盘星系(disk galaxies), 103, 169—171, 182, 192, 201,

204, 212, 226, 234, 235

椭圆星系(elliptical galaxies), 39, 784, 271, 302

发射光谱(emission spectrum), 103, 205, 291

消光和散射(extinction and scattering), 33, 34

形成(formation), 104

加热(heating), 34, 102, 103, 107, 290, 291

- 高红移星系 (high-redshift galaxies), 400, 402, 404, 405
 星系际气体 (intergalactic gas), 395
 银河系 (Milky Way), 27, 34, 77, 78, 86, 87, 99, 102—104, 107, 316
 不透明度 (opacity), 33
 多环芳香烃 (polycyclic aromatic hydrocarbons) (PAHs), 103, 205
 星暴星系 (starburst galaxies), 103, 239, 290, 291
 弛豫 (Relaxation)
 ~时间 (time) t_{relax} 122, 128—130, 132
 二体~ (two-body), 124ff
 剧烈~ (violent), 262
 赤经 (right ascension): 见赤道坐标
 赤纬 (declination): 见坐标, 赤道~
 穿越时间 (crossing time t_{cross}), 128
 春分点, 秋分点 (equinox), 35
- D**
- de Vaucouleurs 律 (de Vaucouleurs law), 244, 245
 Doppler 频移 (Doppler shift): 见红移
 大爆炸 (Big Bang): 见宇宙膨胀
 大爆炸核合成 (Big Bang nucleosynthesis), 9, 50, 52
 大尺度结构 (large-scale structure), 314ff
 声峰 (acoustic peak), 347
 重子振荡 (baryon oscillations), 323, 346, 347, 359
 冷暗物质 (cold dark matter), 359, 362
 相关函数 (correlation function) $\xi(r)$, 322—324
 密度起伏 (density fluctuations), 318, 323, 324
 增长 (growth), 173, 344ff
 CMB 中的起伏 (fluctuations in CMB), 344—347, 359
 Harrison-Zel'dovich 谱 (Harrison-Zel'dovich spectrum), 324
 Jeans 不稳定性 (Jeans instability), 355—357
 本动速度 (peculiar velocities), 50, 314, 319, 348—353
 功率谱 (power spectrum) $P(k)$, 322—324, 346, 359, 362, 363
 随机位相假设 (random-phase hypothesis), 324, 344
 超星系道面 (supergalactic plane), 155, 315, 316
 巨壁和巨洞 (walls and voids), 48, 295, 314, 315, 318—320, 355, 359, 396
 氘 (deuterium)
 大爆炸产生的~ (produced in Big Bang), 50, 52, 54
 等龄线 (isochrones), 77, 82, 164
 低面亮度星系 (low-surface-brightness galaxy): 见星系盘
 电荷耦合器件 (charge-coupled device) (CCD), 192—196

顶角偏离(vertex deviation): 见银河系, 星盘
 动力学摩擦(dynamical friction), 283, 285, 286
 多环芳香烃(polycyclic aromatic hydrocarbons) (PAHs): 见尘埃

E

Eddington 光度(Eddington luminosity), 371, 372, 387
 Einstein 半径(Einstein radius) θ_E , 305

F

Faber-Jackson 关系(Faber-Jackson relation), 257, 258
 Freeman 盘亮度“律”(Freeman law of disk brightness), 203
 Friedmann 模型(Friedmann models): 见宇宙膨胀
 反转(counter-rotation), 214, 238, 263
 非对称星流(asymmetric drift): 见银河系, 星盘
 分布函数(distribution function), 140
 Maxwell 分布(Maxwellian), 130
 多方球(polytrope), 147
 丰度(abundances): 见重元素
 风(winds)
 星系(galaxies), 109, 290, 394, 401
 P Cygni 轮廓(profiles), 400
 恒星(stars), 15, 16, 99, 109, 158, 171, 172, 186
 Wolf-Rayet 星(stars), 16

复合(recombination), 54, 55, 324, 331, 344

G

Gould 带(Gould's Belt): 见银河系
 Gunn-Peterson 检验(Gunn-Peterson test), 395
 G 型矮星问题(G-dwarf problem), 180, 181
 伽马射线暴(gamma-ray bursts) (GRBs), 387—389
 余晖(afterglow), 388
 功率谱(power spectrum) $P(k)$, 322, 359, 362, 363
 共动(comoving)
 坐标(coordinates), 326, 352
 密度(density), 342
 体积(volume), 342, 343
 固有时(proper time), 326, 379
 观测的分辨率(resolution of observations)
 空间~(on the sky), 195, 206—208, 404
 光谱~(spectrum), 195, 206, 255
 观测的信噪比(signal-to-noise of observations), 195
 光度(luminosity)
 热~(bolometric), 25
 带内~(in-band): 见测光, 星等系统
 光度函数(luminosity function)
 星系~(galaxies), 44, 45, 293, 399

恒星~(stellar), 62—65
 光度距离(luminosity distance), 336,
 337, 339
 光深(optical depth), 33
 光致电离(photoionization), 28

H

Harrison-Zel'dovich 谱(Harrison-Zel'dovich spectrum), 324
 Hertzsprung-Russell 图(Hertzsprung-Russell diagram): 见恒星颜色-星等图
 Hertzsprung 空隙(Hertzsprung gap), 62
 HII 区(HII region): 见星系中的气体, 电离
 Holmberg 半径(Holmberg radius) $R_{26.5}$, 43
 Hubble 定律(Hubble's law), 46, 47, 326
 Hubble 常数(Hubble constant) H_0 , 46, 326
 Hubble 时间(Hubble time) t_H , 47, 334
 Hubble 参数(parameter) $H(t)$, 326
 Hubble 深场(Hubble Deep Field), 397
 氦(helium), 8
 ~在恒星中燃烧(burning in stars), 13, 14, 62, 81, 82, 160
 ~闪(flash), 14
 ~在大爆炸中产生(produced in Big Bang), 50, 52—54

核合成(nucleosynthesis): 见重元素, 产生
 核心半径(core radius), 78, 80, 113, 122, 132, 163, 247, 249, 292
 褐矮星(brown dwarfs), 6
 黑洞(black holes)
 活动核(active nuclei), 367, 374, 382
 来自超新星(from supernovae), 16
 星系中心(galaxy center), 169, 172, 184, 239, 240, 266, 273, 275—277, 287, 382
 微类星体(microquasars), 387
 银河系中心(Milky Way center), 67, 68, 86—88
 周围轨道(orbits around), 136
 Schwarzschild 半径(Schwarzschild radius), 276, 304, 367
 双星(stellar binaries), 271
 黑体辐射(blackbody radiation), 3, 4, 33, 43, 51, 331
 恒星(stars)
 渐近巨星支(asymptotic giant branch) (AGB), 15, 182
 双星(binary): 见分立条
 褐矮星(brown dwarfs), 6
 死亡~(dead)
 伽马射线暴(gamma-ray bursts) (GRBs), 387—389
 中子星(neutron star), 8, 16
 行星状星云(planetary nebula), 15, 296

- 超新星(supernova): 见分立条
- 白矮星(white dwarf), 8, 15, 62, 182
- 早型~(early), 5
- 巨星(giant), 7
- 水平支(horizontal branch), 14, 81-84, 158, 164, 175, 183, 271
- 星系际~(intergalactic), 279, 296
- 晚型~(late), 5
- 主序(main sequence): 见主星序
- 微类星体(microquasar), 386, 387
- 原恒星(protostars), 10
- 红团簇(red clump), 14, 62, 187
- 红巨星, 红巨星支(red giants, red giant branch), 8, 11, 14, 24, 62, 187, 267, 317
- 亚矮星(subdwarf), 62
- 亚巨星(subgiant), 14
- 超巨星(supergiant), 3, 7, 8, 11, 15, 16, 23, 24
- 温度(temperatures), 11, 23
- 变星(variable)
- 造父~(Cepheid), 15, 37, 160, 161
- 天琴座 RR~(RR Lyrae), 82, 84, 160, 161, 163, 183
- Wolf-Rayet~, 16
- 恒星诞生(starbirth), 10, 75, 108, 109
- 恒星的(stellar)
- 丰度(abundances): 见重元素
- 年龄-金属度关系(age-metallicity relation), 72-74, 79, 83, 86, 176, 177, 181
- 大气(atmospheres), 3, 5, 15
- 4000 Å 跃变(break), 6, 267, 404
- Balmer 跳跃(jump), 5, 401
- 模型(model), 7, 22
- Stark 效应(effect), 7
- 分类(classification), 5ff, 7, 10, 20
- 颜色-星等图(color-magnitude diagram), 10, 61, 77, 82, 158, 164
- Hertzsprung 空隙(gap), 62
- 颜色(colors), 22, 24
- 密度(densities)
- V/Vmax 检验(test), 72
- 距离(distances): 见恒星距离
- 有效温度(effective temperature) T_{eff} , 3
- 演化(evolution) (life cycle), 9
- 等龄线(isochrones), 77, 82
- 寿命(lifetimes), 11
- 光度(luminosities), 7, 11, 24
- Wielen 下降(dip), 65
- 光度函数(luminosity function): 见分立条
- 主序(main sequence), 7, 11-13, 62
- 零龄~(zero age), 10
- 质量(masses), 2, 7, 11

- Chandrasekhar 极限(limit), 17
也见恒星质量函数
- 轨道(orbits): 见恒星轨道
- 测光(photometry): 见分立条
- 光球(photosphere), 3
- 星族(populations): 见星族
- 半径(radii), 3, 7, 8
- 表面引力(surface gravity), 7, 8
- 温度(temperatures), 3, 5, 11, 24
- 星风(winds), 15, 16, 99, 109, 171, 172, 186
- 恒星的光球(photosphere of star), 3
- 恒星轨道(orbits of stars), 235, 264
- 混沌(chaos), 265, 266
- 无碰撞 Boltzmann 方程(collisionless Boltzmann equation), 140ff
- 本轮近似(epicyclic approximation), 133ff, 229—231, 235
- 逃逸速度(escape speed), 117, 122, 131
- 脉冲近似(impulse approximation), 126
- 截面(surface of section), 265, 266
- 三轴势 triaxial potential, 263, 264, 266
- 恒星计数(star counts), 71, 85
- 恒星距离 distances to stars
- 星团(clusters), 76, 81, 160
- 平方反比律(inverse-square law), 2, 18
- 周光关系(period-luminosity relation), 161
- 测光视差(photometric parallax), 70, 71
- 分光视差(spectroscopic parallax), 70
- 三角视差(trigonometric parallax), 59, 60
- 恒星死亡(star death): 见恒星, 死亡
- 恒星和超新星
- 恒星形成区(star-forming regions), 75, 77, 87, 158, 160, 170, 172, 185, 205, 212, 267, 370, 374, 401: 也见星暴星系
- 恒星质量函数(mass function, stellar)
- 初始~(initial), 66, 401, 406
- Salpeter~, 66, 401, 406
- 红化(reddening): 见尘埃
- 红移(redshift), 47
- 宇宙学~(cosmological), 50, 327, 336
- Doppler ~ (Doppler), 32
- 引力~(gravitational), 344
- 测光~(photometric), 340—342
- 黄道面(ecliptic plane), 35
- 回溯时间(lookback time), 333, 334
- 活动星系核 active galactic nuclei, 365ff
- γ -射线发射(γ -ray emission), 369, 371
- 吸收线(absorption lines), 383, 390: 也见星系际气体
- 吸积盘或环面(accretion disk or torus), 370, 372, 373, 387
- 黑洞(black holes), 367, 374, 382
- 耀变体, BL Lac 天体(blazars, BL

Lac objects), 368, 381, 383,
384, 386
宽线区(broad-line region), 366,
372, 373, 383
Eddington 光度(Eddington lumi-
nosity), 371
燃料供应(fuel supply), 374
气体(gas)
 星系团中的加热(heating in
 clusters), 299
 脉泽(Maser) 240, 381
 分子(molecular), 240, 383
 外流(outflowing), 383
喷流和相对论束流(Jets and rela-
tivistc beaming), 368-371, 373,
375-377, 380, 381, 383-389
生命循环(life cycle), 342-344,
382
低电离核发射区(low-ionization
nuclear emission regions)
(LINERs), 374
光度(luminosity), 371
窄线区(narrow-line region), 372,
373
类星体(quasars), 344, 367, 368,
380, 381
 1型和2型(Types 1 and 2),
 381
射电辐射(radio emission), 367,
369, 371, 375, 377, 382
射电星系(radio galaxies), 374
Seyfert 星系(Seyfert galaxies),
240, 287, 367, 369, 370, 373,

375, 376
 1型和2型(Types 1 and 2),
 367, 372, 373
空间密度(space densities), 343,
344, 368
光谱(spectra), 366-370, 372,
374, 381, 382
星暴星系(starburst galaxies),
374, 402
视超光速运动(superluminal mo-
tion), 383-386
统一模型(unified model), 370,
372, 373
变性(variability), 366, 368
X-射线辐射(X-ray emission),
369, 371-373, 382
活动星系核周围的气体(gas around
active galactic nuclei), 372,
373, 383
分子(molecular), 383
外流(outflowing), 383

J

Jacobi 常数(Jacobi constant) E_J , 166
jansky (Jy), 4, 407
Jeans
 ~不稳定性(instability), 355-357
 ~长度(length), 108
 ~质量(mass), 108, 356-358
激波(shocks), 102, 109, 234-236,
295, 374, 380, 388, 394
金属丰度(metal abundance): 见重
元素
渐近巨星支 asymptotic giant branch:

见恒星

角尺度距离(angular-size distance),
336, 337, 339, 340

角动量(angular momentum),
118, 149, 175, 263, 264

λ 参数(λ parameter), 354

潮汐矩起源(tidal torque origin),
173, 175, 354

截断(潮汐)半径(truncation (tidal) radius), 80 > 133, 149, 163, 167

禁戒谱线(forbidden spectral lines),
28, 372

精细结构谱线(fine structure lines),
29, 30

局域静止标准(local standard of rest),
89

距离(distance)

 角尺度~(angular size), 336,
 337, 339, 340

 运动学~(kinematic), 96

 光度~(luminosity), 336, 337,
 339

 ~模数(modulus), 60

距离半径(distance radius) χ , 338

绝对星等(absolute magnitude, 23)

K

Kuzmin 盘(Kuzmin disk), 114

k 改正(k correction): 见红移, 测光~

开宇宙(open Universe), 325

可见光(visible light), 19

L

Lagrange 点(Lagrange points), 166,

167

Lyman- α 森林(Lyman- α forest),
395—397, 399

Lyman 系限云(Lyman-limit clouds),
390

L. 星系(L. galaxy): 见星系光度函数

类星体(QSOs, quasars): 见活动星系核

类星体吸收线(QSO absorption lines):
见星系际气体

冷却(cooling)

 气体~曲线(curve for gas), 105,
 106, 299

 时间(time), 105, 106, 298, 299

亮红外星系(luminous infrared galaxies) (LIRGs), 290, 291, 402, 403

临界密度(critical density ρ_{crit}), 48

临界面密度(critical surface density Σ_{crit}), 309

零龄主序(zero-age main sequence):
见主星序

流量 flux, 2

流体静力平衡(hydrostatic equilibrium), 282

M

Malmquist 偏差(Malmquist bias), 75,
415

Maxwell 分布函数(Maxwellian distribution function), 130

麦哲伦云, 麦哲伦流(Magellanic Clouds, Magellanic Stream): 见星系, 个例

脉冲近似(impulse approximation), 126

脉泽(maser), 31
 星系核(galaxy nucleus), 240, 381
 蒙特卡洛模拟(Monte Carlo simulation), 75, 349
 密度参数(density parameter $\Omega(t)$), 329
 面积半径 σ (area radius σ), 325
 秒差距(parsec), 408
 定义(definition), 60

N

Newton 引力定律(Newton's law of gravity), 111 ff
 球形系统的定理(theorems for spherical systems), 114, 115
 能量(energy)
 引力势~(gravitational potential), 117, 119, 259, 301, 370
 动~kinetic), 117, 119, 259, 281, 282, 284, 287
 年龄(age)
 星系(galaxies), 238, 267, 268, 362, 401, 405, 406
 矮星系(dwarf), 163, 164, 187
 银河系核球(Milky Way bulge), 86, 158, 175
 银河系盘(Milky Way disk), 73, 83, 177
 星团(star clusters), 77-80, 82, 160, 163
 恒星(stars): 见恒星演化, 恒星年龄-金属度关系
 太阳(Sun), 11
 宇宙(Universe), 47, 48, 334

年龄-金属度关系(age-metallicity relation), 72, 160, 176, 177, 181

O

Olbers 佯谬(Olbers' paradox), 335, 339

Oort 常数(Oort constants): 见银河系, 旋转

P

P Cygni 轮廓(P Cygni profiles), 400

Plummer 球(Plummer sphere): 见质量模型

Poisson 方程(Poisson's equation), 113, 144

喷流和相对论束流(jets and relativistic beaming), 368-371, 373, 375-378, 380-388

碰撞电离(collisioanl ianization), 28

碰撞和并合(collisions and mergers): 见星系碰撞和并合

Q

气体(gas)

原子~(atomic)

精细结构谱线(fine structure lines), 29, 30

禁戒发射线(forbidden emission lines), 103

超精细跃迁(hyperfine transitions), 30

碰撞电离(collisioanl ionization), 28

冷却(cooling), 105, 298

禁戒发射线(forbidden emission

lines), 28, 103, 372
 自由-自由辐射 (free-free radiation), 33, 281, 290
 电离, 谱线 (ionized, spectral lines), 28
 分子, 谱线 (molecular, spectral lines), 34,
 光致电离 (photoionization), 28
 冲压 (ram pressure), 295
 同步辐射 (synchrotron radiation), 33, 377
 Thomson 散射 (Thomson scattering), 371
 气体的冲压 (ram pressure of gas), 295
 切点 (tangent point), 90, 93
 切向速度 (tangential velocity) V_t , 67, 92
 球状星团 (globular clusters): 见星团

R

热改正 (bolometric correction), 21, 23-25
 热光度 (bolometric luminosity), 2, 25
 热红外 (thermal infrared), 43
 韧致辐射 (bremsstrahlung): 见自由-自由辐射
 日心速度 (heliocentric velocity), 33

S

Sérsic 公式 (Sérsic formula), 244
 Stefan-Boltzmann 方程 (Stefan-Boltzmann equation), 3
 射电望远镜 (radio telescopes), 32, 206ff, 404

干涉测量术 (interferometry), 206, 208, 209
 甚长基线干涉 (VLBI), 209, 240, 384
 射电辐射 (radio emission)
 活动星系核 (active galactic nuclei): 见分立条
 盘星系 (disk galaxies), 212, 213, 369, 370
 椭圆星系 (elliptical galaxies), 254, 276, 294, 377
 银河系 (Milky Way), 87, 99, 102
 谱线 (spectral lines), 29-31
 同步辐射 (synchrotron radiation), 33, 87, 102, 213, 369, 375, 377ff
 射电星系 (radio galaxies): 见活动星系核
 甚长基线干涉 (very long baseline interferometry) (VLBI): 见射电望远镜
 声峰 acoustic peak, 347
 势 (potential)
 有效~ (effective) Φ_{eff} , 134, 136, 165, 167
 引力~ (gravitational) $\Phi(x)$, 112
 透镜~ (lensing) ψ_L , 306
 速度~ (velocity) Φ_v , 352
 视差 (parallax): 也见恒星的距离
 测光~ (photometric), 70, 71
 分光~ (spectroscopic), 69, 70
 三角~ (trigonometric), 59, 60
 视超光速运动 (superluminal motion),

383
 视界(horizon), 332, 346
 视亮度(apparent brightness), 4
 视宁度(seeing): 见测光
 视向速度(radial velocity) V_r , 67, 410
 视星等(apparent magnitude), 18
 室女座中心下落(Virgocentric infall),
 347, 348, 353
 疏散星团(open clusters): 见星团
 速度各向异性(anisotropy in velocities), 149, 150, 261
 随机位相假设(random-phase hypothesis), 324, 344
 双星(binary stars), 2, 17, 157, 182, 270
 Lagrange 点(Lagrange points), 166, 167
 微类星体(microquasars), 386, 387
 星团(star Clusters), 132
 Ia 型超新星(Type Ia supernova), 17, 18
 X-射线(X-rays), 17, 271
 水平支(horizontal branch): 见恒星
 斯隆数字巡天(Sloan Digital Sky Survey), 22, 270

T

Thomson 散射(Thomson scattering), 371
 Tully-Fisher 关系(Tully-Fisher relation), 220-222, 362
 太阳邻域(solar neighborhood), 59ff
 年龄-金属丰度关系(age-metallic-

ity relation), 72-74, 177
 非对称星流(asymmetric drift), 74
 盘内质量密度(mass density in disk), 143-145
 恒星运动(stellar motions), 72-74, 84, 118, 139, 140
 星族(stellar populations), 61, 63-65, 72, 73, ? 5, 139
 太阳(Sun), 2, 3, 5, 8, 10, 24, 25, 52, 408
 年龄(age), 11
 重元素(heavy elements in), 9
 在银河系中的位置(location in Milky Way), 27, 67, 83, 90
 运动(motion), 27, 56, 73, 89, 90, 92
 天极(celestial poles), 34
 天空亮度(sky brightness): 见测光
 同步辐射(synchrotron radiation): 见射电辐射
 图案速度(pattern speed): 见星系盘, 旋涡图案(spiral pattern)
 椭圆星系(elliptical galaxies), 37, 184, 241ff
 年龄(ages), 267, 301, 397ff
 盒状~(boxy), 243, 253, 254, 302
 cD 星系(cD galaxies), 245, 246, 248, 257, 294, 376
 中心(centers), 248, 249, 257, 263, 275
 黑洞(black holes), 275-277

- 颜色和光谱(colors and spectra),
254, 267—270
- D- σ 关系(D- σ relation), 258
- 暗物质(dark matter), 256, 258,
273, 274
- de Vaucouleurs 律(de Vaucouleurs
law), 244, 245, 337
- 盘状~(disky), 38, 243, 253,
254, 302
- 矮~(dwarf), : 见星系, 矮~
- Faber-Jackson 关系(Faber-Jack-
son relation), 257, 258
- 形成(formation), 300, 302, 405
- 基面(fundamental plane), 257,
258, 302, 362
- 气体(gas)
 冷的多尘~(cool and dusty),
 39, 184, 271, 274, 302
 热~(hot), 272, 299
- 球状星团(globular clusters),
273, 274
- 光度(luminosities), 242, 245,
247, 248, 251
- 质量(masses), 256, 258, 273—275
- 金属丰度(metal abundance), 267
—273, 302
- 中等~(midsized), 242, 244,
248, 249
- 射电辐射(radio emission), 254,
276, 294, 376, 377
- 旋转(rotation): 见恒星运动
- Sérsic 公式(Sérsic formula), 244
- 形状(shapes), 249, 253, 254,
261, 262
- 环绕壳层(shells around), 245,
246, 273
- 恒星成分(stellar content), 184,
185, 263, 266—270
- 恒星运动(stellar motions), 185,
254, 263ff
- 面亮度起伏(surface brightness
fluctuations), 316, 317
- 三轴(triaxial), 251, 253, 263
- 超致密~(ultracompact), 247
- 紫外光(ultraviolet light), 271
- X-射线辐射(X-ray emission),
254, 271
- 椭圆星系的 D- σ 关系(D- σ relation for
ellipticals), 258
- 椭圆星系的基面(fundamental plane of
elliptical galaxies), 257, 258, 302,
362
- V**
- V/V_{max} 检验(V/V_{max} test), 72
- W**
- Wielen 下降(Wielen dip), 65
- 弯曲空间(curved space), 325
- 晚型星(late-type star), 5, 410
- 晚型星系(late-type galaxy), 40, 410
- 网址(website): 见序
- 微类星体(microquasars), 386, 387
- 位力(virial)
 ~半径(radius), 318, 361, 362
 ~温度(temperature), 283
 张量~定理(tensor virial theo-

rem), 259, 260, 262
 ~定理(theorem), 120, 121, 260, 281-283, 287, 301, 361
 温度(temperature)
 有效温度(effective temperature)
 T_{eff} , 3
 恒星系统(stellar system), 133
 位力~(virial), 283
 无碰撞 Boltzmann 方程(collisionless Boltzmann equation), 140ff
 物质主导宇宙(matter-dominated Universe): 见宇宙膨胀

X

X-射线辐射(X-ray emission), 28
 活动星系核(active galactic nuclei), 369, 371-373, 380, 382
 双星(binary stars), 17, 132, 157
 微类星体(microquasars), 386, 387
 盘星系(disk galaxies), 157, 172, 206
 椭圆星系(elliptical galaxies), 254, 271, 272
 星系(galaxies), 33
 星系群和星系团(galaxy groups and clusters), 279-283, 293, 295, 297-300
 银河系(Milky Way), 99
 吸积盘(accretion disk): 见活动星系核
 相关函数(correlation function) $\xi(r)$: 见大尺度结构
 消光(extinction): 见尘埃
 星暴(starbursts), 40, 223, 233, 239,

281, 287, 288, 290, 291
 星暴星系(starburst galaxies): 见星系
 星等系统(magnitude systems): 见测光
 星团(star clusters)
 年龄(ages), 77-80, 82, 160, 163
 双星(binary stars), 132
 核心坍缩(core collapse), 132
 距离(distances), 76, 78, 81-83
 蒸发(evaporation), 131
 形成(formation), 81
 球状~(globular), 80-84, 122, 128, 133, 160, 163, 168-170, 174, 175, 184, 200, 273
 麦哲伦云(Magellanic Clouds), 156, 160
 质量模型(mass models): 见分立条
 质量层化(mass segregation), 131, 132
 质量(masses), 78, 80, 121-123, 132
 核~(nuclear), 87, 163, 172, 239
 疏散~(open), 66, 76-78, 122, 128, 132
 昴~(Pleiades), 66, 77, 132
 超星团(super-star-clusters), 79, 160
 潮汐(截断)半径(tidal (truncation) radius): 见分立条
 星团核心坍缩(core collapse of star cluster), 132
 星系(galaxies)

- 有棒~(barred): 见星系盘
 cD~, 245, 246, 248, 257, 294, 376
 盘~(disk): 见星系盘
 矮~(dwarf), 163, 183, 185, 188, 294, 410
 年龄(age), 164, 183, 187
 椭圆星系(elliptical), 38, 39, 184, 242, 248
 不规则星系(irregular), 40, 185-187
 旋转(rotation), 184, 186-188
 人马座(Sagittarius), 83, 84, 164, 169
 椭球星系(spheroidal), 38, 162, 169, 184, 187, 248
 超致密(ultracompact), 247
 早型(early), 40
 椭圆星系(elliptical): 见分立条
 巨~(giant), 38, 185, 242, 244, 376
 高红移~(high redshift), 238, 397
 个别~(individual)
 仙女座~Andromeda (M31), 37, 39, 41, 152, 169-171, 188
 Arp 220, 291
 M32, 152, 169, 184
 M33, 152, 163, 171, 172, 179, 239
 M81, 281, 287
 M82, 103, 281, 290, 291
 M87, 245, 246, 272, 273, 276, 292, 294, 376, 377
 M104 (Sombrero 草帽), 200
 麦哲伦云和流(Magellanic Clouds and Stream), 69, 152, 156ff, 168, 188, 286
 银河系(Milky Way): 见分立条
 NGC 1275, 294, 299, 367, 376
 NGC 1399, 245, 248, 249, 256, 257, 263, 273, 292, 293, 299
 NGC 3923, 246, 273
 NGC 4258, 240, 367, 369, 370
 NGC 4676, 288, 289
 NGC 7331, 103, 197-199, 209-211, 213, 216-218, 220, 236, 238
 相互作用~(interacting): 见星系, 碰撞与并合
 不规则~(irregular), 40, 157, 185-187
 晚型~(late), 40
 亮红外~(luminous infrared), 290, 291, 403
 Lyman 跃变~(Lyman break), 393, 399, 401, 402
 ~风(winds), 401
 麦哲伦型~(Magellanic type), 39, 40, 202, 222
 ~核(nucleus): 见分立条
 本动速度(peculiar velocities): 见大尺度结构
 测光红移(photometric redshifts),

- 340—342
- 后星暴(post-star-burst), 267, 399
- 射电~(radio), 367, 374ff
- S0~, 38, 40, 191, 213, 214, 223, 224
- 伴~(satellite), 38, 151, 159, 169, 285, 286, 363
- Seyfert~: 见活动星系核
- 旋涡~: 见星系盘
- 星暴~(starburst), 40, 224, 233, 239, 281, 287, 288, 291, 297, 374, 399, 404
- 活动核共处(active nucleus cohabiting), 402
- 尘埃(dusty), 290, 291, 402
- 风(winds), 109, 290, 401
- 也见 Lyman 跃变星系
- 亚毫米波~(submillimeter), 403
- 星系(galaxy)
- 年龄(ages), 238, 267, 268, 362, 401, 405, 406
- 角动量(angular momentum), 173, 354
- 核球(bulges): 见分立条
- 星表和巡天(catalogues and surveys), 22, 41, 42, 224, 279, 283, 292, 318, 374
- 中心(centers), 99, 169, 172, 239, 240, 248, 249, 276, 363: 也见星系核
- 亮度尖峰(cusps in brightness), 114, 117, 249, 266, 363
- 分类(classification), 38ff, 222, 223, 237, 242, 254
- 碰撞与并合(collisions and mergers), 84, 159, 164, 170, 176, 188, 190, 245, 246, 273, 283ff, 287—289, 290, 292, 300, 302
- 颜色(colors), 199, 201, 223, 237, 269, 302, 341, 399
- 空间分布(distribution in space): 见大尺度结构
- 形成(formation), 172ff, 238, 300, 318, 354, 362, 397ff
- 晕(halo): 见分立条
- 光度(luminosities), 152, 163, 186, 199, 201, 203, 223, 224, 243, 398, 399, 401, 402, 405
- 光度函数(luminosity function), 293
- Schechter's L_* , 43, 45
- 质光比(mass-to-light ratio): 见分立条
- 质量(masses), 163, 164, 169, 213, 214ff, 239, 274, 403, 404
- 形态-密度关系(morphology-density relation), 278, 295, 300, 320, 321
- 测光(photometry), 42ff, 197ff, 243, 253, 335ff
- 空间密度(space densities), 43—46, 49, 293, 342, 405
- 光谱(spectra), 6, 222, 223, 267, 268, 341, 367, 398—400, 402

- 椭球(spheroid):见晕,贫金属
 恒星形成率(star-formation
 rates),72,238,270,290,
 399,401-406
 星系的 Hubble 分类(Hubble classifi-
 cation of galaxies),38,222,242
 星系的晕(halo of galaxy)
 暗~(dark),27,94,95,164,176,
 217-221,274,283,304
 热气体~(hot gas),99,213
 贫金属(metal-poor),27,84-86,
 170,174,191
 星系核(nucleus of galaxy),169,172,
 238,239,247-249,271,276
 活动~(active):见分立条
 黑洞(black holes),273,275,276
 LINER:见活动星系核
 银河系(Milky Way),26,33,86,
 87,99
 也见黑洞,星团
 星系核球(bulges of galaxies),169,
 170,191,200,236-238,247,275
 银河系(Milky Way),26,86,87,
 99,158,175,180
 旋转(rotation),87,237
 反转(counter-rotation),214
 星系际介质(intergalactic medium):见
 星系群和星系团中的气体及星系际
 气体
 星际介质(interstellar medium):见星
 系中的气体
 星系际气体(gas, intergalactic),
 297ff,390ff
 阻尼 Lyman- α 云(damped Lyman-
 α clouds),390ff
 尘埃(dusty),395
 Gunn-Peterson 检验(Gunn-Peterson
 test),395
 重元素(heavy elements),393-395
 热气体(hot),393
 Lyman- α 森林(Lyman- α forest),
 395ff,399
 Lyman 系限云(Lyman-limit clouds),
 390
 分子~(molecular),394
 中性氢(neutral hydrogen),390,
 391,393-395
 再电离(reionization),395,396
 星系距离(distances to galaxies),160
 造父变星(Cepheids),160,161
 运动学(kinematics),257
 红移(redshifts),46
 标准烛光(standard candles),160
 -162
 超新星(supernovae),18,69
 红巨星支顶部(tip of red giant
 branch),14,316,317
 Tully-Fisher 关系(Tully-Fisher
 relation),221,222
 星系盘(disks of galaxies),39,41,169,
 191ff:也见银河系
 非对称星流(asymmetric drift),
 160
 有棒(barred),39,40,86,191,
 204,232,234ff
 分类(classification),39,222

指数律(exponential law), 70,
71, 198, 199, 337
标高(scale height h_z),
27, 71, 74, 202
标长(scale length h_R), 27,
71, 86, 169, 171, 199, 202
形成(formation), 175, 181, 392,
393
气体(gas), 170—172, 206, 212,
226, 236
原子~(atomic), 157, 209
—212, 220, 223, 226, 392
尘埃(dusty), 205, 212, 234,
235, 239
电离~(ionized), 157, 212,
226
分子~(molecular), 213
低面亮度(low-surface-bright-
ness), 185, 186, 201, 202, 203,
211, 218
质量密度(mass density), 143,
144
径向梯度(radial gradients), 179,
199
射电辐射(radio emission), 212,
213
旋转(rotation), 39, 156, 169,
184ff
较差~(differential), 89,
217, 225, 228
旋涡图案(spiral pattern), 39,
172, 191, 204, 222, 223,
225ff, 235, 287

Q 参数(Q parameter), 232
共转半径(corotation radius),
231, 233, 235, 236
密度波理论(density-wave
theory), 228, 230, 233
絮状~(flocculent), 227
Lindblad 共振(Lindblad res-
onances), 230, 231
图案速度(pattern speed),
230—236
旋臂倾角(pitch angle), 227,
228
理论(theories), 229
稳定性(stability), 135, 136, 231
—233
恒星形成(star formation), 170,
205, 212, 239, 270
恒星成分(stellar content), 157,
158, 170, 192, 197ff, 222 ff
厚盘(thick disk), 27, 71, 72, 74,
75, 83, 202
薄盘(thin disk), 27, 71, 72, 74, 75
Tully-Fisher 关系(Tully-Fisher
relation), 220, 221, 222, 362
垂直运动(vertical motions), 144
—147
卷曲(warps), 171, 172, 216
星系群和星系团(groups and clusters
of galaxies), 47, 155, 278ff,
315, 316, 318, 320, 321
Abell 星系团表(Abell cata-
logue), 155, 279, 292
致密群(compact groups), 280

- 核半径 core radius, 293
- 暗物质(dark matter): 见质量
密度(density), 155, 293, 318
- 星系并合(galaxy mergers), 190,
280, 300
- 星系形态(galaxy morphology),
295, 300
- 星系运动(galaxy motions), 278,
280, 283, 293, 297
- 气体(gas), 293, 294, 300
冷~(cool), 159, 279, 281
热~(hot), 279-283, 295
-299
电离~(ionized), 395
- 引力透镜(gravitational lensing),
303
- 增长和未来(growth and future),
188, 292, 295, 297
- 个例(individual)
Abell 383, 303, 310, 312
后发团(Coma), 154, 258,
269, 278, 293-295, 297,
299, 316
天炉团(Fornax), 292-294,
296, 316
本星系群(Local Group): 见
分立条
英仙团(Perseus), 293-
295, 299, 316, 367, 376
Stephan 五重星系(Stephan's
Quintet), 280, 293
大熊团(Ursa Major), 201-
203, 221
室女团(Virgo), 154, 269,
276, 292-297, 316, 318,
347, 348
内落(infall toward), 347, 353
星系际恒星(intergalactic stars),
279
质量(masses), 189, 190, 282,
283, 293, 297, 299, 310, 312
形态-密度关系(morphology~
density relation), 295
位力半径(virial radius), 361, 362
X-射线辐射(X-ray emission),
279-283, 293, 297-300
温度-光度关系(temperature-
luminosity relation), 297, 298, 362
星系群和星系团中的气体(gas in gal-
axy groups and clusters)
冷气体(cool), 279, 281, 288
重元素(heavy elements), 282,
297, 299
热气体(hot), 279-281, 283,
293, 295-299
电离气体(ionized), 300, 395
中性氢(neutral hydrogen), 159
暖气体(warm), 294
星系团(clusters of galaxies): 见星系
群和星系团
星系团, 星系群(galaxy clusters, gal-
axy groups): 见星系群和星系团
星系中的气体(gas in galaxies): 也见
银河系
宇宙线(cosmic rays), 101, 109
尘埃(dusty), 33, 34, 39, 86, 102-

- 104, 107, 169—171, 182, 184,
201, 212, 226, 234, 235,
271, 400, 402, 404, 405
- 棒内流动(flow in bars), 235
- 加热和冷却(heating and cooling),
106, 107
- 热~(hot), 28, 33, 100, 157, 213,
272, 299
- 电离~(ionized), 28, 101, 102,
104, 157, 170, 212, 226
- HII 区(HII region), 28, 101,
 105
- 磁场(magnetic fields), 101, 109
- 脉泽(masers), 31, 240
- 分子~(molecular), 30, 31, 100,
102, 108, 172, 213, 289, 401
- 形成(formation), 104
- 中性氢(neutral hydrogen), 30,
100—102, 152, 157, 158,
170, 171, 186, 203, 209—
214, 220, 223, 226, 271,
274, 295, 296, 392, 393
- 高速云(high-velocity
 clouds), 99, 159
- 星族 I 和 II (Population I and II): 见
 星族
- 星族(stellar populations), 155, 266—
268, 302, 398, 399, 401, 402, 404
- 年龄(ages), 267, 269, 401
- 银河系(Milky Way), 61, 63—65,
73, 75, 83, 85, 139, 177
- 星族 III (Population III), 177
- 星族 I 和 II, (Populations I and
 II), 177
- 单次暴发模型(single-burst mod-
 el), 268
- 行星状星云(planetary nebula), 15,
296
- 旋涡星系(spiral galaxies): 见星系盘
- 旋转(rotation), 214ff
- ~曲线(curve), 90, 215
- 盘星系(disk galaxies), 156, 169,
 184, 214
- 矮星系(dwarf galaxies), 185—187
- 椭圆星系(elliptical galaxies, 185,
 256, 261, 262
- 星系核球(galactic bulges), 87,
 237
- 银河系(Milky Way), 27, 74, 83,
 86, 87
- 切点法(tangent-point method),
 93, 94

Y

- 颜色, 定义(color, definition), 22
- 衍射极限(diffraction limit), 206
- 耀变体, BL Lac 天体(blazars, BL Lac
objects): 见活动星系核
- 夜天发射(night-sky emission), 19, 43,
44
- 移动星群(moving groups of stars),
75, 86
- 银河系(Galaxy): 见银河系
- 银河系(Milky Way), 26ff, 58ff
- 年龄-金属度关系(age-metallicity
 relation), 176, 177, 182, 183
- 核球(bulge), 26, 86, 87, 99, 158,

- 180
 年龄(age), 86, 158, 175
 吞食(cannibalism), 84
 宇宙线(cosmic rays), 101, 107
 暗物质(dark matter), 94, 95,
 123, 145
 盘(disk), 26, 86
 质量密度(mass density), 144,
 145, 147
 形成(formation), 174ff
 G型矮星问题(G-dwarf problem),
 180
 气体(gas), 95ff
 宇宙线(cosmic rays), 101,
 109
 尘埃(dusty), 27, 34, 77, 78,
 86, 87, 101-103, 107
 热~(hot), 99, 100
 电离~(ionized), 28, 97, 99,
 101, 102, 104, 107
 分子~(molecular), 30,
 72, 96, 97, 99-102, 104,
 107, 108
 中性氢(neutral hydrogen),
 30, 72, 91, 96-102, 152
 随机运动(random motions),
 101, 107
 Gould带(Gould's Belt), 75
 重元素(heavy elements), 176, 177,
 179-183
 光度(luminosity), 27, 152
 磁场(magnetic field), 101, 102,
 109
 质量(mass), 94, 95, 117, 118, 124
 贫金属晕(metal-poor halo), 27, 83
 -86, 182
 核心(nucleus), 26, 33, 86, 87, 99
 黑洞(black hole), 67, 68, 87, 88
 射电辐射(radio emission), 87, 102
 旋转(rotation), 74, 8b, 87, 89ff
 Oort常数(Oort constants) A,
 B, 92, 93, 136, 139, 140
 伴星系(satellites), 124, 156ff, 363
 麦哲伦云(Magellanic Clouds),
 69, 156ff
 人马座矮星系(Sagittarius
 dwarf), 83, 84, 164, 169
 旋臂(spiral arms), 91, 97
 星团(star clusters): 见分立条
 星盘(stellar disk), 27, 67ff, 72, 84
 -86, 144
 年龄(age), 73, 83, 176, 177
 非对称星流(asymmetric drift),
 74, 139, 140
 棒(bar), 86, 99
 厚~(thick), 27, 74, 75
 薄~(thin), 27, 74, 75
 顶角偏离(vertex deviation),
 139
 星族(stellar populations), 83, 85,
 177
 潮汐流(tidal streams), 84
 也见太阳邻域
 银极(Galactic poles), 37
 引力(gravity), Newton~定律, 111 ff
 引力N体模拟(gravitational N-body

- simulation), 129, 130, 232, 233,
287—289, 302, 358, 359, 363
- 引力透镜(gravitational lensing), 303ff
 焦散和临界曲线(caustics and critical curves), 311, 312
 临界密度(critical density) Σ_{crit} , 309
 Einstein 半径(Einstein radius) θ_E , 305
 星系和星系团(galaxies and clusters), 306—313
 像增亮(image brightening), 305, 306, 311, 402
 像畸变(image distortion), 306, 311—313
 透镜势(lensing potential) ψ_L , 307
 质量片简并(mass-sheet degeneracy), 313
 奇像定理(odd-image theorem), 311
 质点(point mass)(微透镜 microlensing), 304, 305
 时延(time delay), 311
 弱~(weak), 312
- 引力系统的比热(specific heat of gravitating system), 133
- 隐带(zone of avoidance), 316
- 有效半径(effective radius) R_e , 237, 243
- 宇宙(Universe): 也见宇宙膨胀, 大尺度结构
 年龄(age), 47, 48, 81, 333
 标准宇宙学(benchmark cosmology), 48, 330
 宇宙背景辐射(cosmic background radiation): 见宇宙膨胀
- 暗能量(dark energy), 48, 329
- 暗物质(dark matter), 48
- 密度(density)
 平均(average), 220, 329, 331, 353, 404
 重子(baryons), 53, 54, 220, 300, 393, 397
 临界(critical), 48, 49, 329
- 暗能量(dark energy), 330
- 光度(luminosity), 46, 405
- 物质(matter), 330
- 辐射(radiation), 330
- 均匀性和各向同性(homogeneity and isotropy), 56, 325
- 宇宙背景辐射(cosmic background radiation) {CMB}: 见宇宙膨胀
- 宇宙膨胀(cosmic expansion) 46ff, 325ff
 宇宙年龄(age of Universe), 47, 81, 333, 334
 角尺度距离(angular-size distance), 336, 338, 339
 面积半径(area radius) σ , 325
 背景辐射(background radiation), 50—56, 344, 356, 357
 重子振荡(baryon oscillations): 见大尺度结构
 起伏(fluctuations), 344—347, 359
 标准模型(benchmark model), 48, 330, 334
 初始起伏(initial fluctuations), 344, 359, 362
 冷暗物质(cold dark matter),

- 358, 359, 362, 363, 405
 弱作用重粒子(WIMPs),
 176, 357, 358, 363
 共动长度和体积(comoving length
 and volume), 342, 343, 352
 宇宙学常数(cosmological constant Λ): 见暗能量, 暴胀
 宇宙学红移(cosmological red-
 shift), 50, 326, 327, 336
 暗能量(dark energy), 48, 295,
 329, 347
 暗物质(dark matter): 见分立
 条目
 密度参数(density parameter Ω
 (t)), 329
 距离半径(distance radius χ),
 338
 Friedmann 模型(Friedmann mod-
 els), 328
 起伏增长(growth of fluctuations):
 见大尺度结构
 视界(horizon), 332, 356
 热暗物质(hot dark matter), 358
 暴胀(inflation), 328, 329, 332,
 344
 回溯时间(lookback time), 333
 —335
 光度距离(luminosity distance),
 336, 338, 339
 物质主导宇宙(matter-dominated
 Universe), 330, 331, 334,
 351, 352, 353
 物质-辐射相等(matter-radiation
 equality), 55, 330, 331, 356
 Olbers 佯谬(Olbers' paradox),
 335, 339
 测光红移(photometric redshifts),
 340, 341, 342
 辐射主导宇宙(radiation-dominated
 Universe), 330, 356
 复合(recombination), 54, 55, 324,
 331, 332, 344
 再电离(reionization), 395, 396
 标度因子(scale factor $a(t)$), 331
 标长(scale length $\mathcal{R}(t)$), 326
 面亮度变暗(surface brightness
 dimming), 337
 宇宙线(cosmic rays), 101, 107, 109,
 375
 对阵列探测器的影响(effect on
 array detectors), 194
 原恒星(protostars), 10
 运动积分(integrals of motion), 145, 264
 运动学距离(kinematic distance), 96
- ## Z
- 再电离(reionization), 395
 早期宇宙中的反物质(antimatter, in
 early Universe), 51, 52
 早型星(early-type star), 5, 410
 早型星系(early-type galaxy), 40, 410
 造父变星(Cepheid variable stars),
 15, 37
 周光关系(period-luminosity rela-
 tion), 161
 张量位力定理(tensor virial theorem),
 259, 260, 262

阵列探测器(array detectors), 192—
196, 204
 宇宙线轰击(cosmic-ray hits),
 194
真空能(vacuum energy): 见宇宙膨胀,
 暗能量
质光比(mass-to-light ratio)
 星系(galaxies), 163, 164, 169,
 213, 217—220, 222, 239,
 256, 258, 273—275
 星系群和星系团(galaxy groups
 and clusters), 283, 297,
 299, 312
 银河系(Milky Way), 64, 71, 74,
 123
 大尺度(on larger scales), 49, 190
 星团(star clusters), 78, 122
质量(masses)
 黑洞(black holes), 68, 87, 88,
 276, 277
 星系(galaxies), 94, 95, 124, 160,
 163, 214ff, 223, 274,
 403, 404
 星系群和星系团(galaxy groups
 and clusters), 282, 283, 293,
 297, 299, 310, 312
 银河系(Milky Way), 124
 大尺度(on larger scales), 353
 星团(star clusters), 78, 121—
 123, 132, 239
 恒星(stars), 2, 7
质量层化(mass segregation), 78, 131,
 132

质量模型(mass models)
 暗晕(dark halo), 95, 114, 168,
 216, 286, 310, 311
 奇异等温球(singular isothermal
 sphere), 114, 148
 King 模型(King model), 149
 Kuzmin 盘(Kuzmin disk), 114
 Navarro-Frenk-White (NFW),
 117, 363
 Plummer 球(Plummer sphere),
 113, 118, 120, 147, 216, 282,
 310, 311
 多方~(polytrope), 113, 147
 自洽~(self-consistent), 147,
 148, 266
 软化势(softened potential), 129
 截断(潮汐)半径(truncation (tid-
 ai) radius), 149
中微子(neutrinos), 16, 52
中子星(neutron stars), 8, 16, 182
重元素(heavy elements), 9, 186, 269
 闭区模型(closed-box model), 177,
 179, 180
 G型矮星问题(G-dwarf prob-
 lem), 180, 181
 气体(gas), 160, 177—180, 182,
 272, 282, 297, 299, 391,
 393—396, 406
 失踪金属问题(missing metals
 problem), 397
产生(production), 8, 9, 15—17,
 53, 174, 176ff, 182, 270,
 400, 406

- s-过程(s-process), 15
- 径向梯度(radial gradients),
80, 179, 269
- 恒星(stars), 8, 13, 62, 74,
78—81, 83, 86, 160, 163,
177—183, 269, 270, 302
- 重元素产额(yield of heavy elements),
178
- 重子(baryons)
- 宇宙密度(cosmic density), 48,
 53, 54, 220, 300, 397
- 重子振荡(baryon oscillations), 323,
346, 347, 359
- 自行(proper motion), 67, 87, 89, 92
- 自由下落时间(free-fall time), 108,
116, 175, 318
- 自由-自由辐射(free-free radiation),
33, 213, 281, 290
- 阻尼莱曼 α 云(damped Lyman- α clouds),
390—395
- 坐标(coordinates)
- 共动(comoving), 326
- 赤道 equatorial (α, δ), 34
- 银道(Galactic) (l, b), 36
- 银心 Galactocentric (R, φ, z), 37
- 超星系(supergalactic), 154, 316

宇宙中的星系

责任编辑 赵 晔

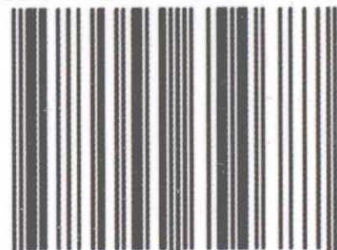
封面设计 付小鹏

责任印制 安利平

9 787504 654687 >



ISBN 978-7-5046-5468-7



9 787504 654687 >

定价：56.00 元